

## СОДЕРЖАНИЕ

### К 100-ЛЕТИЮ СО ДНЯ РОЖДЕНИЯ Я.Б. ЗЕЛЬДОВИЧА

- 337 **От редакционной коллегии**
- 339 *А.А. Вихлинин, А.В. Кравцов, М.Л. Маркевич, Р.А. Сюняев, Е.М. Чуразов.* Скопления галактик
- 367 *М.А. Шил, К.С. Торн.* Геометродинамика: нелинейная динамика искривлённого пространства-времени
- 379 *И.Д. Новиков, А.А. Шацкий, С.О. Алексеев, Д.А. Третьякова.* Идеи Я.Б. Зельдовича и современная космология Бранса – Дикке
- 387 *А.М. Черепанчук.* Чёрные дыры в двойных звёздных системах и ядрах галактик
- 409 *М.Р. Гильфанов, Р.А. Сюняев.* Радиационно-доминированный пограничный слой между аккреционным диском и поверхностью нейтронной звезды: теория и наблюдения
- 423 *В.Г. Курт, Н.Н. Шахворостова.* Искажения спектра реликтового излучения при рекомбинации первичной плазмы в ранней Вселенной
- 444 **Новости физики в сети Internet (Ю.Н. Ерошенко)**

### ИЗ ИСТОРИИ ФИЗИКИ

- 445 *Н.И. Шакура.* Академик Я.Б. Зельдович и основания дисковой аккреции
- 451 *В.С. Попов.* "Далёк астральный лад..." (воспоминания о Я.Б. Зельдовиче)



РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК

ISSN 0042-1294

# Успехи физических наук

Журнал основан в 1918 г.

# уофон

2014 апрель  
ТОМ 184

№4

**ЯКОВ БОРИСОВИЧ ЗЕЛЬДОВИЧ**  
**(1914–2014)**



A handwritten signature in black ink on a light background. The signature is written in a cursive style and appears to read 'Я. Зельдович'.

## 8 марта 2014 года исполнилось 100 лет со дня рождения Якова Борисовича Зельдовича

*В этом и предыдущем номерах журнала "Успехи физических наук" (УФН) помещены статьи, посвящённые современному развитию научного наследия выдающегося физика Я.Б. Зельдовича — академика Российской академии наук (Академии наук СССР), трижды Героя Социалистического Труда, избранного также в Национальную академию наук США, Лондонское Королевское общество и ряд других национальных Академий, почётного доктора многих знаменитых университетов, лауреата премии Дирака, награждённого многими орденами и медалями, включая золотую медаль Королевского астрономического общества Великобритании.*

*Работы Якова Борисовича стали основой многих новых направлений в физико-химической кинетике, физике процессов горения и взрывов, физике ударных волн, ядерной физике и энергетике, физике элементарных частиц и, наконец, последней его любви — астрофизике и космологии. И актуальность их не уменьшается, а у некоторых продолжает возрастать. Обзоры, публикуемые в этих двух выпусках УФН, представляют современное состояние именно этих областей, и вместе с тем показывают присутствие Зельдовича и значимость его идей на самом переднем фронте современной физики.*

*Редколлегия УФН гордится тем, что Яков Борисович Зельдович опубликовал на страницах УФН более полусотни обзоров, а в течение почти трёх десятилетий вплоть до своей кончины был одним из самых активных членов Редколлегии, во многом определявшим лицо нашего журнала.*

*Подробнее сами работы и о работах Я.Б. Зельдовича, а также о замечательной личности этого выдающегося учёного см. в книгах и статьях:*

*Зельдович Я.Б. Избранные труды. Химическая физика и гидродинамика (Под ред. Ю.Б. Харитона) (М.: Наука, 1984);*

*Зельдович Я.Б. Избранные труды. Частицы, ядра, Вселенная (Под ред. Ю.Б. Харитона) (М.: Наука, 1985);*

*Яков Борисович Зельдович (воспоминания, письма, документы) (Под ред. С.С. Герштейна, Р.А. Сюняева) 2-е изд., доп. (М.: Физматлит, 2008);*

### **Personalia в журнале УФН:**

*Сморodinский Я.А., Франк-Каменецкий Д.А. "Яков Борисович Зельдович (к пятидесятилетию со дня рождения)" *УФН* 82 567 (1964);*

*Герштейн С.С., Гуревич И.И., Имшенник В.С., Новиков И.Д., Понтекорво Б.М., Сагдеев Р.З. "Яков Борисович Зельдович (к шестидесятилетию со дня рождения)" *УФН* 112 533 (1974);*

*Арнольд В.И., Баренблатт Г.И., Гинзбург В.Л., Кадомцев Б.Б., Капица П.Л., Окунь Л.Б., Питаевский Л.П., Сагдеев Р.З., Сюняев Р.А., Фаддеев Л.Д., Френкель В.Я., Харитон Ю.Б. "Яков Борисович Зельдович (к семидесятилетию со дня рождения)" *УФН* 142 531 (1984);*

*Александров А.П., Арнольд В.И., Боровик-Романов А.С., Велихов Е.П., Герштейн С.С., Гинзбург В.Л., Гольданский В.И., Каган Ю.М., Кадомцев Б.Б., Овчинников А.А., Окунь Л.Б., Питаевский Л.П., Прохоров А.М., Сагдеев Р.З., Сахаров А.Д., Сюняев Р.А., Халатников И.М., Харитон Ю.Б. "Памяти Якова Борисовича Зельдовича" *УФН* 155 729 (1988);*

*а также на сайте УФН <http://ufn.ru/ru/authors/659/zel-dovich-ya-b/>.*

## К 100-ЛЕТИЮ СО ДНЯ РОЖДЕНИЯ Я.Б. ЗЕЛЬДОВИЧА

## Скопления галактик

А.А. Вихлинин, А.В. Кравцов, М.Л. Маркевич, Р.А. Сюняев, Е.М. Чуразов

*Скопления галактик — это самые массивные объекты во Вселенной, сформировавшиеся в результате гравитационного сгущения ничтожно малых первичных флуктуаций. Число скоплений и их свойства непосредственно зависят от свойств тёмной материи и тёмной энергии, что позволяет использовать скопления как мощный инструмент наблюдательной космологии. Наблюдения горячего газа, заполняющего гравитационную потенциальную яму скопления, открывают возможность изучения различных газодинамических и плазменных эффектов и влияния сверхмассивных чёрных дыр на нагрев и охлаждение газа. Работы Якова Борисовича Зельдовича оказали сильнейшее влияние практически на все космологические и астрофизические аспекты, связанные со скоплениями галактик, включая такие понятия, как спектр Гаррисона–Зельдовича, приближение Зельдовича, барийные акустические пики, эффект Сюняева–Зельдовича. В обзоре обсуждаются наиболее общие свойства скоплений и их роль в современной астрофизике и космологии.*

PACS numbers: 97.60.Lf, 98.65.–r, 98.80.Vp

DOI: 10.3367/UFNr.0184.201404a.0339

## Содержание

1. Введение (339).
2. Моделирование образования крупномасштабной структуры и скоплений галактик (340).
  - 2.1. Крупномасштабная структура Вселенной и спектр первичных возмущений Гаррисона–Зельдовича.
  - 2.2. Численное моделирование образования структуры.
  - 2.3. Скопления галактик в космической паутине горячего межгалактического газа.
  - 2.4. Моделирование функции масс скоплений галактик.
  - 2.5. Измерения полных масс скоплений и их функции масс.
3. Космологические исследования с использованием скоплений галактик (347).
  - 3.1. Каталоги скоплений галактик с высокой степенью статистической "чистоты".
  - 3.2. Детальные измерения параметров индивидуальных объектов.
  - 3.3. Измерения масс скоплений.
  - 3.4. Геометрический тест с использованием рентгеновских данных и эффекта Сюняева–Зельдовича.
  - 3.5. Геометрический тест с использованием удельной доли массы горячего газа  $f_{\text{gas}}$ .
  - 3.6. Измерение темпа роста крупномасштабной структуры.
  - 3.7. Ожидаемые результаты будущих экспериментов.

4. Ударные волны в межгалактическом газе (352).
    - 4.1. Скопление Пуля и свойства тёмной материи.
    - 4.2. Скорость электронно-протонного теплообмена в горячей плазме.
    - 4.3. Ограничения на диффузию в плазме.
    - 4.4. Ультрарелятивистские электроны в межгалактической плазме.
    - 4.5. Ближайшие перспективы исследования ударных волн в скоплениях.
  5. Сверхмассивные чёрные дыры в центрах скоплений (358).
    - 5.1. Общая картина.
    - 5.2. Охлаждение газа.
    - 5.3. Наблюдательные проявления взаимодействия газа и сверхмассивной чёрной дыры.
    - 5.4. Диссипация механической энергии.
    - 5.5. Механизм обратной связи.
    - 5.6. Связь с эволюцией эллиптических галактик.
  6. Заключение (363).
- Список литературы (364).

## 1. Введение

Скопления галактик занимают особое место в современной астрофизике и космологии. Как и все объекты во Вселенной, скопления сформировались из ничтожно малых флуктуаций, заложенных на этапе инфляционного расширения Вселенной. Эти возмущения, происходившие в момент, когда возраст Вселенной составлял 400 тыс. лет, мы наблюдаем как флуктуации температуры реликтового излучения. Линейные возмущения всех масштабов растут одинаково быстро, и время формирования нелинейного объекта определяется исключительно амплитудой начального возмущения. Для спектра возмущений, близкого к спектру Гаррисона–Зельдовича, амплитуда уменьшается с увеличением размера (массы) объекта, и более массивные объекты формируются позднее. В нашей Вселенной самыми массивными объектами (с массой порядка  $10^{15} M_{\odot}$ ), которые успели сформироваться к настоящему времени, являются скопления галактик. Во Вселенной с космологической постоянной (тёмной энергией) ускоренное расширение приводит к замедлению роста возмущений и ско-

А.А. Вихлинин. Институт космических исследований РАН, ул. Профсоюзная 84/32, 117997 Москва, Российская Федерация  
E-mail: vikhlinin@iki.rssi.ru  
Center for Astrophysics, 60 Garden St, Cambridge, MA 02138 USA  
А.В. Кравцов. University of Chicago, South Ellis Ave., Chicago IL, USA  
М.Л. Маркевич. NASA Goddard Space Flight Center, Greenbelt, MD 20771, USA  
Р.А. Сюняев, Е.М. Чуразов. Институт космических исследований РАН, ул. Профсоюзная 84/32, 117997 Москва, Российская Федерация  
Тел. (495) 333-33-77. Факс (495) 333-53-77  
E-mail: churazov@iki.rssi.ru  
Max Planck Institute for Astrophysics, Karl-Schwarzschild-Str. 1, Postfach 1317, D-85741 Garching, Germany

Статья поступила 19 февраля 2014 г.

пления так и остаются самыми массивными объектами. Именно это выделяет скопления среди всех других объектов и позволяет использовать скопления как инструмент для измерения свойств тёмной энергии и свойств нейтрино.

Благодаря огромной массе скопления гравитация доминирует над другими процессами и скопления можно рассматривать как репрезентативный фрагмент Вселенной, в котором соотношение масс тёмной материи и барионов имеет универсальное значение. Кроме того, гигантская масса скоплений приводит к гравитационному линзированию более далёких объектов, позволяя искать объекты, усиленные линзой скопления, на рекордно больших красных смещениях.

Глубина гравитационной потенциальной ямы скопления настолько велика, что газ, падающий в эту яму, разогревается до температур в несколько сотен миллионов градусов, превращая скопления в мощные источники рентгеновского излучения. Одновременно рассеяние фотонов микроволнового фона на горячих электронах приводит к искажению спектра фона (эффект Сюняева – Зельдовича) и открывает возможность детектировать скопления на любых красных смещениях. Сочетание данных рентгеновских и микроволновых наблюдений превращает скопления в мощный инструмент наблюдательной космологии.

Скопления галактик — динамические объекты, которые продолжают расти в настоящую эпоху, поглощая более мелкие скопления. Сравнение распределения газа и гравитирующей массы приводит к нетривиальным пределам сечений взаимодействия частиц тёмной материи. Слияния скоплений вызывают появление ударных волн и турбулентных движений газа. Наблюдения в радиодиапазоне и рентгеновском диапазоне позволяют исследовать газодинамические и плазменные эффекты в горячем газе, в частности ускорение космических лучей.

Время радиационного охлаждения горячего газа в центрах скоплений галактик гораздо меньше возраста Вселенной. В отсутствие внешнего источника энергии газ должен был бы остывать, фрагментироваться и превращаться в звёзды. В действительности этого не происходит. Механическая энергия, производимая центральной сверхмассивной чёрной дырой, регулирует тепловой баланс газа и предотвращает его неконтролируемое охлаждение. В целом картина взаимодействия механической энергии чёрной дыры с газом напоминает процессы, протекающие при мощных взрывах в атмосфере Земли. Точно так же сверхмассивные чёрные дыры могут оказывать влияние на формирование и эволюцию галактик на красных смещениях  $z \sim 2-3$ . Наблюдения близких скоплений позволяют исследовать этот процесс в деталях.

Работы Якова Борисовича Зельдовича оказали сильнейшее влияние практически на все космологические и астрофизические аспекты, связанные со скоплениями галактик. Спектр Гэрисона – Зельдовича, приближение Зельдовича, барионные акустические пики, эффект Сюняева – Зельдовича — все эти результаты вошли в современные университетские курсы и активно используются сегодня в теоретической, численной и наблюдательной астрофизике. Настольной книгой для астрофизиков остаётся монография Я.Б. Зельдовича и Ю.П. Райзера *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений*, дающая наглядное и полезное описа-

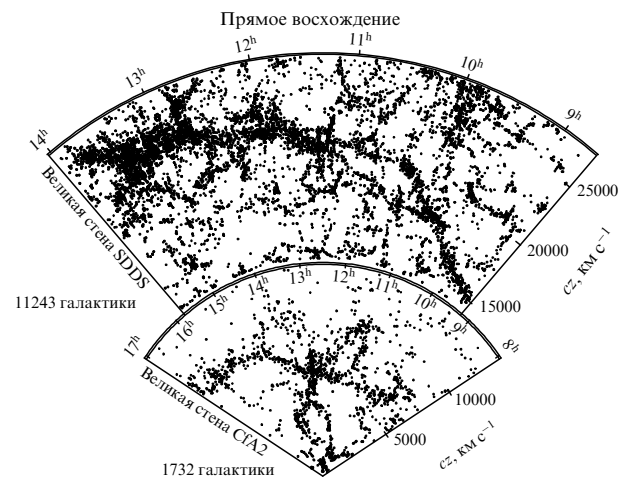
ние физики горячего газа, ударных волн и атмосферных взрывов — процессов, определяющих наблюдательные проявления скоплений. Несколько десятков наземных и космических обсерваторий сегодня нацелены на исследование скоплений галактик и эффектов, предсказанных Я.Б. Зельдовичем. Идёт работа и над ещё более амбициозными проектами ближайшего будущего, включая проект обсерватории "Спектр-Рентген-Гамма" (СРГ), которая должна обнаружить все массивные скопления галактик в наблюдаемой Вселенной.

В этом кратком обзоре мы обсуждаем самые общие свойства скоплений и их роль в современной астрофизике и космологии.

## 2. Моделирование образования крупномасштабной структуры и скоплений галактик

### 2.1. Крупномасштабная структура Вселенной и спектр первичных возмущений Гэрисона – Зельдовича

Хотя в космологических моделях обычно предполагается, что на больших масштабах Вселенная однородна и изотропна, на масштабах  $\lesssim 100$  Мпк наблюдения показывают наличие существенных неоднородностей в распределении галактик. Наблюдаемая крупномасштабная структура состоит из групп и скоплений галактик размером  $\sim 1$  Мпк, соединённых филаментами и "стенами" с размерами до  $\sim 100$  Мпк. Филаменты и стены обрамляют области низкой плотности галактик, называемые войдами (от англ. void — пустота) [1]. Пример таких структур приведён на рис. 1 [2]<sup>1</sup>.



**Рис. 1.** Крупномасштабная структура в распределении галактик в обзорах CfA2 (Center for Astrophysics Redshift Survey) и SDSS (Sloan Digital Sky Survey) [2]. Объём из обзора CfA2 (нижний конус) размером  $\approx 200$  Мпк показывает филаменты и войды вокруг скопления галактик в созвездии Комы (сгущение в центре), в том числе приблизительно горизонтальный филамент под названием "Великая стена". Это распределение галактик убедительно показало морфологию крупномасштабной структуры, названной впоследствии "космической паутиной", и сыграло важную роль в развитии моделей образования структуры. Объём из обзора SDSS (верхний сегмент) показывает вытянутую филаментную структуру, названную по аналогии "Великая стена SDSS", примерно в три раза более длинную, чем Великая стена CfA2.

<sup>1</sup> <http://www.astro.princeton.edu/universe/>

Модели образования структуры основываются на нескольких фундаментальных теоретических предположениях. Например, предполагается, что первичные неоднородности плотности, давшие начало наблюдаемым структурам, описываются гауссовым распределением (предположение, недавно с высокой точностью подтверждённое результатами космической обсерватории "Планк" [3]). Статистические свойства гауссовых флуктуаций полностью описываются спектром мощности, равным усреднённому по ансамблю квадрату фурье-амплитуды волн с волновым вектором  $\mathbf{k}$ . Спектр мощности  $P(k)$ , определённый для фурье-гармоник в некотором достаточно большом пространственном объёме  $V$ , в изотропной Вселенной зависит только от абсолютной величины волнового вектора  $k$ :

$$P(k) \equiv \frac{1}{V} \langle |\delta_k|^2 \rangle. \quad (1)$$

Спектр мощности, который имеет размерность объёма, часто умножается на  $k^3$ , что даёт безразмерную величину, характеризующую типичный квадрат амплитуды возмущений плотности на масштабе  $\sim 1/k$ :

$$\Delta^2(k) \equiv \frac{k^3}{2\pi^2} P(k). \quad (2)$$

Согласно современной парадигме образования крупномасштабной структуры, эти возмущения возникли из квантовых флуктуаций на микроскопических масштабах и увеличились до космологического масштаба в течение первоначальной инфляционной стадии расширения Вселенной (см., например, [4, 5]). Таким образом, модели инфляции элегантно объясняют происхождение первичных возмущений плотности: структуры, наблюдаемые во Вселенной на масштабах до  $\sim 100$  Мпк, возникли как квантовые флуктуации инфляционного поля (или полей). Эти модели также естественным образом объясняют как гауссову форму возмущений, так и их предполагаемый первичный спектр мощности.

Модели инфляции [6–10] и предсказания спектра мощности возмущений [11–14], основанные на них, появились только в начале 1980-х годов. Однако общая форма первичного спектра возмущений,  $P(k) \propto k$ , была аргументирована Я.Б. Зельдовичем в 1972 г., задолго до появления первых инфляционных моделей спектра возмущений [15]<sup>2</sup>. Такой спектр возмущений плотности называют масштабнo-инвариантным, так как он соответствует спектру флуктуаций потенциала и метрики, в котором типичная амплитуда флуктуаций не зависит от масштаба:  $\Delta_\phi^2(k) \propto k^{-4} \Delta^2(k) \propto k^{-4} k^4 = \text{const}$ .

В статье [15] 1972 года, быстро ставшей классической<sup>3</sup>, Я.Б. Зельдович использовал простые физические аргументы: он предположил, что Вселенная вначале находилась в холодном состоянии и была нагрета диссипацией мелкомасштабных возмущений метрики

через акустические волны, по мере того как Вселенная расширялась, и эти возмущения оказывались меньше космологического горизонта.

Таким образом, в гипотезе Зельдовича мелкомасштабные возмущения постулировались как источник нагрева, необходимого для объяснения первичного нуклеосинтеза и реликтового излучения. В то же время на больших масштабах флуктуации должны быть достаточно большими для того, чтобы объяснить образование наблюдаемых скоплений галактик с массами от  $\approx 10^{13}$  до  $\approx 10^{15} M_\odot$ . Зельдович показал, что масштабнo-инвариантный спектр с амплитудой возмущений метрики порядка  $10^{-4}$ , не противоречащий ограничениям на возмущения температуры реликтового излучения в то время, может элегантно объяснить как образование скоплений, так и достаточное нагревание Вселенной в ранние эпохи.

Хотя детали аргументов, представленных в работе Зельдовича, не подтвердились в ходе дальнейшего развития стандартной модели космологии, многие его идеи предвосхитили важнейшие вехи в этом развитии. Так, например, идея о том, что Вселенная началась с холодного состояния и последующий нагрев приводил к рождению огромного количества частиц и возникновению барионной асимметрии, подтверждается в инфляционных моделях, в которых Вселенная становится очень холодной после многих циклов экспоненциального расширения и требует нагрева, в процессе которого производятся частицы с высокой температурой. Инфляционные модели также позволили рассчитать ожидаемый спектр возмущений метрики, оказавшийся очень близким к масштабнo-инвариантному [11–14] (см. также детальный обзор [5]). Амплитуда возмущений метрики, необходимая для своевременного образования крупномасштабной структуры, по оценке Зельдовича оказалась на несколько порядков величины меньше, чем в первых моделях инфляции [13, 20], что привело к разработке новых, улучшенных, моделей.

В течение последних десяти лет наблюдения возмущений температуры реликтового излучения показали, что первичный спектр возмущений метрики действительно очень близок к масштабнo-инвариантному. Так, например, в недавних работах, в которых анализируются данные космической обсерватории "Планк", показано, что первичный спектр возмущений имеет степенной вид,  $P(k) \propto k^{n_s}$ , где  $n_s = 0,9603 \pm 0,0073$  [21].

В то же время на теоретическом фронте развитие моделей эволюции возмущений в барионно-фотонной плазме на ранних стадиях расширения Вселенной привело к разработке высокоточных численных методов (например, [22, 23]), позволяющих рассчитать изменения первичного масштабнo-инвариантного спектра, обусловленные различными процессами в этой плазме (например, подавлением роста возмущений во время эры доминирования излучения, затуханием акустических колебаний плазмы и т.д.). Эти точные предсказания моделей и эффекты, связанные с такими процессами, согласуются с рядом недавних наблюдений реликтового излучения со всё возрастающей точностью [24, 25].

Изменения приводят к конечному спектру возмущений  $P(k)$ , для которого показатель степени изменяется от  $n_s \approx 1$  на больших масштабах (малые значения  $k$ ) до  $n_s \approx -1$  на масштабах порядка 100 Мпк и  $n_s \approx -2$  на масштабе около 1 Мпк. При  $k \rightarrow \infty$  значение  $n_s$  при-

<sup>2</sup> Аргументы частично были приведены и в более ранней работе [16]. В [17, 18] также был предложен масштабнo-инвариантный спектр на основе совершенно других статистических аргументов.

<sup>3</sup> Влияние и статус работы Зельдовича (и независимых аргументов Гаррисона) видны хотя бы из того, что масштабнo-инвариантный спектр уже многие десятилетия называют спектром Гаррисона–Зельдовича и часто используют это понятие как широко известное без ссылок на оригинальные статьи (например, [19]).

ближается к  $-3$ . Характерная амплитуда возмущений,  $\Delta^2(k) \propto k^3 P(k)$ , таким образом, возрастает с уменьшением пространственного масштаба возмущений вплоть до масштабов порядка солнечной системы и меньших [26]. Это возрастание приводит к иерархическому характеру образования структуры: сначала структуры формируются на самых малых масштабах, а структуры больших масштабов возникают позднее в результате слияния ранее образовавшихся структур.

## 2.2. Численное моделирование образования структуры

Образование структуры на нелинейных стадиях развития моделируется с помощью численных расчётов, в которых точные предсказания формы линейного спектра возмущений используются для задания начального распределения вещества. В численных моделях начальные условия устанавливаются на уже довольно поздних эпохах (красные смещения  $50 \lesssim z \lesssim 200$ ). Эволюция возмущений до начального момента времени рассчитывается с помощью метода, предложенного Зельдовичем [27, 28] в 1970 г. Метод основан на широко известном лагранжевом подходе к описанию эволюции материи, применяемом в гидродинамике [29]. Такой подход оказался очень удачным для решения проблемы эволюции первичных космологических неоднородностей плотности, потому что типичные неоднородности являются довольно "сплюснутыми" [30]. Предложенный Зельдовичем метод расчёта, известный под названием "приближение Зельдовича", оказался на удивление точным для типичных "сплюснутых" возмущений (см., например, [31, 32]). В предельном случае коллапса плоской одномерной волны метод Зельдовича даёт точное решение, описывающее эволюцию, по крайней мере до пересечения орбит частиц и образования каустики.

Метод Зельдовича благодаря своей точности и относительной простоте успешно применялся для моделей образования структуры в 1970-х годах, когда непосредственное численное моделирование структуры ещё не было возможным [33–35]. Например, рис. 2 показывает результат двумерного расчёта эволюции адиабатических возмущений со степенным спектром с помощью приближения Зельдовича [35]. Эти расчёты показали, что крупномасштабная структура с характерными филаментами и войдами, показанная на рис. 1, образуется естественным образом из адиабатических гауссовых возмущений плотности (см. также [36–38]).

В течение последующих десятилетий метод Зельдовича служил основой не только целого ряда аналитических моделей образования структуры [39–42], но и численных расчётов нелинейной стадии коллапса возмущений. В численных расчётах этот метод стал стандартным при установлении начальных условий [33, 43–45], так как с его помощью можно очень точно предсказать эволюцию первичных возмущений до довольно поздних эпох ( $z \sim 50–100$ ), что позволяет избежать малоинтересного численного моделирования эволюции в квазилинейном режиме на ранних стадиях. Хотя метод задания начальных условий недавно был улучшен [46], он основан на всё том же лагранжевом подходе Зельдовича, а улучшение его точности было достигнуто просто посредством учёта членов второго порядка в теории возмущений (в оригинальной работе Зельдовича использовались только линейные члены разложения).

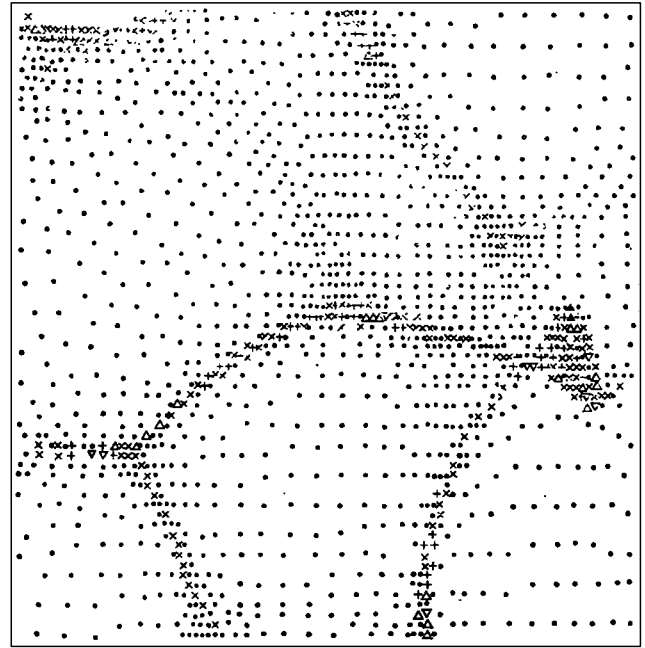
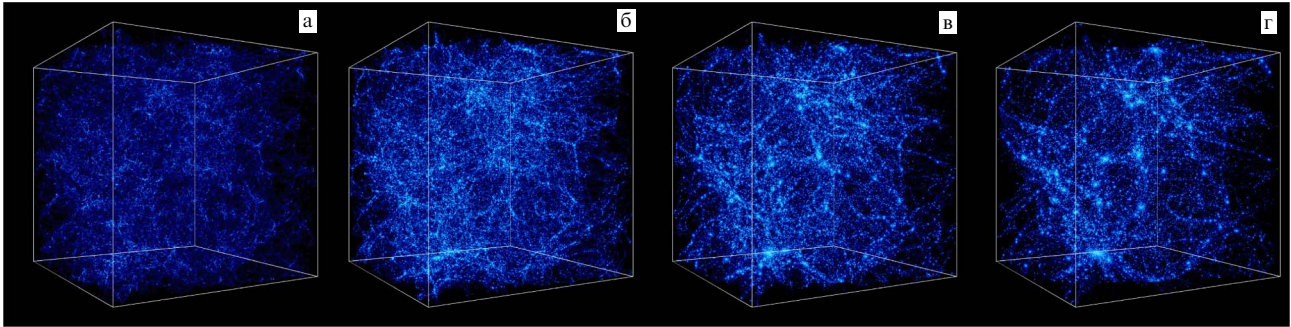


Рис. 2. Результат двумерного расчёта эволюции адиабатических возмущений со степенным спектром с помощью приближения Зельдовича [35], показывающий, что крупномасштабная структура с характерными филаментами и войдами (см. рис. 1) образуется естественным образом из адиабатических гауссовых возмущений плотности.

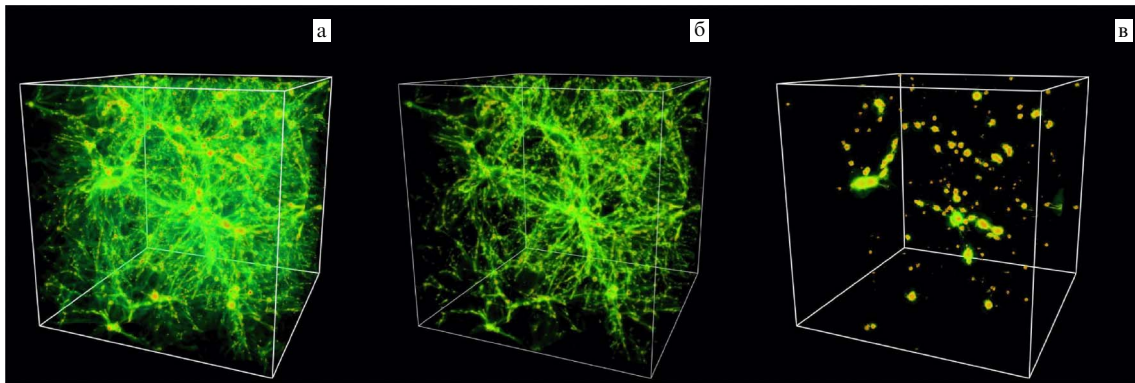
В то же время тот факт, что метод Зельдовича даёт точное решение в одномерном коллапсе плоской трёхмерной волны, широко используется для тестирования методов, применяемых в численных расчётах образования Вселенной [43–50].

В численных расчётах уравнения движения вещества решаются в расширяющейся системе координат, определяемой общим расширением Вселенной, зависящим от космологических параметров (в стандартной модели: постоянная Хаббла, средняя плотность вещества и плотность тёмной энергии). Однако обычно расширение "прячется" с помощью специально подобранных "сопутствующих" переменных [33, 51, 52], таких как сопутствующая координата  $x$ , которая связана с физической координатой  $\mathbf{r}$  и масштабным фактором  $a(t)$ :  $x = \mathbf{r}/a(t)$ . Методы, применяемые в численных расчётах образования структуры, включают в себя быстрые численные алгоритмы расчёта сил гравитации [53, 54] и, если в дополнение к тёмному бесстолкновительному веществу отдельно моделируется нормальное барионно-фермионное вещество, методы численной гидродинамики [55].

Рисунок 3 показывает распределение тёмной материи в одном из современных численных расчётов образования структуры в моделях с холодным тёмным веществом (CDM — Cold Dark Matter) и космологической постоянной ( $\Lambda$ CDM). На ранних этапах эволюции образуется большое количество относительно малых гало, сгущивание которых гораздо сильнее сгущивания самого тёмного вещества [56, 57]. Так, например, в левом нижнем углу рис. 3а, б видна большая концентрация вещества и гало в виде протоскопления. На рисунке 3г ( $z = 0$ ) в этой области видно образовавшееся скопление. На поздних этапах эволюции (рис. 3в, г) видны также филаменты и войды размером 100 Мпк. При красных смещениях



**Рис. 3.** Пространственное распределение тёмного вещества в численном расчёте образования структуры в CDM-модели с космологической постоянной в кубическом объёме сопутствующего размера 85 Мпк [56] на четырёх эпохах: (а)  $z = 8$ , (б)  $z = 4$ , (в)  $z = 1$ , (г)  $z = 0$ .



**Рис. 4.** (В цвете онлайн.) Пространственное распределение диффузного барионного газа в гидродинамическом расчёте образования структуры в CDM-модели с космологической постоянной [60]. Кубический объём расчёта имеет сопутствующий размер 100 Мпк, близкий к размеру объёма, показанного на рис. 3. (а) Объёмный рендеринг распределения всего газа в объёме. Цвет соответствует локальному контрасту плотности газа по отношению к средней плотности барионов во Вселенной: зелёный цвет — контрасту плотности  $\sim 10$ , жёлтый — контрасту  $\sim 100$ , а красный — контрасту  $\geq 1000$ . (б) Показаны только барионы с температурой  $10^5 < T < 10^7$  К. (в) Показаны только барионы с температурой  $> 10^7$  К. Хорошо видно, что газ в филаментах имеет промежуточную температуру  $T \sim 10^6$  К, а самая горячая плазма сосредоточена в квазисферических сгущениях, соответствующих скоплениям галактик.

между  $z = 1$  и  $z = 0$  крупномасштабная структура изменяется не очень сильно, так как при  $z < 1$  низкая плотность вещества в этой модели и космологическая постоянная приводят к быстрому темпу расширения, что прекращает коллапс филаментов. В сопутствующей системе координат, использованной на рис. 3, крупномасштабная структура при таком быстром расширении "застывает". Однако в области образующегося массивного скопления хорошо видна непрекращающаяся эволюция. Массивные скопления продолжают быстро эволюционировать при  $z < 1$ , что позволяет использовать скопления как один из тестов космологических моделей.

### 2.3. Скопления галактик в космической паутине горячего межгалактического газа

В процессе коллапса барионный газ следует за тёмным веществом, плотность которого доминирует на больших масштабах. В результате действия сильных ударных волн и адиабатического сжатия газа его температура резко повышается до  $\sim 10^5 - 10^7$  К в филаментах крупномасштабной структуры, а также в самых больших гало с массами  $\sim 10^{14} - 10^{15} M_{\odot}$ , соответствующими наблюдаемым скоплениям галактик [58]. Модели, основанные на приближении Зельдовича, уже в 1970-х годах показывали, что на поздних этапах эволюции структуры большая часть диффузного барионного газа должна находиться в горячей фазе филаментов и скоплений галактик

[35, 58], что было подтверждено впоследствии численными расчётами, моделирующими гидродинамику и термодинамику барионного газа при коллапсе [59–61]. Эта горячая фаза недавно была обнаружена в наблюдениях [62] с помощью кросскорреляции распределения массы в проекции, измеренного методом слабого гравитационного линзирования, и эффекта Сюняева–Зельдовича (СЗ) [63, 64], измеренного космической обсерваторией "Планк".

Помимо крупномасштабной структуры, на рис. 3 также видно большое количество плотных сколлапсировавших гало. Гало соответствуют минимумам потенциала, в окрестности которых в процессе охлаждения газа, нагретого ударными волнами, должно накапливаться нормальное вещество и образовываться галактики [65]. Образование галактик сопровождается рядом сложных процессов, в которых охлаждение и конденсация барионного газа могут приводить к уплотнению тёмного вещества в центрах гало (рис. 4) [66–68] и изменению формы гало с приближением её к более сферической [69]. Высвобождение энергии молодых массивных звёзд в виде излучения и кинетической энергии звёздных ветров, а также ударных волн и космических лучей, образующихся при взрывах сверхновых, может впоследствии приводить к выбросу большей части сконденсировавшегося барионного газа из гало и понижению центральной плотности тёмного вещества.

Численное моделирование этих сложных процессов является областью активных исследований, так как уже очевидно, что понимание этих процессов чрезвычайно важно для прогресса в объяснении общей картины образования галактик. При этом моделирование скоплений галактик играет особую роль по двум причинам (см., например, подробный обзор [70]).

Во-первых, скопления являются уникальными астрофизическими лабораториями, в которых все компоненты вещества исследуются наблюдательно. Например, распределение звёзд и холодного газа изучается с помощью панхроматических наблюдений в диапазонах излучения от ультрафиолетового до инфракрасного и радиоволнового. Распределение массы и термодинамические свойства горячего газа исследуются посредством рентгеновских наблюдений (см., например, [71]) и наблюдений эффекта Сюняева–Зельдовича [63, 64, 72]. Распределение тёмного вещества исследуется с помощью нахождения скоростей галактик [73] и гравитационного линзирования [74]. Во-вторых, скопления играют важную роль космологических "маяков" образования структуры (см., например, недавний подробный обзор [75], а также раздел 3 настоящего обзора).

#### 2.4. Моделирование функции масс скоплений галактик

Эпоха и темп коллапса любого пика плотности обусловлены его начальной амплитудой, силой притяжения, определяемой законом гравитации на соответствующих масштабах, и темпом расширения Вселенной, которое действует в противовес силе притяжения, замедляя коллапс. Эпоха образования массивных скоплений приходится на  $z \lesssim 2$ , и их пространственная плотность на разных красных смещениях, зависящая от массы (функция масс), очень чувствительна к нормировке спектра возмущений, темпу расширения Вселенной, который зависит от средней плотности вещества и тёмной энергии, и к свойствам закона гравитации на самых больших масштабах [70].

Эти зависимости калибруются с помощью численных расчётов образования структуры. Однако помимо применения расчётов был также разработан целый ряд аналитических моделей функции масс скоплений, полезных как для интерпретации результатов численных расчётов, так и для понимания происхождения зависимостей функции масс от свойств начальных возмущений и космологических параметров.

Первая статистическая модель функции масс сколлапсировавших пиков плотности была разработана в [76]. Модель опирается на предположение, что функция масс непосредственно связана со статистическими свойствами первичных возмущений плотности, такими как спектр мощности  $P(k)$ . Так, вероятность  $F(M)$  того, что данная область с начальным контрастом плотности  $\delta_M(\mathbf{x}) \equiv \rho(\mathbf{x})/\bar{\rho} - 1$ , где  $\bar{\rho}$  — средняя плотность вещества, а поле плотности  $\rho(\mathbf{x})$  сглажено на масштабе массы  $M$  (соответствующем пространственному масштабу  $R \approx [3M/(4\pi\bar{\rho})]^{1/3}$ ), сколлапсирует в объект с массой  $\geq M$ , выражается как

$$F(M) = \int_{-1}^{\infty} p(\delta) C_{\text{coll}}(\delta) d\delta. \quad (3)$$

Здесь  $p(\delta) d\delta$  обозначает распределение вероятности  $\delta_M(\mathbf{x})$ , обычно предполагаемое гауссовым,  $C_{\text{coll}}$  — вероятность того, что данная пространственная точка  $\mathbf{x}$

с контрастом  $\delta_M(\mathbf{x})$  сколлапсирует. В этом случае функция масс сколлапсировавших объектов с массой в интервале  $(M, M + dM)$  равна производной  $dF/dM$ , делённой на сопутствующий объём первоначального поля возмущений плотности, занимаемого областями массы  $M$ , т.е.  $M/\bar{\rho}$ :

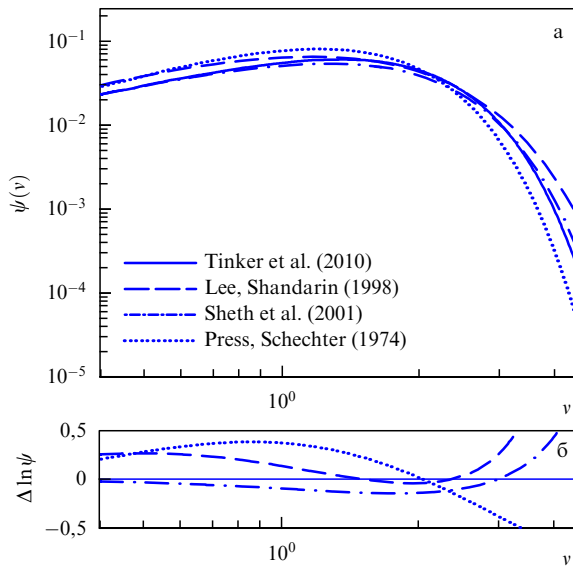
$$\frac{dn(M)}{dM} = \frac{\bar{\rho}}{M} \left| \frac{dF}{dM} \right|. \quad (4)$$

Пресс и Шехтер в своей модели [76] использовали результат модели коллапса сферического возмущения постоянной плотности [77], в которой возмущение коллапсирует, когда линейный контраст плотности достигает критической величины<sup>4</sup>  $\delta_c \approx 1,69$ . На основе этого результата Пресс и Шехтер постулировали, что любая точка с контрастом  $\delta_M(\mathbf{x}) D_{+0}(z) \geq \delta_c$  сколлапсирует в гало массой  $\geq M$  до красного смещения  $z$ , т.е.  $C_{\text{coll}}(\delta) = \Theta(\delta - \delta_c)$ , где  $\Theta$  — функция Хевисайда. Важно отметить, что контраст  $\delta_M(\mathbf{x})$  в этом контексте является начальным контрастом, линейно экстраполированным до эпохи  $z$  с помощью функции линейного роста возмущений  $D_{+0}(z)$ , нормированной так, что  $D_{+0}(0) = 1$ . Можно легко проверить, что для гауссова начального поля возмущений такое предположение даёт  $F(M) = (1/2) \text{erfc}[\delta_c/(\sqrt{2}\sigma(M, z))] = F(v)$ , где  $\sigma(M, z)$  — дисперсия поля контрастов плотности, сглаженного на масштабе  $M$  и линейно экстраполированного до красного смещения  $z$ , а  $v \equiv \delta_c/\sigma(M, z)$  — это так называемая амплитуда коллапса пика. Величина  $v$  характеризует амплитуду коллапсирующих пиков плотности в единицах дисперсии поля плотности. Сама функция масс на логарифмический интервал массы в этой модели выражается в виде

$$\begin{aligned} \frac{dn(M)}{d \ln M} &= \frac{\bar{\rho}}{M} \left| \frac{dF}{d \ln M} \right| = \frac{\bar{\rho}}{M} \left| \frac{d \ln v}{d \ln M} \frac{\partial F}{\partial \ln v} \right| \equiv \\ &\equiv \frac{\bar{\rho}}{M} \left| \frac{d \ln v}{d \ln M} \right| g(v) \equiv \frac{\bar{\rho}}{M} \psi(v). \end{aligned} \quad (5)$$

Дальнейшие исследования показали, что форма функции  $\psi_{\text{PS}}(v)$ , предсказанная моделью Пресса–Шехтера, не очень точна: отличие от реальной функции масс скоплений в численных расчётах достигает при некоторых массах 50% [79–83]. В принципе некоторых отличий можно ожидать просто ввиду различия в определении массы скоплений в модели и численных расчётах. В модели масса определяется фильтром, используемым для сглаживания контраста плотности, в то время как в численных расчётах масса определяется или внутри контрасту плотности, соответствующего определённому контрасту плотности, или внутри такой сферической области, в которой плотность равна определённому контрасту по отношению к средней плотности вещества или критической плотности Вселенной:  $M = (4\pi/3)\Delta\rho_r R^3$ , где  $\rho_r = \bar{\rho}(z)$  или  $\rho_r = \rho_{\text{crit}}(z)$  и обычно используется  $\Delta \sim 200-500$  (см. [70, § 3.6], где можно найти более подробное обсуждение определения массы скоплений). Однако оказалось, что различие в определении массы не является основным источником ошибок.

<sup>4</sup> Этот критический контраст плотности формально зависит от космологических параметров (см., например, [78]). Однако эта зависимость довольно слабая.



**Рис. 5.** (а) Зависимость  $\psi(v)$  от амплитуды пика  $v$ , определяющая функцию масс сколлапсировавших объектов  $dn/d \ln M = \bar{\rho} \psi(v)/M$  (см. уравнение (5)) как функцию амплитуды пика, предсказанная в модели Пресса–Шехтера (пунктирная кривая), модели Ли–Шандарина [42], основанной на приближении Зельдовича (штриховая кривая), модели Шеса, Мо и Тормена [86] (штрихпунктирная кривая) и полученная в численных расчётах (сплошная кривая) [88]. (б) Отклонение модельных результатов от результатов численных расчётов.

На самом деле, довольно легко заметить, что в подходе Пресса–Шехтера форма функции  $\psi(v)$  прямо зависит от предположений модели коллапса пиков. Как мы отмечали ранее, типичные пики в гауссовом поле плотности имеют сплюснутую форму и их коллапс, таким образом, является анизотропным и не может точно описываться моделью сферического коллапса. Модели, которые используют такой же общий подход, но в которых функция  $S_{\text{coll}}$  вычисляется на основе моделей анизотропного коллапса возмущений, были разработаны во второй половине 1990-х годов [42, 82, 84, 85]. Так, в модели Шеса, Мо и Тормена используются статистика формы пиков в гауссовом поле и приближение, описывающее каждый пик в виде эллипсоида с учётом соответствующих результатов моделей коллапса эллипсоидов [86, 87]. В модели Ли и Шандарина [42], однако, используется приближение Зельдовича для непосредственного расчёта коллапса пиков, характеризуемого локальными значениями собственных значений тензора деформаций. Рисунок 5 показывает, что модели обоих этих типов предсказывают функцию масс скоплений в гораздо лучшем согласии с численными расчётами, чем модель Пресса–Шехтера, особенно при массах, соответствующих группам и скоплениям галактик ( $v \gtrsim 1$ ). Точная калибровка функции масс на самых больших массах ещё продолжается [89, 90], хотя точность на данный момент уже ограничена неопределённостями физических процессов в барионном компоненте, связанных с образованием галактик [91–93].

Модель Пресса–Шехтера, тем не менее, сыграла огромную роль, показав, что *функция масс объектов на разных красных смещениях может быть универсальной функцией амплитуды пика*  $v(M, z) \equiv \delta_c / \sigma(M, z)$ . В частности, форма функции  $\psi(v)$  зависит в основном от физики коллапса пиков плотности, а не от космологических

параметров модели. Это дало толчок как разработке более сложных моделей, основанных на подходе Пресса–Шехтера<sup>5</sup>, так и продуктивному анализу численных расчётов, показав, что калибровка функции  $\psi(v)$  для одной космологии будет неплохо работать и для других космологий [83, 101, 102].

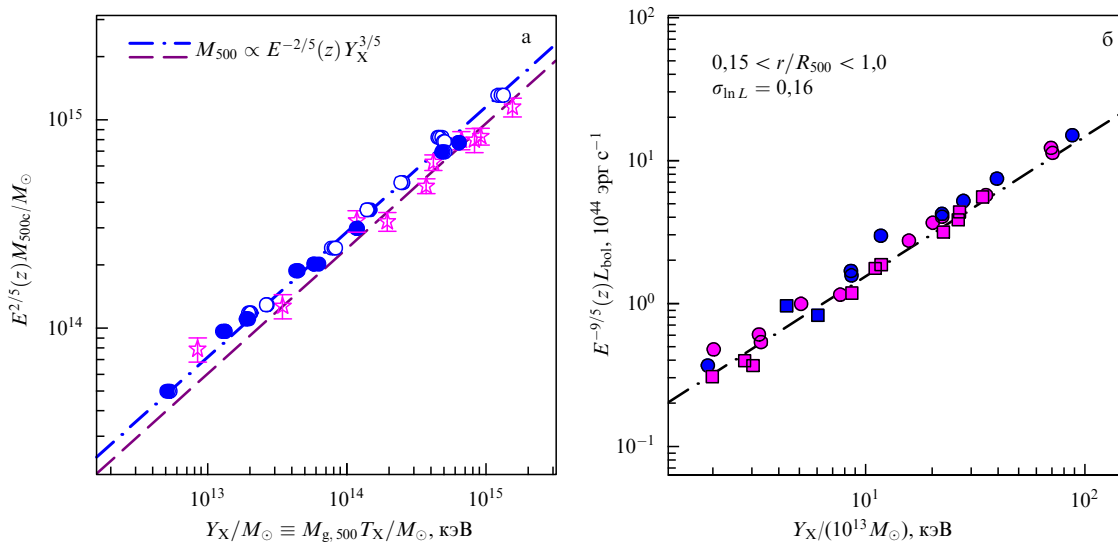
Рисунок 5 показывает, что при массах, соответствующих  $v \lesssim 2$ , функция  $\psi(v)$  слабо изменяется с изменением  $v$ , что соответствует функции масс  $dn/dM \propto M^{-\alpha}$  с  $\alpha \approx -1,8 - 1,9$  (см. уравнение (5)). Однако при  $v \gtrsim 2$  функция  $\psi(v)$  быстро (экспоненциально) убывает с увеличением  $v$ . Массивные скопления галактик имеют как раз такие значения амплитуды пика, и их функция масс экспоненциально зависит от массы и космологических параметров, от которых зависит  $v$ . Именно эта экспоненциальная чувствительность к космологическим параметрам и делает скопления важными для космологических исследований. В то же время экспоненциальная зависимость от массы  $M$  означает, что при сравнении наблюдаемых выборок скоплений с теоретическими предсказаниями необходимо уделять особое внимание наблюдательным измерениям  $M$ .

## 2.5. Измерения полных масс скоплений и их функции масс

Проблема оценки масс скоплений, таким образом, является одной из основных в их космологических применениях. Хотя в принципе полные массы для отдельных скоплений довольно точно измеряются с использованием предположения гидростатического равновесия и рентгеновских наблюдений (см., например, [71]) или анализа линзирования галактик фона в области скоплений (см., например, [103, 104], а также недавний педагогический обзор [74]), часто на практике такие измерения трудно провести для больших выборок объектов из-за их сложности или ограниченной применимости. Например, оценка с помощью гидростатического равновесия будет неточна для скоплений, испытавших недавнее слияние с другим скоплением [105–109]. Исследования с помощью численных космологических расчётов также показывают, что оценки массы по линзированию для отдельных скоплений имеют существенный разброс по отношению к массе, используемой при теоретических калибровках функции масс [110].

Таким образом, на практике для оценки массы обычно берётся величина, которую, с одной стороны, можно надёжно измерить из наблюдательных данных, а с другой стороны, которая коррелирует с массой с малым разбросом. Для выбора таких величин успешно применяются результаты численных расчётов образования скоплений галактик. Эти расчёты обычно не могут очень точно предсказать форму корреляций, поскольку их результаты зависят от связанных с образованием галактик всё ещё неопределённых физических процессов, оказывающих сильное влияние на большинство наблюдаемых свойств звёзд и межгалактического газа в скоплениях. Тем не менее расчёты могут довольно надёжно предсказывать разброс корреляций разных наблюдательных величин и полной массы скоплений, а также их

<sup>5</sup> За последнее десятилетие был разработан целый ряд моделей подобного рода, дающих даже более точное описание результатов численных расчётов благодаря введению дополнительных предположений и свободных параметров (см., например, [94–100]).



**Рис. 6.** (В цвете онлайн.) (а) Соотношение между  $Y_X = M_{\text{gas}} T_X$  и полной массой  $M_{500} = M(r < R_{500})$ . Кружками показаны скопления в численных моделях [111], а звёздами с ошибками — наблюдаемые скопления, для которых величина  $Y_X$  измерена по данным рентгеновского телескопа "Чандра", а полная масса измерена из рентгеновских данных в предположении гидростатического равновесия [71]. Сплошные кружки соответствуют скоплениям с регулярным рентгеновским изображением без видимых признаков недавних слияний и динамических взаимодействий. Штрихпунктирная и штриховая линии соответствуют степенным законам с показателем  $\alpha = 3/5$ , описывающим свойства скоплений в численных расчётах и наблюдениях;  $E(z) = H(z)/H_0$  (где  $H(z)$  — постоянная Хаббла на красном смещении  $z$ ),  $M_{500c}$  — масса скопления в пределах сферы, в которой средняя плотность превышает критическую плотность Вселенной,  $M_{g,500c}$  — масса газа в пределах этой сферы. (б) Соотношение между  $Y_X$  и болометрической светимостью  $L_{\text{bol}}$  горячего межгалактического газа скоплений, измеренной космической обсерваторией XMM-Newton (X-ray Multi-Mirror Mission-Newton) [112]. В измерении светимости учитывалась область, ограниченная радиусом  $R_{500}$ , при этом вклад центральной области скопления,  $r < 0,15 R_{500}$ , не учитывался. Голубыми символами показаны скопления с яркими в рентгеновском диапазоне центральными ядрами (так называемыми охлаждающимися ядрами). Малиновыми символами показаны скопления с менее яркими ядрами. Скопления без признаков динамических взаимодействий указаны кружками, а скопления с такими признаками — квадратами;  $\sigma_{\ln L}$  — среднеквадратичное отклонение логарифма светимости ( $\ln L$ ) от средней степенной зависимости.

чувствительность к такого рода неопределённым галактическим процессам и эволюционной стадии скоплений.

На рисунке 6 приведён пример применения результатов численных расчётов для выбора оптимальных наблюдательных величин, используемых для оценок массы скоплений. Так, численные расчёты показали, что величина, имеющая наименьший разброс по отношению к массе, — это полная внутренняя энергия горячего газа в скоплениях внутри области с достаточно большим радиусом  $R$ ,  $E_{\text{th}} = \int_{r < R} n_e T_e dV$ , где  $n_e$  и  $T_e$  — плотность и температура электронов горячей плазмы скоплений [113, 114]. Эта энергия связана с интегральной амплитудой СЗ-эффекта [63, 64] внутри соответствующего объёма:  $Y_{\text{SZ}} = (k_B \sigma_T / m_e c^2) E_{\text{th}}$ , определяемой величинами, измеряемыми при наблюдениях этого эффекта в скоплениях<sup>6</sup> (см., например, детальный обзор [72]).

Хотя ошибки в современных наблюдениях самого СЗ-эффекта пока не позволяют достичь теоретически ожидаемой точности оценки массы, похожая величина может измеряться в рентгеновских наблюдениях скоплений [111]. Эта величина соответствует простому произведению массы газа и температуры, усреднённой по интервалу радиусов, исключаяющему ядро скопления:  $Y_X = M_g T_X$ .

Анализ результатов численных расчётов показывает, что если оценивать температуру по интервалу радиусов  $0,15 < r/R_{500} < 1$ , где  $R_{500}$  — радиус области, внутри которой средняя полная плотность массы равна

$500 \rho_{\text{crit}}(z)$ ,  $\rho_{\text{crit}}(z)$  — критическая плотность Вселенной на красном смещении наблюдения, то  $Y_X$  коррелирует с полной массой скопления внутри области радиусом  $R_{500}$  с разбросом всего лишь  $\approx 8\%$ , что показано на рис. 6а. Более того, наклон этой степенной корреляции и её разброс практически не чувствительны к неопределённым процессам, связанным с образованием галактик, и к динамическому состоянию скоплений [111, 115–117].

Хотя определение величины  $Y_X$  требует измерений температуры, рис. 6б показывает, что болометрическая светимость скоплений, измеренная в интервале радиусов  $0,15 < r/R_{500} < 1$  для наблюдаемой выборки скоплений с разными свойствами и динамическими состояниями [112], имеет разброс всего лишь  $\approx 16\%$  по отношению к  $Y_X$ . Величина массы газа внутри области радиусом  $R_{500}$ , тесно связанная с рентгеновской светимостью, приведённой на рис. 6, имеет разброс всего лишь  $\approx 5\text{--}8\%$  по отношению к  $Y_X$  и полной массе скоплений [111, 117]. Отсюда следует, что величины с довольно низким разбросом по отношению к массе могут быть получены и в рентгеновских наблюдениях, в которых измерение температуры невозможно. Однако в этом случае наклон соотношения намного более чувствителен к деталям физических процессов, связанных с образованием галактик, и к неопределённостям в моделировании этих процессов в численных расчётах [117].

Величины, подобные  $Y_X$ , массе газа и светимости скопления (за исключением вклада внутренней области), теперь широко используются для оценки функции масс скоплений галактик на разных красных смещениях. Эти оценки и их применение для установления ограничений на космологические параметры, в том числе на плот-

<sup>6</sup> Здесь  $k_B$ ,  $\sigma_T$ ,  $m_e$ ,  $c$  имеют обычный смысл: постоянная Больцмана, сечение рассеяния Томсона, масса покоя электрона и скорость света в вакууме соответственно.

ность тёмной энергии, более подробно обсуждаются в разделе 3.

### 3. Космологические исследования с использованием скоплений галактик

Теоретические аргументы и результаты численных расчётов, приведённые в разделе 2, демонстрируют сильную зависимость свойств скоплений от космологии. Поэтому изучение скоплений галактик позволяет получить серьёзные ограничения на ряд критически важных космологических параметров, например, для эмпирического описания так называемой тёмной энергии, ответственной за ускоренное расширение Вселенной [118, 119].

Есть два основных наблюдательных проявления тёмной энергии. Одно из них обусловлено влиянием тёмной энергии на расширение Вселенной как целого. Зависимость фактора расширения от времени может быть выведена из соотношения расстояние – красное смещение, измеренного, например, с использованием или сверхновых типа Ia как стандартных свечей, или длины волны барионных акустических осцилляций (см., например, [18, 120]) как стандартной линейки [121]. Этот тип космологических измерений обычно называют "геометрическим".

Другим эффектом, который можно наблюдать, является влияние тёмной энергии на темп роста крупномасштабной структуры Вселенной. Ожидается, что темп роста структуры замедляется после того, как Вселенная входит в фазу ускоренного расширения при  $z \approx 0,8$ . Если величина этого эффекта измерена достаточно точно, например, из данных по эффекту Сакса – Вульфа [122], слабому гравитационному линзированию на крупномасштабной структуре, по искажению распределения галактик в проекции на лучевую скорость [123] или по эволюции скоплений галактик, о чём пойдёт речь ниже, это должно значительно улучшить точность определения в сочетании с геометрическими методами эмпирических характеристик тёмной энергии [121]. Дополнительно возникает возможность проверить справедливость уравнений общей теории относительности (ОТО) на больших масштабах, 10 – 100 Мпк [124].

Следует отметить, что наблюдения скоплений галактик дают возможность проводить как измерения роста структуры Вселенной, так и геометрические тесты. Наблюдая индивидуальные скопления, можно определить зависимость расстояние – красное смещение либо через эффект Сюняева – Зельдовича [125], комбинируя микроволновые и рентгеновские данные для данного объекта, либо используя ожидаемую универсальность удельной доли горячего межгалактического газа,  $f_{\text{gas}} = M_{\text{gas}}/M_{\text{tot}}$  [126, 127]. Данные методы можно применять и для независимого измерения постоянной Хаббла, наблюдая скопления на малых  $z$ .

Измерения темпа роста структуры с использованием скоплений в настоящее время проводятся в основном по наблюдениям их функции масс, амплитуда которой является экспоненциально чувствительной к линейной амплитуде возмущений плотности материи на данном красном смещении и поэтому позволяет получать точные ограничения даже в случае относительно малых подборок объектов [128].

В недалёком будущем доступность огромных каталогов скоплений ( $\sim 10^5$  объектов), найденных, напри-

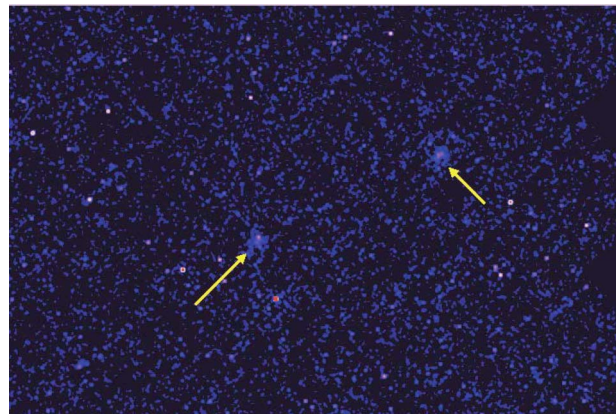


Рис. 7. Пример использования рентгеновских изображений для поиска далёких скоплений галактик. Данный участок неба наблюдался обсерваторией "Чандра" в течение 1,5 ч. Протяжённое рентгеновское излучение межгалактического газа двух скоплений (помечено стрелками) чётко выделяется на фоне статистического шума и многочисленных точечных источников.

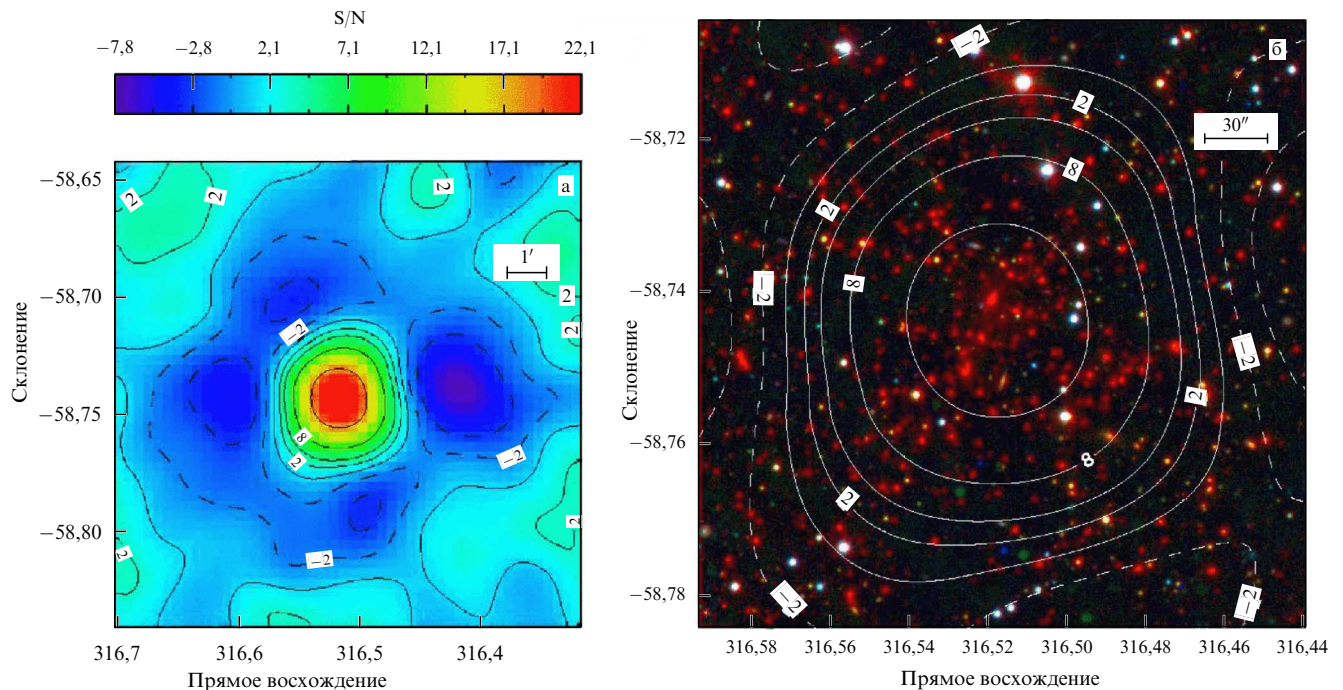
мер, в глубоком рентгеновском обзоре обсерватории СРГ<sup>7</sup>, даст возможность реализовать два дополнительных космологических теста. Во-первых, в таких больших каталогах можно будет обнаружить барионные осцилляции в пространственном распределении объектов, что даёт независимый геометрический тест. Во-вторых, рост структуры можно будет отслеживать не только по эволюции функции масс скоплений, но и по постепенному возрастанию амплитуды их пространственной корреляции.

Практическая возможность реализации точных космологических измерений с использованием скоплений галактик появилась после запуска рентгеновских обсерваторий "Чандра" и XMM-Newton, которые дали возможность получать достаточно детальные данные для индивидуальных объектов (рис. 7). Одновременно был достигнут серьёзный прогресс в теоретических и численных моделях скоплений (см., например, [129]), что привело к более глубокому пониманию происходящих в них физических процессов и кардинальному улучшению возможности получения надёжных оценок их масс из наблюдательных данных. В последние несколько лет разработанная методика применяется для измерения параметров космологической модели на основе следующего поколения наблюдательных обзоров, основанных на использовании эффекта Сюняева – Зельдовича.

#### 3.1. Каталоги скоплений галактик с высокой степенью статистической "чистоты"

Первые точные космологические результаты по скоплениям галактик были получены с использованием каталогов далёких объектов, найденных в рентгеновских изображениях спутника ROSAT (сокр. от нем. Röntgensatellit). Опыт этих исследований чрезвычайно важен для будущей работы обсерватории СРГ, которая сможет покрыть в рентгеновском диапазоне всё небо с такой чувствительностью и таким угловым разрешением, с которыми ROSAT провёл наблюдения лишь площади примерно в 100 квадратных градусов (кв. град.).

<sup>7</sup> <http://hea.iki.rssi.ru/ru/index.php?page=srg>



**Рис. 8.** Пример детектирования далёкого скопления галактик ( $z = 1,1$ ) по эффекту Сюняева – Зельдовича [135]: (а) изображение, полученное SPT ( $S/N$  — отношение сигнала к шуму), и (б) изображение в оптическом диапазоне.

Рентгеновская обсерватория ROSAT, работавшая в 1990-х годах, дала обширный наблюдательный материал для построения выборок скоплений галактик на красных смещениях вплоть до  $z > 1$  с высокой степенью статистической полноты [130]. Спутник ROSAT выполнил обзоры в широком диапазоне чувствительностей и площадей покрытия. Чувствительность и угловое разрешение в режиме обзора всего неба хорошо подходят для поиска скоплений на малых красных смещениях (см., например, каталоги BCS (Brightest Cluster Sample) и REFLEX (ROSAT-ESO Flux-Limited X-ray survey) [131, 132]). Благодаря "героическим" усилиям по оптической идентификации обзор всего неба спутником ROSAT можно использовать для поиска рекордно больших скоплений на красных смещениях вплоть до  $z \sim 0,5$  (см. обзор MACS (MASSive Cluster Survey) [133]). В режиме наведений ROSAT покрыл всего около 2% площади неба на высоких галактических широтах. Однако чувствительность и угловое разрешение в этом режиме были намного лучше, чем при сканировании всего неба, что открыло возможность использования этих данных для поиска скоплений на  $z \approx 0,6$  примерно в том же диапазоне масс, в котором обзор всего неба был чувствителен для объектов на малых  $z$ . Один из наиболее известных и широко используемых каталогов скоплений — так называемый каталог 400d [134], содержащий 266 скоплений и групп галактик с максимальным  $z = 0,9$ , был составлен по результатам анализа большого числа рентгеновских изображений со спутника ROSAT, полученных в режиме наведений с общим покрытием 400 кв. град.

В последние годы фокус усилий по поиску далёких скоплений галактик и их использованию для космологических измерений сместился в область исследований, основанных на СЗ-эффекте (рис. 8). Основными экспериментами являются поиск скоплений в картах всего неба,

полученных спутником "Планк", а также чувствительные обзоры площадок размером в несколько тысяч кв. градусов наземными телескопами SPT (South Pole Telescope) и АСТ (Atacama Cosmology Telescope) [135–137]. Благодаря большей покрытой площади, а также слабой зависимости наблюдаемого эффекта от красного смещения обзоры "Планка", SPT и АСТ значительно расширили диапазон измерений функций масс скоплений в сторону больших масс и более высоких  $z$ .

### 3.2. Детальные измерения параметров индивидуальных объектов

Несмотря на бурное развитие телескопов, ориентированных на наблюдения СЗ-эффекта, рентгеновские данные по-прежнему дают самые точные измерения параметров индивидуальных скоплений галактик. Наблюдения объектов на низких красных смещениях телескопами "Чандра" и XMM-Newton способны дать детальные измерения профилей плотности, температуры и металличности горячего газа скоплений в широком диапазоне радиусов. Результаты целого ряда систематических исследований [138–140] дают целостную картину, в которой свойства горячего газа показывают высокую степень автомодельности (рис. 9, 10) (см. также [141, 142]) за пределами центральной части скопления, в которой важную роль играют процессы, не связанные непосредственно с нагревом межгалактического газа в процессе гравитационного коллапса (см. раздел 5).

Подобные измерения характеристик скоплений чрезвычайно важны для космологических приложений. Во-первых, они дают зависимости, необходимые для измерения профиля полной массы скопления одним из наиболее популярных методов, основанным на уравнении гидростатического равновесия газа в сферически-симметричном гравитационном поле. Во-вторых, наблюдаемые профили горячего газа чрезвычайно ценны для

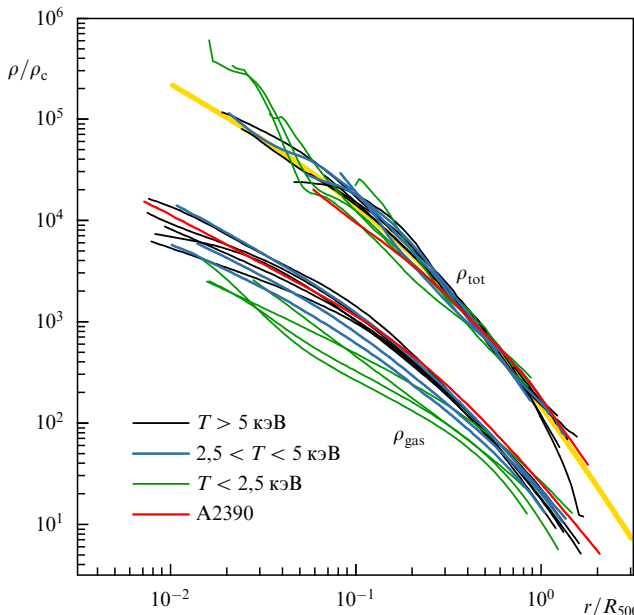


Рис. 9. Масштабированные профили плотности всего вещества скоплений  $\rho_{\text{tot}}$  и отдельно горячего газа  $\rho_{\text{gas}}$ , измеренные обсерваторией "Чандра" [138].

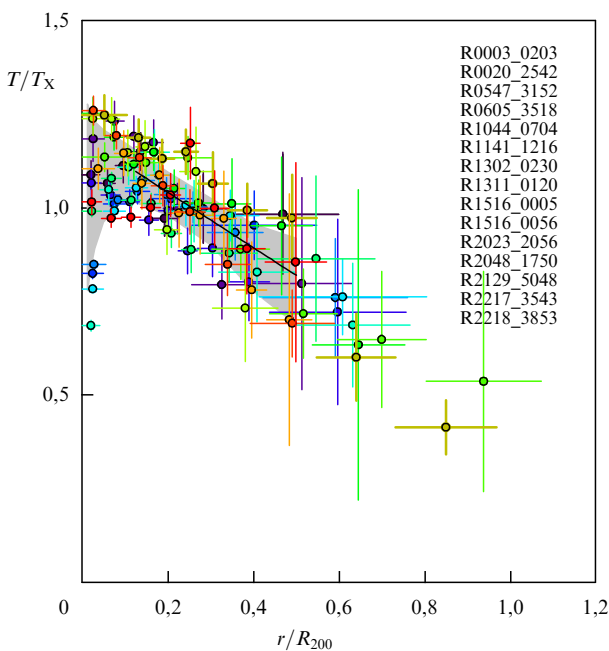


Рис. 10. Масштабированные профили температур горячего газа в репрезентативной подборке скоплений, измеренные обсерваторией XMM-Newton [140].

проверки точности численных моделей формирования скоплений<sup>8</sup> (см. раздел 5). Наконец, автомодельность

<sup>8</sup> Следует отметить, что при современном уровне развития теории и доступной точности наблюдений численное моделирование нельзя использовать для точного предсказания свойств скоплений галактик в разных космологических моделях, рассматривая их эволюцию из начальных условий ранней Вселенной. Главная роль численного моделирования заключается в том, чтобы обосновать существование соотношений между полной массой объектов и их наблюдаемыми интегральными рентгеновскими и СЗ-свойствами. Эти предсказания надёжны лишь постольку, поскольку мы можем проверить, что численные модели вполне адекватно воспроизводят также более сложные и нетривиальные свойства скоплений галактик.

наблюдаемых профилей горячего газа непосредственно указывает на то, что свойства скоплений в основном определяются единственным параметром — их полной массой. Это является ключевым моментом теории формирования скоплений галактик, а также основой для их использования в космологических измерениях.

### 3.3. Измерения масс скоплений

Хотя существование автомодельных соотношений между различными свойствами скоплений галактик и их полной массой не является новостью, абсолютная привязка этих соотношений к массе объектов долгое время оставалась очень неопределённой (см., например, обзор ситуации в 2003 г. с точки зрения теоретика [143]).

Сегодня ситуация намного лучше [144]. Нормировки соотношений между массой скоплений и их параметрами, полученными по рентгеновским измерениям масс в динамически "спокойных" объектах (см., например, [138]), выведенными из численных расчётов [145, 146] и найденными из наблюдений репрезентативных выборок методом слабого гравитационного линзирования [145, 146], согласуются с точностью примерно 10 %, достаточной для измерений целого ряда космологических параметров. Десятипроцентная точность абсолютной калибровки масс скоплений демонстрируется не только согласием результатов разных методов её измерения, но и косвенно согласием значений космологических параметров, полученных из наблюдений в рентгеновском диапазоне [147] и анализа каталогов оптически выбранных скоплений с последующей калибровкой их средних масс методом гравитационного линзирования [148], а также из недавних измерений эффекта слабого гравитационного линзирования в больших площадках на небе [149].

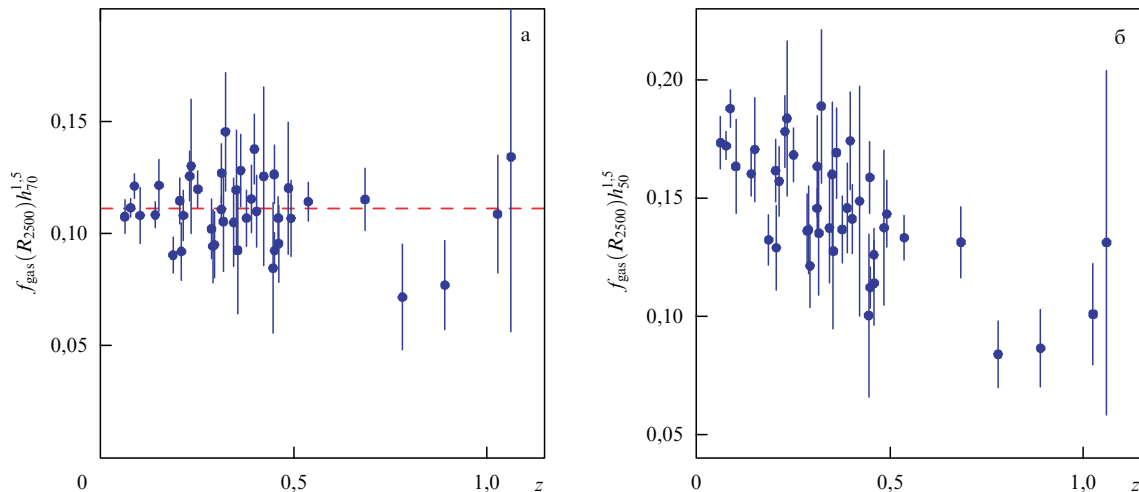
### 3.4. Геометрический тест с использованием рентгеновских данных и эффекта Сюняева – Зельдовича

Как упоминалось выше, наблюдения горячего газа скоплений галактик с использованием СЗ-эффекта становятся сравнимыми по точности с лучшими рентгеновскими измерениями характеристик этого газа. Так как сигналы, наблюдаемые в рентгеновском диапазоне, и сигналы, обусловленные СЗ-эффектом, по-разному зависят от расстояния до объекта, возникает возможность измерения космологической зависимости расстояния от красного смещения из сравнения этих данных.

В настоящее время наиболее интересными результатами, полученными с помощью данного метода, являются измерения абсолютного расстояния до ряда скоплений галактик, которые можно выразить в независимом определении значения постоянной Хаббла,  $H_0 = 76,9 \pm 10 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}$  [150].

### 3.5. Геометрический тест с использованием удельной доли массы горячего газа $f_{\text{gas}}$

Ожидается [151], что на масштабах скоплений галактик гравитация является основной силой взаимодействия, поэтому барионы и тёмная материя не должны значительно отделяться друг от друга в процессе формирования скоплений, следовательно, доля барионов в полной массе скоплений должна быть близка к среднему значению по всей Вселенной,  $f_b = M_b/M_{\text{tot}} \approx \Omega_b/\Omega_M$ . Ожидаемая универсальность  $f_b$  может быть использована для



**Рис. 11.** Реализация космологического теста  $f_{\text{gas}}(z)$  по данным измерений обсерватории "Чандра" [153]. (а) Значения  $f_{\text{gas}}$ , полученные в предположении "стандартной" космологии  $\Lambda\text{CDM}$ , как и ожидалось, не показывают сильных трендов с  $z$ . (б) Те же измерения в предположении "неправильной" космологической модели с параметром замедления  $q_0 = 0,5$  дают сильный, легко обнаруживаемый, тренд.  $h_{50}$  ( $h_{70}$ ) — постоянная Хаббла, нормированная на 50 (70)  $\text{км с}^{-1} \text{Мпк}^{-1}$ .

измерения расстояний до объектов следующим образом [126, 127].

Масса горячего газа (около 80 %–90 % от полной массы барионов [152]), измеренная из рентгеновских данных, пропорциональна  $d^{5/2}$ , где  $d$  — расстояние до скопления. Полная масса, полученная из уравнения гидростатического равновесия или любым другим динамическим методом, масштабируется как  $d$ . Следовательно, выведенная из наблюдений доля горячего газа в полной массе скоплений пропорциональна  $d^{3/2}$  и постоянна как функция  $z$  только тогда, когда берётся правильное соотношение между расстоянием и красным смещением.

Практическое использование данного космологического теста стало возможным лишь с запуском обсерватории "Чандра" в 1999 г. Результаты теста служат независимым подтверждением того, что эволюция Вселенной в настоящую эпоху определяется в основном тёмной энергией (рис. 11). Ожидаемое постоянство измеренных значений  $f_{\text{gas}}$  на разных  $z$  действительно наблюдается для комбинаций космологических параметров вблизи точки  $\Omega_M = 0,3$ ,  $\Omega_\Lambda = 0,7$ , в то время как, например, предположение  $\Omega_M = 1$ ,  $\Omega_\Lambda = 0$  приводит к сильным трендам  $f_{\text{gas}}(z)$ .

К сожалению, применение данного теста для более точных космологических измерений затруднено, так как  $f_{\text{gas}}$  (и даже полная барионная фракция, включающая в себя вклад звёздного вещества в галактиках) не в точности постоянна, что проявляется в наблюдаемых трендах  $f_{\text{gas}}$  с изменением радиуса в индивидуальных объектах, а также трендов с общей массой объекта для величины  $f_{\text{gas}}$ , измеренной в пределах фиксированной доли вириального радиуса [138, 139, 142]. Наличие этих трендов в скоплениях на низких  $z$  почти наверняка означает, что "настоящее" значение  $f_{\text{gas}}$  также должно варьироваться с изменением красного смещения.

К сожалению, теоретические модели скоплений недостаточно развиты для точного учёта эффектов, вероятно, ответственных за неполную универсальность значения  $f_{\text{gas}}$ . В связи с этим в практических применениях космологического теста на основе  $f_{\text{gas}}(z)$  приходится учи-

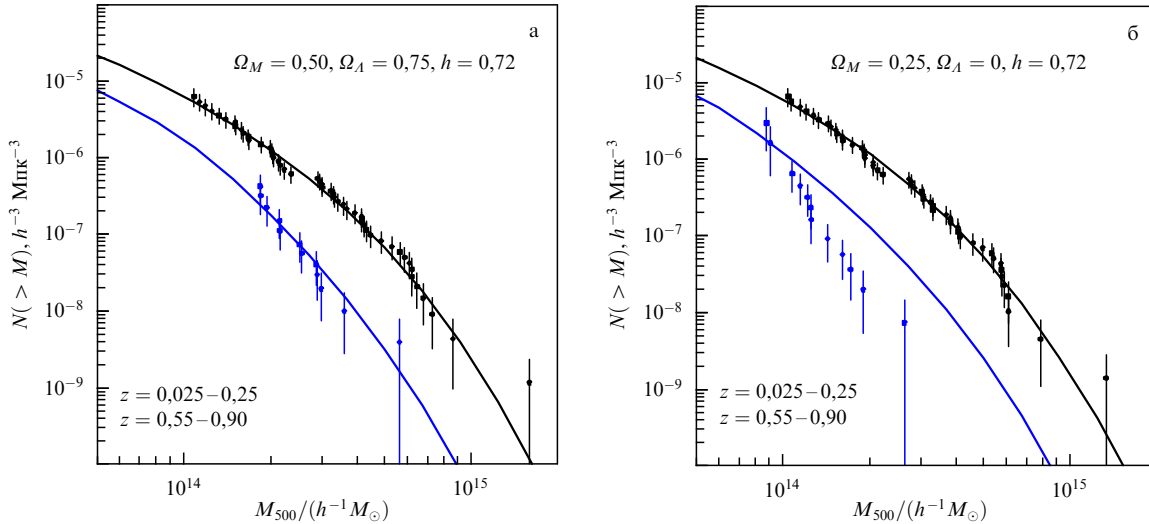
тывать значительный уровень систематических неопределённостей, что ограничивает точность метода для определения таких величин, как параметр уравнения состояния тёмной энергии (см., например, [153]).

### 3.6. Измерение темпа роста крупномасштабной структуры

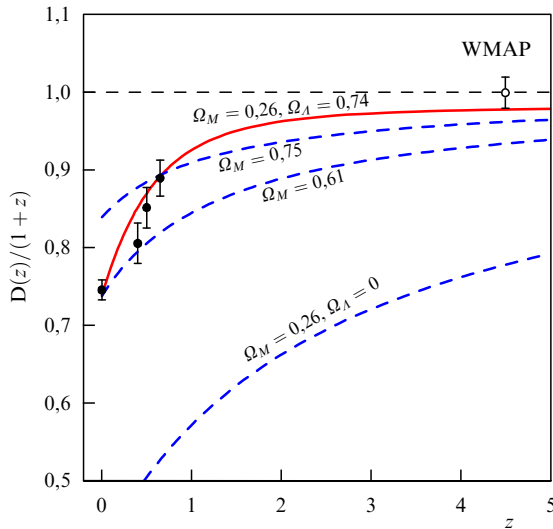
Темп роста структур во Вселенной является прекрасным дополнением к тестам на основе соотношения расстояние–красное смещение (см., например, [154]) и обладает похожей чувствительностью к свойствам тёмной энергии. Эволюция функции масс скоплений галактик отслеживает общий рост малых возмущений плотности материи, но с экспоненциальным усилением. Поэтому приемлемый уровень точности определения космологических параметров достижим с использованием даже сравнительно небольшого подборки объектов.

Наилучшие на сегодняшний день измерения функции масс скоплений галактик по рентгеновским данным позволяют проследить историю роста возмущений плотности в интервале красных смещений  $z = 0–0,7$ . Результаты этих измерений подтверждают замедление темпа роста возмущений, связанное с переходом Вселенной на стадию ускоренного расширения, позволяют значительно улучшить ограничения на параметр эффективного уравнения состояния тёмной энергии и даже установить верхний предел "нестандартного" гравитационного взаимодействия на масштабах  $\sim 10$  Мпк в рамках некоторых моделей, обобщающих ОТО.

Рисунок 12 иллюстрирует чувствительность функции масс скоплений галактик к наличию тёмной энергии. Используемая выборка скоплений [147] является достаточно статистически репрезентативной для измерения амплитуды возмущений плотности на интервалах красных смещений  $z = 0,015–0,150$ ,  $0,35–0,45$ ,  $0,45–0,55$  и  $0,55–0,90$ . Комбинируя эти результаты с амплитудой флуктуаций на  $z \approx 1000$ , измеренной по угловому распределению интенсивности реликтового фона, можно восстановить историю роста возмущений в очень широком интервале красных смещений (рис. 13). Из этих данных хорошо видно замедление темпа роста возмуще-



**Рис. 12.** Чувствительность функции масс скоплений галактик к изменениям космологических параметров. (а) Измерения функции масс и теоретические предсказания, полученные для значений космологических параметров, близких к общепризнанным;  $N$  — кумулятивная функция масс,  $h$  — нормированная постоянная Хаббла. (б) Данные и теоретические предсказания, полученные для космологической модели с  $\Omega_\Lambda = 0$ . В данном случае после подстройки общей нормировки теоретических кривых к данным измерениям на низких  $z$  получается сильное рассогласование при  $z > 0,55$ , следовательно, данная комбинация  $\Omega_M$  и  $\Omega_\Lambda$  может быть отвергнута.



**Рис. 13.** Эволюция относительной амплитуды линейных возмущений плотности вещества во Вселенной, измеренной по данным о функции масс скоплений галактик (тёмные кружки). Общая амплитуда этой зависимости нормирована на её значение при  $z \approx 1000$ , измеренное WMAP по данным первичных флуктуаций микроволнового фона (светлый кружок, условно помещённый при  $z = 4,5$ ), и на темп роста, ожидаемый в космологической модели с  $\Omega_M = 1$  без тёмной энергии. (WMAP — Wilkinson Microwave Anisotropy Probe.) Сплошная кривая показывает темп роста, ожидаемый в "стандартной" модели  $\Lambda$ CDM, а штриховые кривые показывают темп роста в моделях без тёмной энергии с разными значениями параметра  $\Omega_M$ .

ний на низких  $z$ . Данные также указывают на то, что переход к более медленному росту произошёл достаточно быстро в окрестности  $z \sim 1$ , в точности как ожидается для космологических моделей с тёмной энергией.

**3.7. Ожидаемые результаты будущих экспериментов**

В ближайшие годы ожидается резкий рост возможностей точных измерений свойств скоплений галактик в различ-

ных диапазонах длин волн. Кроме того, космические и наземные эксперименты, нацеленные на проведение обзоров большой площади, создадут подборки скоплений галактик, насчитывающие несколько десятков и сотен тысяч объектов в широком диапазоне масс и красных смещений. Всё это даст возможность заметно улучшить точность космологических тестов, обсуждавшихся выше. Приведём лишь некоторые примеры.

Самый значительный прогресс ожидается по результатам работы космической обсерватории СРГ (запуск планируется в 2016 г.), которая составит каталог около  $10^5$  скоплений галактик, отобранных самым "чистым" из существующих методов — по рентгеновскому излучению межгалактического газа. Чувствительность обзоров СРГ будет достаточна для того, чтобы обнаружить все скопления в наблюдаемой части Вселенной с массой выше порогового значения  $M_{500} \sim 3 \times 10^{14} M_\odot$ .

Результаты второго года работы обсерватории "Планк", а также продолжавшейся работы наземных телескопов АСТ и SPT с улучшенной аппаратурой значительно расширят число скоплений галактик, для которых имеются точные измерения СЗ-эффекта. Эти эксперименты, вероятно, не смогут конкурировать с СРГ по общему количеству детектированных объектов. Однако одновременная доступность рентгеновских и микроволновых измерений параметров горячего газа скоплений резко улучшает точность и надёжность космологических измерений.

Значительный прогресс в точности измерения параметров скоплений ожидается также по результатам оптических обзоров, таких как наземный DES (Dark Energy Survey) (идёт второй год работы) и обзор с космического аппарата "Евклид" (запуск планируется на 2019 г.), а также обзора неба в инфракрасном диапазоне, который будет выполнен спутником WFIRST (Wide-Field Infrared Survey Telescope) (запуск в первой половине 2020-х годов). Оптические и инфракрасные обзоры также дадут большие (несколько сотен тысяч объектов) каталоги скоплений, отобранных в результате

анализа распределения галактик по цветам и в проекции на небо. Данный метод поиска скоплений является менее "чистым", чем использование рентгеновского излучения или СЗ-эффекта от горячего межгалактического газа, однако полученные каталоги всё равно можно будет использовать для качественного измерения пространственного распределения скоплений и проведения связанных с этим космологических тестов.

Абсолютно новой возможностью, открываемой оптическими и инфракрасными обзорами нового поколения, является их способность измерить средний сигнал от слабого линзирования нескольких сотен и тысяч скоплений галактик, что резко улучшит абсолютную точность калибровки их масс.

#### 4. Ударные волны в межгалактическом газе

Согласно современной картине роста крупномасштабной структуры Вселенной, скопления галактик образуются в результате слияния менее массивных скоплений и групп под действием гравитации. Со временем многие из них входят в состав ещё более крупных скоплений; наиболее крупные современные структуры, достигшие вириального равновесия, имеют массы порядка  $10^{15} M_{\odot}$ . Примеры скоплений на разных стадиях этого иерархического процесса показаны на рис. 14.

Кинетическая энергия сталкивающихся массивных скоплений достигает  $10^{65}$  эрг — по полной энергии эти явления занимают второе место во Вселенной после Большого взрыва. В процессе столкновения, длящегося порядка  $10^9$  лет, значительная часть этой энергии (10–20 % — доля, переносимая газовым компонентом скопления) рассеивается в межгалактическом газе посредством ударных волн и турбулентности; в результате газ нагревается до температуры, соответствующей более глубокой потенциальной яме нового скопления.

На первый взгляд, по прошествии достаточно длительного времени в скоплении, предоставленном самому себе, газ и тёмная материя должны прийти в состояние вириального и гидростатического равновесия. Однако в действительности физика скоплений сложнее. В центре скопления часто присутствует галактика с активным ядром, которая существенно меняет энергетический баланс в его относительно холодной центральной области (о чём подробно рассказано в разделе 5). Из радио-

наблюдений мы также знаем, что межгалактическая плазма содержит магнитные поля величиной  $B \sim 1-10$  мкГс и турбулентной структурой [155, 156] и ультрарелятивистские частицы с  $\gamma \sim 10^3-10^4$  [157]. Предполагается, что определённая часть кинетической энергии сталкивающихся скоплений идёт на усиление магнитного поля и ускорение частиц в плазме скоплений.

Данные процессы изучены плохо, но численное моделирование и некоторые наблюдения показывают, что плотности энергии турбулентности, магнитных полей и релятивистских частиц могут быть одного порядка (см., например, [158, 159]) и в основном должны быть значительно ниже теплового давления.

В разделах 2, 3 подробно обсуждается использование скоплений — в особенности распределения их масс в разные эпохи — для определения параметров космологической модели [76, 160] (см. также недавние результаты [147]). Для таких экспериментов критически важна точность, с которой известны массы скоплений. Однако полные массы скоплений, в которых доминирует невидимый компонент (тёмная материя), прямо не измеряются. Для их определения используются косвенные методы, например метод гидростатического равновесия [161], который выводит полную массу из наблюдаемых в рентгеновском диапазоне плотности и градиента давления газа при предположении, что этот газ находится в покое и равновесии с гравитационным потенциалом скопления. До сих пор таких оценок массы было достаточно, так как точность результатов всё равно ограничивалась малостью выборок скоплений. В ближайшем будущем выборка резко расширится (например, ожидается, что СРГ откроет  $\sim 10^4-10^5$  новых скоплений, пригодных для космологических тестов), что потребует точности измерения полных масс скоплений на уровне нескольких процентов. Такая точность невозможна без понимания (и адекватного численного моделирования) физики межгалактической плазмы, в частности без выяснения того, насколько велико время затухания турбулентности, каков вклад нетепловых эффектов в энергетический баланс скоплений и соответствуют ли свойства плазмы, которые мы измеряем в рентгеновской и микроволновой областях спектра, её реальным термодинамическим свойствам.

Ударные волны в скоплениях предоставляют нам интересный инструментарий для изучения свойств меж-

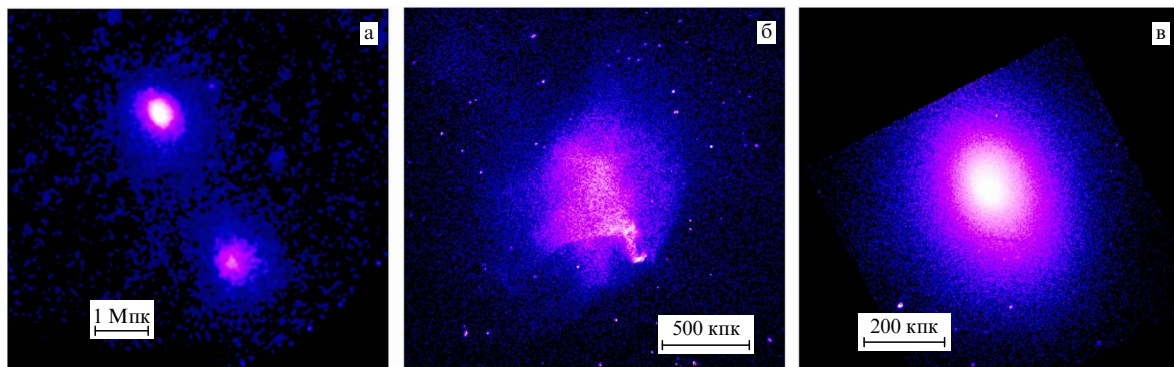
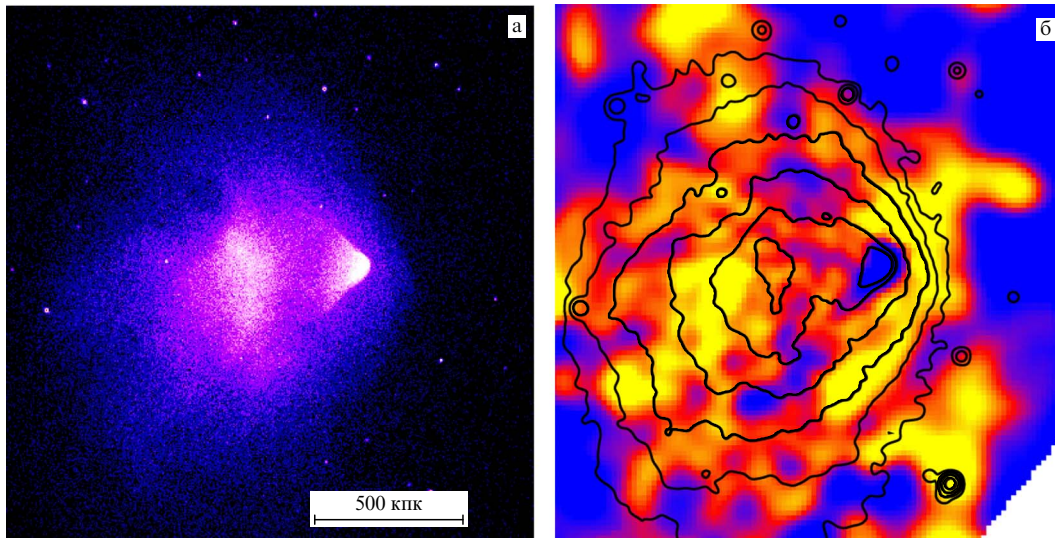


Рис. 14. (а, б) Рентгеновские изображения скоплений на разной стадии слияния: пара скоплений в процессе сближения (A401 – A399, ROSAT), момент столкновения и сильных возмущений в межгалактической среде, включая ударную волну (A520, "Чандра"). (в) Конечный результат в состоянии, близком к гидростатическому равновесию (A2029, "Чандра").



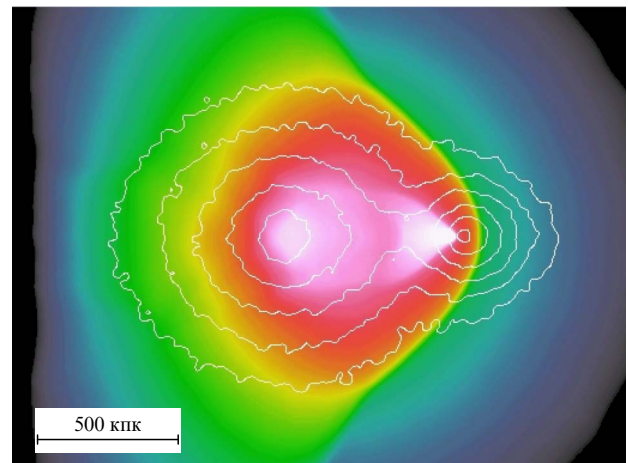
**Рис. 15.** (В цвете онлайн.) Скопление в процессе слияния 1E0657-56. Рентгеновское изображение (а) и карта температуры газа (б), полученные "Чандрой" [173–175]. Контуры на рис. б соответствуют рентгеновской яркости на рис. а; шкала температуры от 5 кэВ (синий цвет) до 20 кэВ (жёлтый цвет). Видна яркая холодная "пуля", пролетевшая сквозь большее скопление и летящая на запад (направо). Перед ней распространяется ударная волна (крайний правый контур).

галактической плазмы, скоплений в целом и даже некоторых свойств тёмной материи. С запуском обсерватории "Чандра" стало возможным изучение ударных волн в рентгеновской области как резких скачков плотности и температуры газа. Ударные волны оказались достаточно редким явлением — более чем за 10 лет работы "Чандры", ХММ-Newton и "Сузаку" их было открыто всего около десяти [162–171]. Скачок давления газа может наблюдаться и в микроволновой области через СЗ-эффект. Обсерватория "Планк" таким образом уже обнаружила две ударные волны в скоплении Кома [172].

Первая ударная волна была открыта в скоплении 1E0657-56 Пуля (Bullet), показанном на рис. 15 [162, 173]. Достаточно беглого взгляда на рентгеновское изображение, для того чтобы понять, что происходит слияние двух скоплений, одно из которых — относительно холодная и плотная газовая "пуля" — только что пролетело через более массивное скопление, а в настоящее время вылетает из него и толкает ударную волну перед собой.

На рисунке 16 показана численная модель этого скопления [176] с наложенными контурами полной массы двух скоплений. Карта полной массы известна из гравитационного линзирования [177, 178].

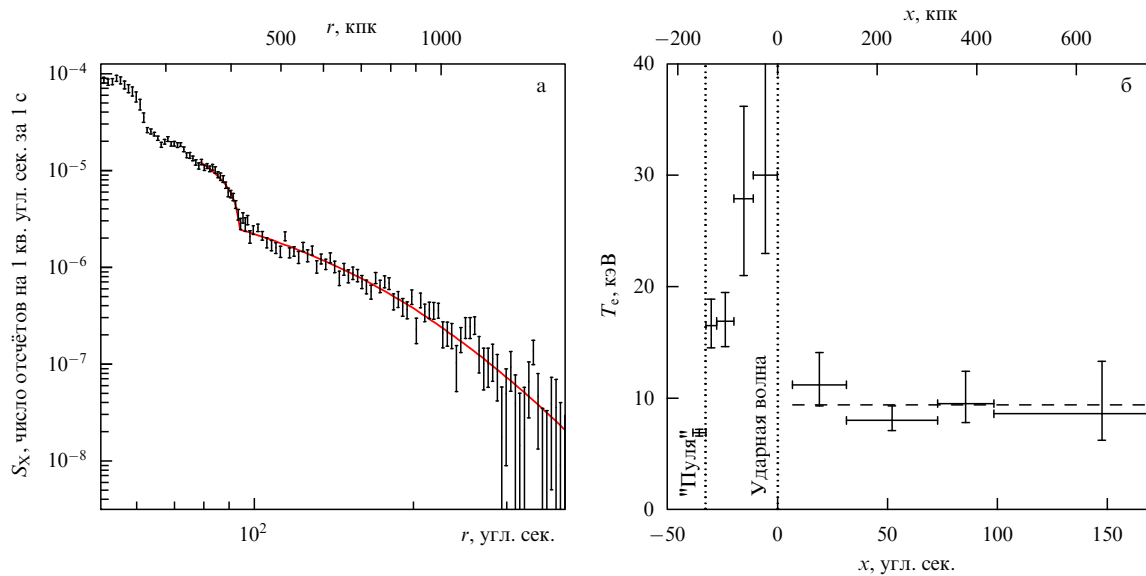
На рисунке 17 показаны профили рентгеновской яркости и проецированной температуры газа, согласно данным "Чандры", в узком секторе, проходящем через нос "пули" и ударную волну. На границе пули давление газа примерно постоянно (плотность газа возрастает, но его температура убывает). Это контактный разрыв, или "холодный фронт" [179] — ещё одно интересное явление в межгалактическом газе, открытое "Чандрой" (которое в настоящем обзоре не рассматривается). На ударной волне повышаются как плотность, так и температура газа, в полном соответствии с адиабатой Гюгонио. Профиль рентгеновской яркости хорошо описывается проекцией резкого скачка плотности газа примерно в три раза, что для идеального газа соответствует звуковому числу Маха  $3,0 \pm 0,4$  [173]. Большие числа Маха в



**Рис. 16.** (В цвете онлайн.) Численная модель скопления 1E0657-56 [176]. Цветом показана рентгеновская яркость газа, контуры показывают распределение полной массы — два скопления с разными массами пролетели сквозь друг друга в картинной плоскости. Качественно модель воспроизводит наблюдения, результаты которых представлены на рис. 15.

сталкивающихся скоплениях не ожидаются, поскольку газ находится в равновесии с гравитационным потенциалом и скорость звука в нём порядка дисперсии радиальных скоростей галактик  $\sigma_r$ . Глубина потенциала в центре скопления  $\Phi_0 \approx -9\sigma_r^2$ , и скорость пробной частицы, падающей в такую потенциальную яму, в центре достигает значения, соответствующего числу Маха  $M \sim 3$ . В самом деле, все остальные известные ударные волны в скоплениях имеют  $M < 3$ .

Скорость ударной волны с  $M = 3$  в 1E0657-56 составляет  $4700 \text{ км с}^{-1}$ . Как показывает численное моделирование [176], скорость "пули" относительно центра массы образовавшегося скопления ниже ( $\approx 2300 \text{ км с}^{-1}$ ); разница объясняется течением газа перед ударной волной, которое возникает под действием притяжения влетаю-



**Рис. 17.** (В цвете онлайн.) Профили рентгеновской яркости и проецированной температуры газа скопления 1E0657-56 в узком секторе, проходящем через границу "пули" и ударную волну ("Чандра" [173]). (а) Профиль яркости ударной волны хорошо описывается моделью резкого скачка плотности газа в три раза, имеющего форму сегмента сферы (красная линия), как и ожидается для ударной волны. (б) Вертикальные линии показывают границу "пули" и ударную волну; штриховой горизонтальной прямой показана средняя температура газа перед ударной волной.

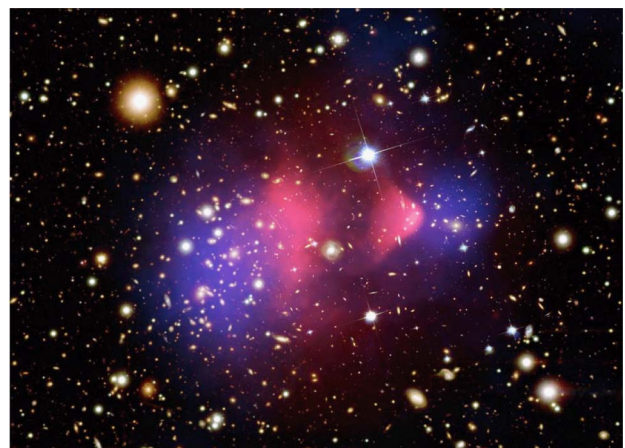
щей "пули" (её гравитация опережает гидродинамические эффекты). По этой же причине наблюдаемый угол "конуса Маха" существенно шире, чем ожидаемый в неподвижной однородной среде  $\varphi = \arcsin M^{-1} = 20^\circ$ .

#### 4.1. Скопление Пуля и свойства тёмной материи

Рентгеновские данные дают нам геометрию и скорость столкновения двух скоплений, составляющих 1E0657-56. По гравитационному линзированию мы также можем восстановить карту полной массы [178], а из оптических данных — распределение массы в галактиках.

На рисунке 18 рентгеновское изображение и карта полной массы наложены на оптическое изображение скопления. Как следует из оптических спектров, разница лучевых скоростей двух скоплений галактик, составляющих 1E0657-56 [181], существенно меньше, чем скорость ударной волны и "пули" в картинной плоскости. Это подтверждает качественный вывод о том, что столкновение происходит практически в картинной плоскости, который можно сделать из резкости холодного фронта и ударной волны на рентгеновском изображении. Более того, форма ударной волны и "пули" говорят о том, что скопления столкнулись в лоб друг с другом и распределение газа с хорошей вероятностью осесимметрично. Основываясь на этих данных, мы можем сделать несколько интересных выводов о тёмной материи.

Во-первых, из рис. 18 непосредственно видно, что тёмная материя действительно существует. Газ в скоплениях, в том числе в 1E0657-56, является доминирующим компонентом видимой материи: его масса во много раз превышает массу в галактиках. Если бы тёмной материи не было, а высокая лучевая скорость галактик (и высокая температура газа в скоплениях) объяснялась бы не тёмной массой, а, например, модификацией закона гравитации на больших линейных масштабах [182, 183], то гравитационное линзирование показало бы пики полной массы двух скоплений в положении пиков массы газа. Однако это не так (см. рис. 18) — пики полной массы



**Рис. 18.** (В цвете онлайн.) Карты рентгеновской яркости (розовый цвет; данные с рис. 15а) и полной массы по гравитационному линзированию (синий цвет [178]) наложены на оптическое изображение скопления 1E0657-56. Газ, видимый в рентгеновском диапазоне спектра, является доминирующим компонентом видимой материи, но пики полной массы отстоят от пиков распределения газа (и совпадают с пиками распределения галактик). Это прямо доказывает существование тёмного компонента материи в скоплениях [177, 178] и указывает на его бесстолкновительную природу [180]. (Рисунок подготовлен пресс-группой обсерватории "Чандра".)

значительно отстоят от пиков видимой массы [177, 178]. Это не может быть объяснено ничем, кроме как присутствием невидимой материи с массой, в несколько раз превышающей массу газа. Тёмная материя и газ прочно связаны гравитацией и пространственно разделяются только в моменты столкновения скоплений; скопление 1E0657-56 наблюдается нами именно в такой редкой стадии. После опубликования этих результатов было открыто ещё несколько скоплений с подобным пространственным разделением тёмного и видимого компонентов [184–186], что исключает возможность объяснить эти

наблюдения в рамках какой-либо из теорий модифицированной гравитации какими-то случайными геометрическими совпадениями.

Далее, как видно из рис. 18, пики тёмной материи совпадают с пиками распределения *бесстолкновительных* галактик, при этом явно опережая газ в своём движении вдоль траектории столкновения. Это открывает интересную возможность оценить, насколько верно общепринятое предположение о бесстолкновительной природе тёмной материи. Некоторые наблюдения легче объяснить в рамках гипотезы о ненулевом сечении рассеяния частиц тёмной материи друг на друге (см., например, [187]).

Гипотетические упругие столкновения частиц тёмной материи между собой имели бы несколько в принципе наблюдаемых последствий. При большом сечении тёмная материя вела бы себя как газ, что очевидным образом исключается, как видно из рис. 18. Меньшие сечения должны приводить к более тонким эффектам, например к аномально низкому отношению полной массы к оптической светимости для двух ядер скоплений после их пролёта сквозь друг друга (возникающему из-за рассеяния частиц тёмной материи, но не галактик, за пределы ядер скоплений), а также к относительному смещению пиков распределения галактик и тёмной массы. Таких эффектов в скоплении Пуля не наблюдается. Исходя из этого в [180, 188] был установлен верхний предел сечения упругого изотропного рассеяния частиц тёмной материи друг на друге  $\sigma/m < 0,7 \text{ см}^2 \text{ г}^{-1}$  (где  $m$  — неизвестная масса частиц тёмной материи). Таким образом, оказывается исключённым практически весь предлагавшийся интересный диапазон сечений ( $0,5 - 5,0 \text{ см}^2 \text{ г}^{-1}$ ). Наблюдения других подобных скоплений согласуются с этим ограничением [184, 189] (результат [190] для скопления A520, который противоречил этому верхнему пределу, не получил подтверждения по более качественным данным [186]).

Данный метод измерения  $\sigma/m$  прост и относительно независим от деталей распределения массы, но точность его ограничена тем, насколько хорошо известна траектория пролёта скоплений сквозь друг друга. В случае со скоплением Пуля геометрия столкновения проста и очевидна, чего нельзя сказать о других подобных скоплениях, поэтому дальнейшего улучшения верхних пределов сечения рассеяния с помощью этого метода не ожидается. Более чувствительный метод, основанный на эллиптичности пика гравитационного потенциала скопления, предложен в [191], однако он намного более зависим от точности измерения профиля тёмной массы в ядре скопления.

#### 4.2. Скорость электронно-протонного теплообмена в горячей плазме

При прохождении ударной волны через полностью ионизованную плазму протоны должны нагреваться диссипативно, а электроны сжиматься адиабатически (по крайней мере, при звуковых числах Маха  $M \ll (m_p/m_e)^{1/2} \approx 43$ , что с хорошим запасом точности выполняется в плазме скоплений) и впоследствии нагреваться (а протоны остывать) в результате электронно-протонного теплообмена до средней температуры, предписываемой адиабатой Гюгонно. Если теплообмен происходит вследствие кулоновских столкновений, то характерное время выравнивания электронной ( $T_e$ ) и протон-

ной ( $T_p$ ) температур следующее [192, 193]:

$$\tau_c = 2 \times 10^8 \left( \frac{n_e}{10^{-3} \text{ см}^{-3}} \right)^{-1} \left( \frac{T_e}{10^8 \text{ К}} \right)^{3/2} [\text{год}]. \quad (6)$$

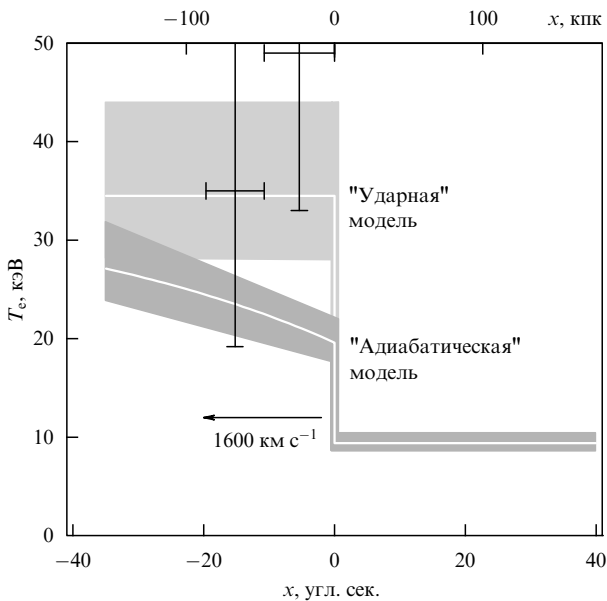
Кроме кулоновских столкновений, в горячей плазме с магнитным полем можно ожидать существования других механизмов теплообмена, поэтому характерное время  $\tau_c$  представляет большой интерес. Распространяясь в плазме, ударная волна оставляет за собой область, где  $T_e$  не достигла равновесного значения. Неравенство  $T_e$  и  $T_p$  ожидается в астрофизической плазме разных типов, таких как солнечный ветер, остатки сверхновых и межгалактическая среда за пределами скоплений. В этих объектах сложно прямо измерить время электронно-ионного теплообмена, так как обычно невозможно одновременно измерить  $T_e$  и  $T_p$  (и их изменение) на масштабах, на которых ожидается достижение равновесия (например, в солнечном ветре этот линейный масштаб порядка нескольких астрономических единиц, а для сверхновых время  $\tau_c$  сравнимо с их возрастом).

Напротив, в скоплениях, по счастливому совпадению, параметры газа и линейные масштабы таковы, что неравновесные области малы по сравнению с размером скопления и в то же время разрешимы. Например, в 1E0657-56 при кулоновском теплообмене ширина такой области составляет 230 кпк, или  $50''$ , что легко доступно для "Чандры".

Карту  $T_e$  в скоплениях можно построить из рентгеновских спектров, а  $T_p$  прямо измерить пока невозможно. Однако, в отличие от ударных волн в остатках сверхновых, ударные волны в скоплениях относительно слабые и их скачок плотности достаточно далёк от асимптотического предела для сильных волн ( $\rho_1/\rho_0 = 4$  для одноатомного газа). Это позволяет нам использовать легко измеряемый в рентгеновском диапазоне скачок плотности плазмы для определения числа Маха и, соответственно, значения  $T_p$  непосредственно за волной. Это даёт нам всё необходимое для оценки времени достижения электронно-ионного равновесия в плазме скоплений.

Такое измерение было проведено для 1E0657-56 [173, 179]. На рисунке 19 показаны две модели формирования профиля электронной температуры через ударную волну: в одной подразумевается адиабатическое сжатие электронов и последующий теплообмен с  $\tau = \tau_c$ , а в другой — их мгновенное нагревание,  $\tau \ll \tau_c$ . Скорость плазмы относительно ударной волны точно определяется из температуры (и, соответственно, скорости звука) перед волной и скачка плотности на волне. Измеренные значения  $T_e$  непосредственно за волной лучше согласуются с моделью, в которой  $\tau \ll \tau_c$ , хотя ошибки измерений велики.

Подобное измерение было также произведено для двух ударных волн в скоплении A2146 [165]. Результаты для них не вполне согласуются между собой и с результатами для 1E0657-56, поэтому вопрос о скорости теплообмена в плазме скоплений пока не закрыт. Заметим, что числа Маха в A2146 (2,3 и 1,6) ниже, чем в 1E0657-56 (3,0) и разница между адиабатическим и диссипативным нагреванием меньше, поэтому её труднее измерить.



**Рис. 19.** Трёхмерная (депроецированная) электронная температура непосредственно за ударной волной в 1E0657-56 [173]. Серыми полосами показаны предсказания двух моделей. "Адиабатическая" модель предполагает классическую картину, в которой протоны нагреваются на ударной волне, а электроны сжимаются адиабатически и затем нагреваются вследствие кулоновских столкновений с протонами. "Ударная" модель подразумевает мгновенное нагревание электронов на волне до средней температуры газа. Скорость газа в системе отсчёта ударной волны (показана стрелкой) вычислена из рентгеновских данных.

#### 4.3. Ограничения на диффузию в плазме

В работе [165] было замечено, что ширина скачков плотности плазмы на обеих ударных волнах в A2146 меньше, чем длина свободного пробега электронов, тогда как при наличии столкновительной диффузии ударная волна была бы размыта на масштабе нескольких длин свободного пробега. Это свидетельствует о том, что диффузия в плазме подавлена. (Такое же измерение для ударной волны в 1E0657-56 не исключало как нулевую ширину фронта, так и размытый фронт [179].)

Интересно, что подобное наблюдение было сделано и для скачка плотности на "холодном фронте" в A3667 — фронт "Чандрой" не разрешается и его уширение на масштабе нескольких длин свободного пробега исключается рентгеновскими данными с хорошим запасом [179, 194]. Вывод был сделан тот же: диффузия подавлена. Однако холодный фронт (контактный разрыв на границе движущегося облака газа) и ударная волна принципиально различаются по ожидаемой структуре магнитного поля — холодный фронт поле должно обволакивать, образуя слой магнитной изоляции [179, 195], а в случае ударной волны такой изоляции не ожидается. Поэтому отсутствие диффузии через ударную волну может свидетельствовать о подавлении диффузии в скоплениях вообще.

Ещё одно ожидаемое проявление электронной диффузии сквозь ударную волну — прекурсор скачка электронной температуры перед фронтом волны [193, 196]. К сожалению, даже для такого горячего и хорошо проэкспонированного скопления, как 1E0657-56, для обнаружения подобного прекурсора не хватает точности данных.

#### 4.4. Ультррелятивистские электроны в межгалактической плазме

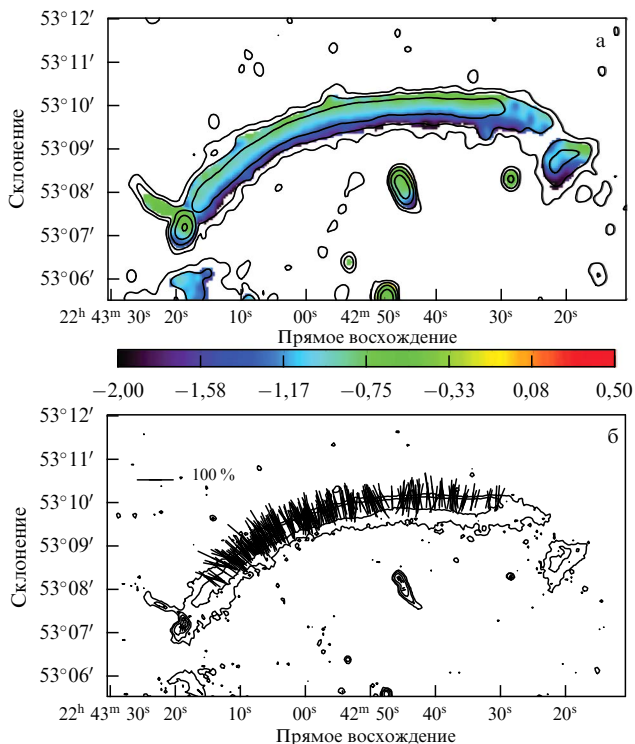
Как упоминалось выше, кроме горячей плазмы, скопления галактик содержат магнитные поля и ультррелятивистские электроны, от которых наблюдается синхротронное радиоизлучение [157]. Такие электроны должны, кроме того, рассеивать фотоны микроволнового фона до рентгеновских частот. Этому обратного комптоновского рассеяния пока обнаружить не удалось [197, 198], что согласуется с оценками средних магнитных полей в скоплениях:  $B > 1$  мкГс (для данной синхротронной яркости чем сильнее магнитное поле, тем слабее ожидаемое рентгеновское излучение). Релятивистские протоны, которые, как ожидается, должны сопровождать эти электроны, тоже пока не обнаружены [199].

Хотя о существовании гигантских синхротронных гало, покрывающих всё скопление, и периферийных дугообразных "реликтов" размерами до 1 Мпк было известно давно, с началом работы новых чувствительных низкочастотных радиотелескопов: GMRT (Giant Metrewave Radio Telescope), улучшенного VLA (Very Large Array) и LOFAR (Low-Frequency Array) — открылась интересная новая область исследования скоплений. Появилась возможность получать карты яркости гало и реликтов, их спектров и поляризации с угловым разрешением, приближающимся к разрешению рентгеновских телескопов, что привело к ряду интересных находок.

Происхождение релятивистских электронов, образующих радиогало, до конца не ясно [200]. Электроны с  $\gamma \sim 10^4$  остывают вследствие излучения за время  $t_{\text{cool}} < 10^8$  лет, которое намного меньше времени их диффузии через скопление, поэтому они не могут, например, произойти из центральной радиогалактики, а должны производиться на месте. Из наблюдений мы знаем, что гигантские радиогало присутствуют исключительно в скоплениях, находящихся в процессе слияния [201]. В таких скоплениях ожидаются ударные волны, которые могут ускорять электроны посредством механизма Ферми I рода [202]. Однако скорость ударных волн и  $t_{\text{cool}}$  таковы, что в результате должны возникать источники, больше похожие на длинные и узкие периферийные реликты, чем на гигантские гало. Действительно, ударные волны давно предлагались в качестве механизма, ответственного за реликты.

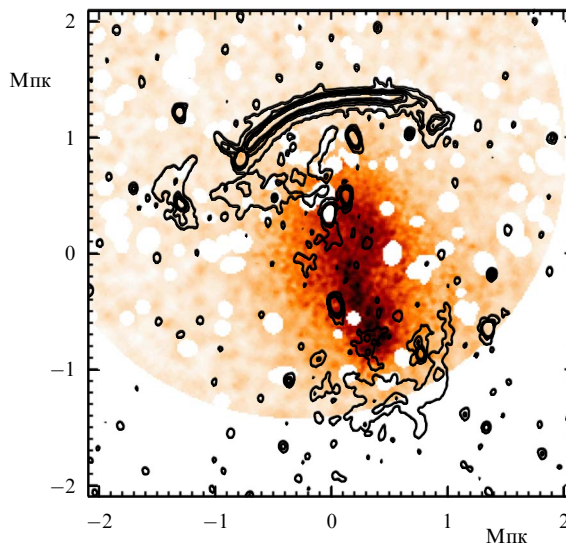
Например, на рис. 20 показаны карты спектрального индекса и поляризации одного из хорошо изученных реликтов, которые хорошо согласуются с ожидаемой скоростью остывания электронов за волной и структурой магнитного поля. Источник находится на периферии скопления CIZA2242 + 53 (рис. 21) — именно там, где ожидается ударная волна. В данном случае чувствительности рентгеновских инструментов не хватило для того, чтобы детектировать скачок плотности и подтвердить наличие ударной волны [204], хотя скачок температуры газа и наблюдался [169].

В двух других случаях, A521 (рис. 22a) [170, 171] и A754 [166], на месте радиореликтов явно видны ударные волны с  $M = 2,4$  и  $M = 1,6$ . Оба реликта имеют хорошо измеренный степенной радиоспектр, крутой наклон которого в обоих случаях согласуется с ожидаемым наклоном в модели ускорения Ферми для чисел Маха, полученных из наблюдений в рентгеновском диапазоне. (В нескольких других скоплениях наблюдается разница между числами Маха, полученными из наблюдений в



**Рис. 20.** (В цвете онлайн.) Карты спектрального индекса и поляризации (вектор **E**) в реликте CIZA2242 + 53 [203]. Изменение спектра (а) с изменением расстояния от края реликта и направление поляризации (б) качественно согласуются с ожидаемым в модели ускорения электронов на ударной волне и хаотического магнитного поля, "сжимаемого" этой волной.

рентгеновском диапазоне и в радиодиапазоне (см., например, [169, 208]), но во всех этих случаях ударная волна на рентгеновских изображениях ясно не видна, поэтому рентгеновские оценки находятся под вопросом.) Совпадение местоположения реликтов и ударных волн довольно неожиданно: ударные волны с такими малыми числами Маха должны иметь очень низкую эффективность ускорения электронов [209]. Более того, как указано в [166], экстраполяция наблюдаемого степенного спектра электронов с  $\gamma \sim 10^3 - 10^4$  вниз до тепловых энергий предсказывает, что давление релятивистских электронов должно быть сравнимо с тепловым, а это

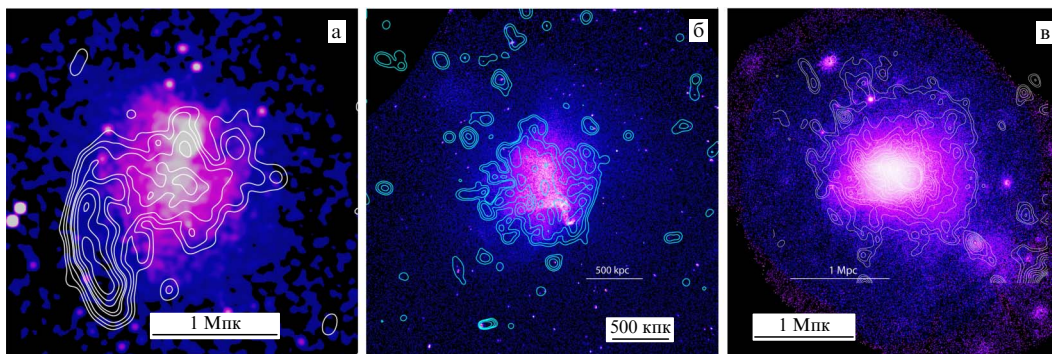


**Рис. 21.** Радиореликт в скоплении CIZA2242 + 53: на рентгеновское изображение, полученное XMM-Newton, наложены контуры радиояркости [204]. Реликт находится на периферии скопления в направлении его слияния, где может ожидать ударная волна.

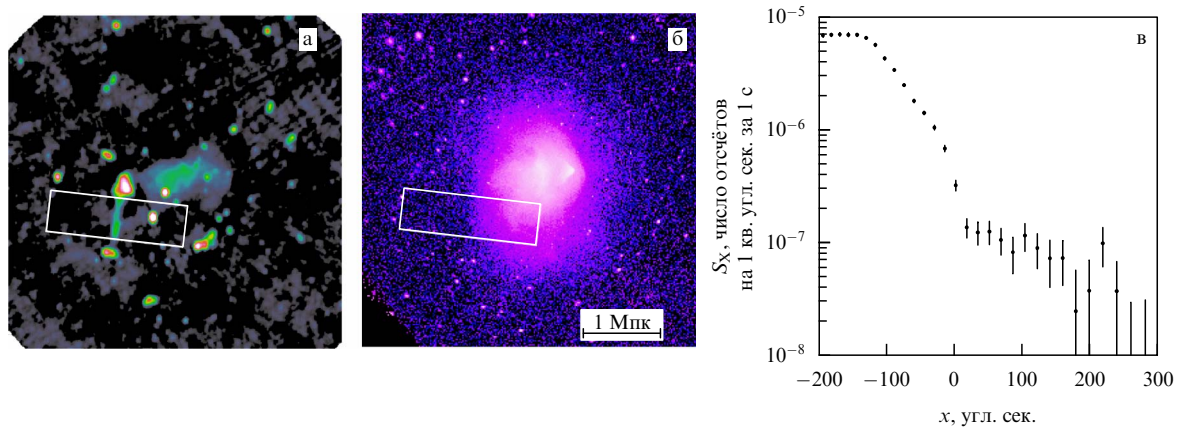
очень далеко от наблюдаемого. Поэтому модель с ускорением на ударной волне электронов непосредственно из теплового резервуара здесь неприменима.

Более правдоподобна гипотеза "доускорения" релятивистских электронов с  $\gamma \sim 10^2$  (которые живут существенно дольше, поэтому в скоплениях могут накапливаться [210]) посредством того же механизма Ферми I. Для данного числа Маха этот механизм обеспечивает такой же наклон спектра электронов на радиочастотах, причём не возникает проблем с эффективностью ускорения и тепловым давлением [163, 211, 212].

Как отмечено выше, ускорение на ударных волнах не может объяснить гигантские радиогало; для них должен действовать другой механизм ускорения. Наиболее правдоподобный кандидат на эту роль — ускорение Ферми II рода на турбулентности, возникающей в ходе слияния скоплений. Из всех известных механизмов ускорения частиц этот механизм — наименее эффективный: он не способен достаточно быстро ускорить электроны из теплового резервуара и тоже требует присутствия остыв-



**Рис. 22.** Примеры скоплений с ударными волнами, которые позиционно совпадают с периферийными радиореликтами либо с резким краем гигантского радиогало. Контуры радиояркости наложены на рентгеновские изображения. (а) A521 (GMRT, 240 МГц) [205]: реликт на восточном краю скопления совпадает с ударной волной [170, 171]. (б) A520 (VLA, 1,4 ГГц) [206]: резкий край радиогало (на юго-запад от центра) совпадает с ударной волной, видимой на рис. 146 [163]. (в) Кома (WSRT (Westerbork Synthesis Radio Telescope), 352 МГц) [207]: резкий западный край гало совпадает с ударной волной, обнаруженной обсерваторией "Планк" [172].



**Рис. 23.** (В цвете онлайн.) Вероятная вторая ударная волна в скоплении 1E0657-56, на которую указало присутствие радиореликта [214]. (а) Полученное радиотелескопом ATCA (Australia Telescope Compact Array) изображение, на котором видны радиогало и периферийный реликт (пересекает выделенный прямоугольник посередине). (б) Рентгеновское изображение, полученное "Чандрой" (то же, что и на рис. 15а, но с цветовой гаммой, подчёркивающей периферию скопления). В положении реликта виден резкий скачок рентгеновской яркости. (в) Профиль рентгеновской яркости вдоль длинной стороны прямоугольника, выделенного на рис. а, б. Скачок имеет форму, характерную для разрыва плотности газа в проекции, и, вероятно, является ударной волной.

ших релятивистских электронов с  $\gamma \sim 10^2$  [200, 213]. Заметим, что если такие остывшие, ушедшие из радиодиапазона релятивистские электроны действительно присутствуют в скоплениях повсеместно, то все периферийные радиореликты должны иметь под собой ударные волны и все ударные волны должны производить что-то подобное реликтам. За редкими исключениями (возможно, объясняющимися недостаточной чувствительностью данных), так оно и есть. Например, в скоплении Пуля недавно была обнаружена вероятная вторая ударная волна на месте радиореликта (рис. 23) [214], аналогичным образом была открыта ударная волна в A521 (рис. 22а) [170]. В то же время известные из рентгеновских наблюдений ударные волны в скоплениях A520, Пуля и Кома, в которых присутствуют и гигантские гало, совпадают с резкими обрывами яркости этих гало (см. рис. 22).

Вероятнее всего, радиогало и его резкий край, пространственно совпадающий с ударной волной, — явления разной физической природы, связанные лишь геометрией потока межгалактической плазмы при столкновении скоплений. Действительно, край радиогало часто имеет спектр, сильно отличающийся от спектра основного гало как в более мягкую (A754), так и в более жёсткую сторону (A521) и на определённых радиочастотах выглядящий как спектр самостоятельного периферийного реликта.

#### 4.5. Ближайшие перспективы исследования ударных волн в скоплениях

Как видно из вышесказанного, эта относительно новая область исследований скоплений пока находится в стадии качественных предположений, в основном из-за сложности теоретического рассмотрения и численного моделирования нетепловых процессов в турбулентной плазме с магнитным полем. Но наблюдения быстро прогрессируют и начинают привлекать интерес теоретиков физики плазмы. В ближайшей перспективе сочетание данных из рентгеновского диапазона и низкочастотного радиодиапазона может дать ценную информацию о микроскопических свойствах межгалактической плазмы.

Быстрый прогресс в области микроволновых инструментов с высокими угловым разрешением и чувствительностью вплотную приближает возможность исследования ударных волн посредством эффекта Сюняева–Зельдовича. Инструменты ALMA (Atacama Large Millimeter/submillimeter Array) и GISMO (Goddard-Iram Superconducting 2-Millimeter Observer) уже могут, а MUSTANG-2 (Multiplexed SQUID TES (Transition Edge Sensor) Array at Ninety GHz 2) в скором времени сможет измерить скачки давления на ударных волнах в таких скоплениях, как 1E0657-56, A520 и A2146. В близких скоплениях, Кома, A3667 и A754, такие измерения в принципе доступны обсерватории "Планк".

Комбинируя рентгеновские и микроволновые наблюдения, можно устранить основной источник неопределённости параметров ударной волны — неизвестную геометрию вдоль луча зрения (так же как и в известном космологическом тесте расстояния до скопления). В частности, эта неопределённость в настоящее время систематически ограничивает точность пределов скорости теплообмена между электронами и протонами [165].

## 5. Сверхмассивные чёрные дыры в центрах скоплений

### 5.1. Общая картина

В отличие от тёмной материи, горячий газ, заполняющий весь объём скопления, может терять энергию на излучение и охлаждаться. С точки зрения численных расчётов (см. раздел 2) и использования скоплений для построения функции масс (см. раздел 3), этот процесс заметно усложняет моделирование скоплений и снижает точность измерений.

"Хирургический" способ борьбы с влиянием охлаждения в наблюдательных данных состоит в том, что центральная зона скоплений отбрасывается и работа продолжается с внешними частями скоплений, в которых время охлаждения велико и, по-видимому, роль охлаждения неважна.

В центрах скоплений ситуация обратная: время радиационного охлаждения горячего газа галактик ( $\sim 10^9$  лет)

гораздо меньше возраста Вселенной. В отсутствие внешнего источника энергии газ должен остывать с темпом порядка  $(10^2 - 10^3) M_{\odot} \text{ год}^{-1}$ . Именно так и происходит в численных расчётах, учитывающих потери газа на излучение. Охлаждающийся газ превращается в звёзды и формирует центральную галактику с колоссальной звёздной массой, на порядок превосходящей массы реальных галактик.

Однако наблюдения близких скоплений в рентгеновском диапазоне и радиодиапазоне показывают, что механическая энергия, производимая центральной сверхмассивной чёрной дырой, регулирует тепловой баланс газа и предотвращает его неконтролируемое охлаждение. Потоки релятивистской плазмы надувают в горячем газе пузыри, которые под действием силы Архимеда поднимаются в атмосфере скопления и передают свою энергию газу. Эффективность передачи энергии от пузырей газу оказывается слабо зависящей от свойств газа и близкой к единице.

Простые соображения позволяют непосредственно оценить из размеров пузырей поток механической энергии сверхмассивной чёрной дыры. Этот поток оказывается равным по порядку величины потерям газа на радиационное охлаждение в объектах, светимости которых различаются более чем в  $10^4$  раз. Это свидетельствует о наличии механизма отрицательной обратной связи в системе газ–чёрная дыра. При недостаточном нагреве охлаждение газа вызывает увеличение темпа аккреции на чёрную дыру и, как следствие, возрастание потока механической энергии и нагрева газа.

Подобные процессы, наблюдаемые в близких скоплениях галактик, могут регулировать и процесс роста сверхмассивных чёрных дыр, и звездообразование в формирующихся эллиптических галактиках на  $z \sim 2-3$ . Ключевым фактором, определяющим трансформацию фазы быстрого роста чёрных дыр и активного звездообразования галактики в стадию их пассивной эволюции, является высокая эффективность нагрева газа потоками механической энергии по сравнению с эффективностью нагрева излучением. Это позволяет обеспечить баланс нагрева и охлаждения газа даже при сравнительно малых темпах аккреции газа.

Ниже мы остановимся на самых общих вопросах влияния активности центральной сверхмассивной чёрной дыры на газ в скоплениях. Более подробную информацию можно найти, например, в обзорах [215, 216].

## 5.2. Охлаждение газа

Время охлаждения горячего и разрежённого газа в ядрах скоплений галактик за счёт излучения,

$$t_{\text{cool}} = \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{nk_B T}{n^2 A(T)} \lesssim 10^8 - 10^9 \text{ лет},$$

значительно меньше хаббловского (см., например, [217–219]). Здесь  $n$  и  $T$  — плотность и температура газа соответственно,  $\gamma$  — показатель адиабаты,  $A(T)$  — функция охлаждения.

В отсутствие внешнего источника энергии должен формироваться поток остывающего газа к центру скопления (см., например, описание этого сценария в обзоре [220]). Однако высокий темп остывания газа,

$$\dot{M}_{\text{cool}} = \frac{L_{\text{cool}}}{[\gamma/(\gamma - 1)]k_B T} \mu m_p \sim (10^2 - 10^3) M_{\odot} [\text{год}^{-1}],$$

противоречит наблюдениям (см., например, [221]), как минимум, на порядок величины. Здесь  $L_{\text{cool}} \approx L_X$  — полная светимость газа,  $\mu$  — средний атомный вес частиц газа.

Чтобы разрешить это противоречие, необходим мощный внешний источник нагрева газа. В конце 1990-х — начале 2000-х годов стало ясно, что таким источником нагрева может служить центральная сверхмассивная чёрная дыра.

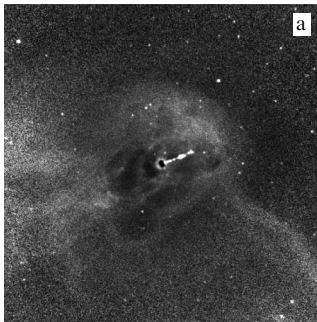
## 5.3. Наблюдательные проявления взаимодействия газа и сверхмассивной чёрной дыры

В центрах регулярных скоплений галактик наблюдаются гигантские эллиптические галактики, содержащие сверхмассивные ( $M_{\text{ВН}} \gtrsim 10^9 M_{\odot}$ ) чёрные дыры. Подобная чёрная дыра, аккрецирующая вещество с темпом, близким к эддингтоновскому, способна излучать с мощностью до  $10^{47}$  эрг  $\text{с}^{-1}$  — более чем достаточной, чтобы компенсировать потери газа на охлаждение.

Однако такие яркие источники не наблюдаются в близких скоплениях. Кроме того, эффективность передачи энергии излучения полностью ионизованному газу (за счёт комптоновского нагрева) невелика. В то же время наблюдения синхротронного излучения струй (джетов) релятивистской плазмы в радиодиапазоне и анализ эффективности ускорения частиц позволяют предположить, что механическая энергия джетов заметно превышает наблюдаемую светимость чёрной дыры в центральной галактике самого яркого в рентгеновском диапазоне скопления в созвездии Персея (см., например, [222]). Механическая энергия чёрных дыр учитывалась и в теоретических моделях индивидуальных эллиптических галактик [223, 224]. Однако полностью масштаб влияния чёрных дыр выявило сравнение рентгеновских наблюдений и радионаблюдений близких скоплений галактик.

Первые убедительные признаки взаимодействия потоков релятивистской плазмы от сверхмассивных чёрных дыр и горячего газа присутствовали в рентгеновских изображениях центральных областей скопления в созвездии Персея (Эйбэлл-426) и галактике М87 (центральная галактика в созвездии Дева), полученных спутником ROSAT [225, 226]. На основании этих данных удалось непосредственно оценить поток механической энергии от сверхмассивных чёрных дыр и разработать простую физическую модель нагрева газа [227, 228]. С появлением данных обсерваторий "Чандра" и XMM-Newton аналогичный анализ был распространён на многие десятки объектов (см., например, [229–234]).

В целом картина взаимодействия механической энергии чёрной дыры с газом напоминает процессы, протекающие при мощных взрывах в атмосфере Земли, подробное описание которых можно найти в книге Зельдовича и Райзера [29]. Убедительным примером является галактика М87 в созвездии Девы. На рисунке 24 приведены рентгеновское изображение и радиоизображение М87 (центральные  $3' \times 3'$ ). Синхротронное излучение от релятивистского джета чётко видно на обоих изображениях. В то же время в большей части изображений видна явная антикорреляция рентгеновского потока, связанного с излучением тепловой плазмы с температурой 1–2 кэВ, и радиопотока, связанного с синхротронным излучением релятивистских электронов. Это означает, что пузыри релятивистской плазмы, надуваемые сверхмассивной чёрной дырой, вытесняют тепловую плазму.



**Рис. 24.** Изображения (а) в рентгеновском диапазоне длин волн [230] и (б) в радиодиапазоне (длина волны 6 см) [235] центральной зоны ( $3' \times 3'$ ) галактики М87. Пузыри релятивистской плазмы (рис. б), надуваемые сверхмассивной чёрной дырой, вытесняют тепловую плазму, формируя области с пониженной яркостью, видимые на карте рентгеновского излучения (рис. а).

В модели, предполагающей постоянное энерговыделение  $L_M$  сверхмассивной чёрной дырой, начальная фаза расширения пузыря сверхзвуковая и радиус возрастает как  $r \propto t^{3/5}$ . По мере увеличения пузыря скорость его расширения становится дозвуковой. Поскольку мы не видим признаков мощной ударной волны в окружающем пузырь газе, именно эта стадия наблюдается в текущий момент в ядре галактики М87. Минимальная энергия, необходимая для создания такого пузыря, определяется его энтальпией

$$E_{\text{bubble}} = \frac{\gamma}{\gamma - 1} pV,$$

где  $\gamma$  — индекс адиабаты газа внутри пузыря ( $\gamma = 4/3$  для релятивистской плазмы),  $p$  — давление тепловой плазмы, окружающей пузырь,  $V$  — объём пузыря.

На этапе дозвукового расширения пузыря неустойчивость Рэлея–Тейлора начинает деформировать пузырь и сила Архимеда уносит его из центральной области. Для того чтобы оценить мощность потока механической энергии, можно воспользоваться оценкой времени жизни пузыря под действием силы Архимеда [227]. Действительно, скорость подъёма пузыря в стратифицирован-

ной атмосфере тепловой плазмы определяется балансом силы Архимеда и сопротивления со стороны газа:

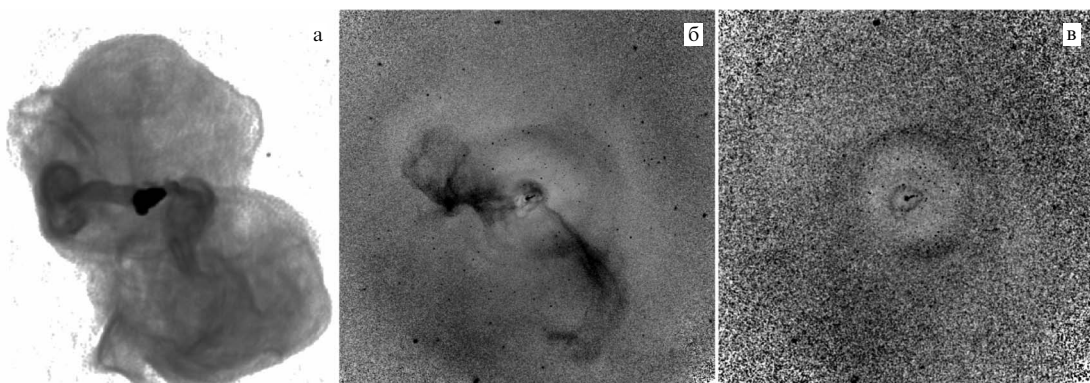
$$g \frac{4}{3} \pi r^3 \rho_{\text{gas}} \approx C \pi r^2 \rho_{\text{gas}} v_{\text{rise}}^2,$$

где  $g$  — ускорение силы тяжести,  $r$  — размер пузыря,  $C$  — безразмерная константа порядка единицы (в случае малой вязкости газа). Таким образом,  $v_{\text{rise}} \sim \sqrt{gr}$ . С другой стороны, скорость расширения пузыря определяется мощностью  $L_M$  потока релятивистской плазмы, надувающей пузырь,

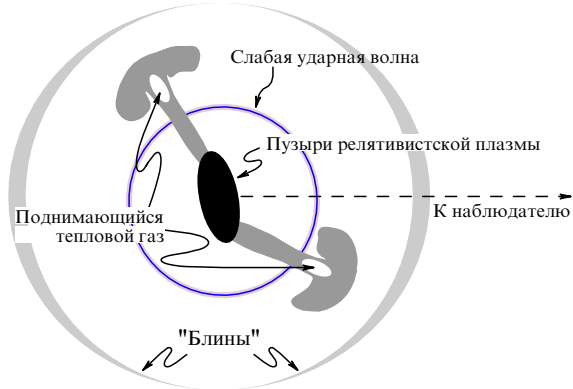
$$v_{\text{exp}} \sim \frac{L_M}{4\pi r^2 p}$$

(для случая дозвукового расширения). Условие  $v_{\text{exp}} \gtrsim v_{\text{rise}}$  означает, что сила Архимеда не успевает существенно сдвинуть расширяющийся пузырь. Для М87 применение этого условия к пузырям во внутренней области (см. рис. 24) даёт оценку механической мощности  $L_M \sim 10^{43}$  эрг  $\text{с}^{-1}$ , что примерно соответствует потерям газа на охлаждение. Эквивалентная оценка получится, если просто поделить энергию пузыря на время, за которое он поднимется на расстояние порядка своего радиуса,  $t_{\text{bubble}} \sim r/v_{\text{rise}} \sim \sqrt{r/g}$ . Конечно, подобные оценки и их различные модификации (см., например, [215]) дают лишь порядок величины  $L_M$ .

Можно ожидать, что на начальной фазе образования пузыря (когда его радиус мал) скорость его расширения будет превышать скорость звука и ударная волна победит по горячему газу. Когда скорость расширения пузыря становится дозвуковой, ударная волна убегает вперёд. Эта волна позволяет независимо оценить полную энергию, выделенную сверхмассивной дырой во время формирования пузыря. В М87 мы чётко видим ударную волну (рис. 25) на расстоянии  $\sim 2,7'$  от центра [230, 237]. Скачки температуры и плотности на фронте волны соответствуют числу Маха  $M \sim 1,2$ . Из простых одномерных расчётов можно оценить полную выделившуюся энергию,  $E \sim 5 \times 10^{57}$  эрг, и момент начала формирования пузыря,  $\sim 12$  млн лет. Отношение этих величин даёт среднее значение энерговыделения  $L_M \sim 10^{43}$  эрг  $\text{с}^{-1}$  за этот период, которое также согласуется



**Рис. 25.** (а) Общая структура М87 на больших масштабах в радиодиапазоне (размер  $\sim 7' \times 7'$ , длина волны 90 см) [236]. Чётко видны три "поколения" пузырей: 1) пузырь в центральной области, непосредственно вокруг джетов; 2) тороидальные структуры, связанные с эволюцией пузырей в процессе их подъёма в атмосфере; 3) большие области по обе стороны ядра, связанные с наиболее "старыми" пузырями. (б) Рентгеновское изображение галактики М87 в диапазоне 0,5–3,5 кэВ. Видны яркие филаменты сравнительно холодного ( $T \leq 1$  кэВ) газа, следующие за пузырьём. (в) Рентгеновское изображение в диапазоне 3,5–7,5 кэВ, в котором наблюдаемый рентгеновский поток отражает распределение давления в газе, поэтому кольцо яркого рентгеновского излучения на расстоянии  $\sim 2,7'$  от центра можно интерпретировать как ударную волну.



**Рис. 26.** Схематическая картина взаимодействия пузырей релятивистской плазмы, надуваемых сверхмассивной чёрной дырой, мотивированная аналогией с процессами, происходящими при мощных взрывах в атмосфере. В центре расположены пузыри релятивистской плазмы, формируемые потоком релятивистской плазмы от чёрной дыры в настоящий момент. Кольцо показывает расходящуюся сферическую (слабую) ударную волну, вызванную формированием пузыря. Пузырь релятивистской плазмы в процессе своего подъёма под действием силы Архимеда может трансформироваться в тороидальную структуру, похожую на "гриб", возникающий при мощных атмосферных взрывах. Как и в случае взрывов, пузырь увлекает за собой низкоэнтропийный газ, который остывает в результате адиабатического расширения и формирует филаменты, следующие за пузырём. На поздней стадии эволюции пузыри превращаются в уплощённые (по радиусу) структуры (см. рис. 25). (Адаптированный рисунок из работы [228].)

с потерями газа на охлаждение. Доля энергии в ударной волне в этом расчёте составляет около 25 % от полной энергии. Остальные 75 % перешли в энтальпию пузыря или были затрачены на нагрев газа на этапе сильной ударной волны.

#### 5.4. Диссипация механической энергии

Пузырь релятивистской плазмы в процессе своего всплывания может трансформироваться в тороидальную структуру (рис. 25, 26), напоминающую "гриб", возникающий при мощных атмосферных взрывах. Как и в случае взрывов, пузырь увлекает за собой низкоэнтропийный газ, который остывает в результате адиабатического расширения, формируя филаменты холодного газа, следующие за пузырём (см., например, [228, 238, 239]).

Всплывающий пузырь движется со скоростью  $v_{\text{rise}} \sim \sqrt{gR}$ , не превышающей скорости звука в тепловой плазме скопления и гораздо меньшей скорости звука релятивистской плазмы внутри пузыря. Адиабатическое расширение вещества внутри пузыря приводит к тому, что энергия (энтальпия), запасённая в пузыре, уменьшается в соответствии с падением давления окружающего газа,

$$E = \frac{\gamma}{\gamma - 1} pV \propto p^{(\gamma-1)/\gamma}.$$

Поэтому пузырь, после того как он поднимется на расстояние, составляющее несколько высот однородной атмосферы, полностью теряет запасённую энергию, которая передаётся окружающему газу. Эта энергия идёт на преодоление сопротивления газа, возбуждение внутренних волн, турбулентных движений позади пузыря и т.п. Детали этого процесса зависят от свойств газа (в частности, от вязкости) и наличия магнитных

полей. Дозвуковой характер движения пузыря означает, что только малая доля энергии перейдёт в звуковые волны. Энергия, переданная газу другими процессами, оказывается "привязанной" к газу и в конечном итоге переходит в тепло в центральной зоне скопления.

Таким образом, можно ожидать, что значительная доля механической энергии чёрной дыры пойдёт на нагрев газа, независимо от конкретного механизма передачи энергии и диссипации. Фактически центральная область скопления работает как калориметр, перехватывая почти всю механическую энергию чёрной дыры [240].

Заметная доля энергии (несколько десятков процентов) может перейти в квазисферическую слабую ударную/звуковую волну (см. рис. 25), распространяющуюся по газу скопления. В отличие от диссипации энергии в случае сильной ударной волны, диссипация энергии звуковой волны зависит от свойств газа (вязкости и теплопроводности), однако вполне вероятно, что такие волны могут диссипировать большую часть своей энергии в центральной зоне скопления [241], приводя к дополнительному нагреву. Привлекательность этой формы нагрева состоит в том, что энергия распределяется равномерно по всем направлениям. Однако не очевидно, что доля энергии, большая, чем  $\sim 25\%$ , может быть передана звуковым волнам [237]. Вероятно, доминирующим механизмом служит диссипация энтальпии пузыря и нагрев на этапе сильной ударной волны (если такой этап реализуется).

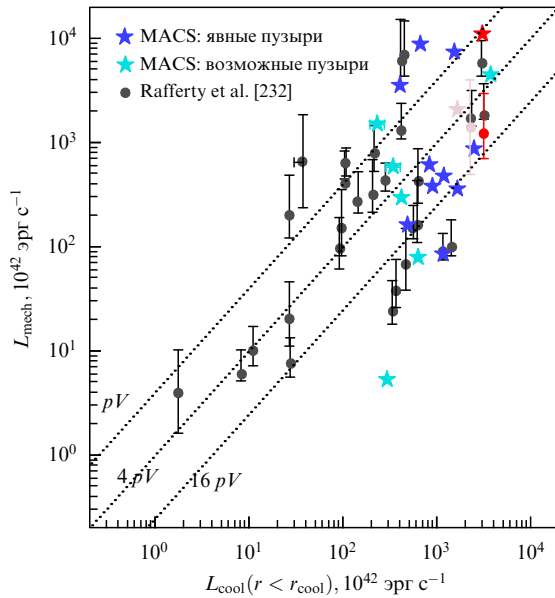
#### 5.5. Механизм обратной связи

Признаки воздействия механической энергии чёрной дыры на газ наблюдаются в системах, различающихся по размеру и светимости на несколько порядков величины, начиная от индивидуальных эллиптических галактик, таких как, например, NGC5813 [242], и заканчивая массивными скоплениями, такими как, например, MS0735.6+7421 на красном смещении  $z = 0,22$  [243]. Объёмы пузырей в этих системах различаются примерно на четыре порядка величины. Тем не менее в каждой из систем оценки потоков механической энергии и темпов охлаждения газа оказываются сравнимыми между собой. Систематическое сравнение нагрева и охлаждения газа (см., например, [232, 233]) показало убедительную корреляцию этих величин для нескольких десятков объектов (рис. 27).

Таким образом, активность сверхмассивной чёрной дыры способна подстраиваться под темп охлаждения газа в каждой системе. Фактически система из сверхмассивной чёрной дыры и газа представляет собой саморегулирующуюся систему с отрицательной обратной связью. Общая схема такова: уменьшение энерговыделения чёрной дыры вызывает охлаждение газа, который начинает течь к центру скопления, приводя к увеличению темпа аккреции на чёрную дыру и, как следствие, к возрастанию энерговыделения.

Рассмотрим два простейших варианта, обеспечивающих подобную обратную связь.

В первом варианте (см., например, [240, 244]) аккреция идёт непосредственно из горячего газа, а её темп описывается классической формулой Бонди [245] для сферически-симметричного адиабатического потока газа на компактный источник  $\dot{M} \sim \pi(GM_{\text{BH}})^2 c_s^{-3} \rho$ , где  $c_s = (\gamma k_B T / (\mu m_p))^{1/2}$  — скорость звука в газе,  $\rho$  — плотность газа. С точки зрения параметров газа, темп



**Рис. 27.** Сравнение оценки мощности механической энергии сверхмассивной дыры и потерь газа на охлаждение для большой выборки скоплений;  $p$  и  $V$  — давление и объём пузырей. Несмотря на большой разброс, корреляция очевидна. Эта корреляция показывает, что энерговыделение чёрной дыры "регулируется", чтобы обеспечить примерный баланс нагрева и охлаждения. (Из работы [233].)

аккреции пропорционален  $n/c_s^3 \propto n/T^{3/2} \propto s^{-3/2}$ , где  $s = T/n^{2/3}$ , т.е. фактически определяется энтропией газа.

Заметим, что в устойчивой атмосфере газ с низкой энтропией будет скапливаться на дне потенциальной ямы, где и расположена центральная чёрная дыра. Таким образом, темп аккреции будет определяться минимальной энтропией газа во всей системе. Такая система может автоматически устанавливать баланс между нагревом и охлаждением газа.

Интересно, что оценки ожидаемого энерговыделения в нескольких близких скоплениях, полученные по формуле Бонди, неплохо согласуются с оценками по размеру пузырей (см., например, [240, 244, 246]). При этом надо иметь в виду, что из-за наличия углового момента в газе решение Бонди вряд ли справедливо при радиусах вблизи чёрной дыры. В этой модели оно лишь определяет темп аккреции газа на радиусе захвата.

Во втором варианте (см., например, [247, 248]) небольшое количество газа успевает остыть, формируя плотные облака холодного газа. Облака движутся в потенциальной яме центральной части скопления, сталкиваются, теряют угловой момент и в конечном итоге обеспечивают аккрецию на сверхмассивную чёрную дыру. Этот вариант получил условное название "холодной аккреции", в отличие от "горячей аккреции", описываемой формулой Бонди.

Два варианта, упомянутые выше, сильно различаются в деталях того, как газ попадает на чёрную дыру, но сходятся в главном предположении, что недостаточный нагрев газа вызывает увеличение темпа аккреции на чёрную дыру и её энерговыделения.

### 5.6. Связь с эволюцией эллиптических галактик

Убедительная картина влияния сверхмассивных чёрных дыр на процесс остывания газа в близких скоплениях галактик позволяет предположить, что полностью ана-

логичный процесс оказывает влияние на формирование и эволюцию галактик при  $z \sim 2-3$ . Для этого необходимо выполнение трёх условий: 1) масса чёрной дыры должна быть достаточно велика; 2) значительная часть энергии, выделяемой чёрной дырой, должна быть в форме механической энергии; 3) газ должен образовывать протяжённую квазисферическую атмосферу.

Первое условие просто позволяет чёрной дыре выделять достаточно энергии для того, чтобы оказывать заметное влияние на термодинамические свойства газа в масштабе галактики. Сочетание второго и третьего условий обеспечивает высокую эффективность переработки этой энергии в нагрев газа.

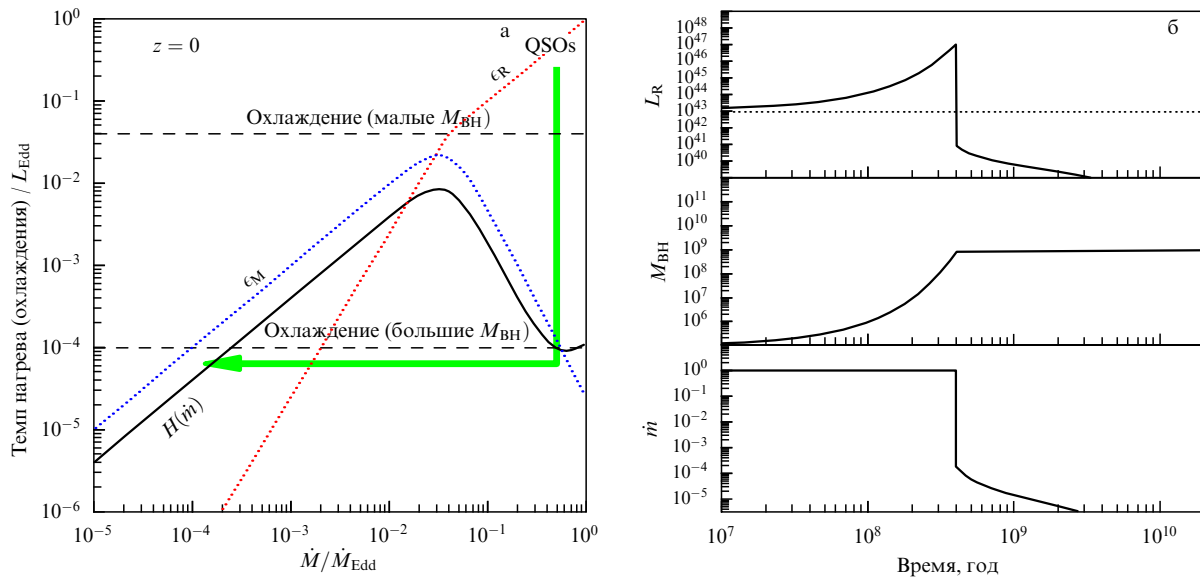
В рамках простой качественной модели [249] нагрев газа энергией, выделяемой чёрной дырой при аккреции с темпом  $\dot{M}$ , можно приближённо описать следующим выражением:

$$H(\dot{M}) = (\alpha_M \epsilon_M(\dot{m}) + \alpha_R \epsilon_R(\dot{m})) 0,1 \dot{M} c^2, \quad (7)$$

где  $\dot{M}$  и  $\dot{m}$  — темпы аккреции в физических единицах и в единицах эддингтоновской светимости соответственно,  $\epsilon_M(\dot{m})$  и  $\epsilon_R(\dot{m})$  характеризуют эффективность переработки массы покоя аккрецирующего вещества в механическую энергию и излучение, а коэффициенты  $\alpha_M$  и  $\alpha_R$  отвечают за эффективность преобразования этих форм энергии в нагрев газа. Типичное значение  $\alpha_R \sim 10^{-5} - 10^{-4} \ll 1$  [250, 251], в то время как значение  $\alpha_M$  может быть близко к единице. Эта большая разница между  $\alpha_R$  и  $\alpha_M$  является важнейшим элементом обсуждаемой модели.

Значения  $\epsilon_M(\dot{m})$  и  $\epsilon_R(\dot{m})$  определяются физикой аккреции. Предположим, что при больших темпах аккреции эффективность производства излучения велика (например,  $\epsilon_R \sim 0,1$ ), однако эта эффективность падает при малых темпах аккреции. При этом эффективность производства механической энергии, наоборот, велика на малых темпах аккреции, но падает на больших (рис. 28). На качественном уровне это следует как из теоретических моделей аккреции (см., например, [252–254]), так и из наблюдений рентгеновских двойных систем в Галактике (см., например, [255]) и активных ядер галактик (см., например, [236]). С учётом огромной разницы между  $\alpha_M$  и  $\alpha_R$  такая зависимость  $\epsilon_M(\dot{m})$  и  $\epsilon_R(\dot{m})$  от темпа аккреции означает, что заданный нагрев могут обеспечить два совершенно разных режима аккреции [249]. В первом режиме темп аккреции очень высок, светимость чёрной дыры близка к эддингтоновской, однако, с учётом  $\alpha_R \ll 1$ , только малая доля этой светимости идёт на нагрев газа. Во втором режиме темп аккреции низок, а нагрев обеспечивается за счёт более высокого значения  $\alpha_M$ .

Схематично эволюция системы из чёрной дыры и газа в галактике представлена на рис. 28. На начальной стадии, до тех пор пока масса чёрной дыры мала, система пребывает в состоянии, в котором происходит активное охлаждение газа и быстрый рост сверхмассивной чёрной дыры, большая часть энергии которой уходит в излучение. На более поздних стадиях чёрная дыра переключается на режим с низким темпом аккреции и большая часть энергии выделяется в механическом виде (поток релятивистской плазмы), в то время как наблюдаемая светимость чёрной дыры становится меньше на несколько порядков. При этом вследствие высокой



**Рис. 28.** (а) Качественная картина эволюции чёрной дыры и родительской галактики при условии, что зависимость нагрева газа от темпа аккреции описывается уравнением (7). Пунктирными кривыми показана энергия, выделяемая в виде излучения и в виде механической энергии (в единицах эддингтоновской светимости). Сплошная кривая показывает полный темп нагрева, получающийся с учётом эффективности преобразования различных форм энергии в нагрев газа (коэффициенты  $\epsilon_{\text{M}}$  и  $\epsilon_{\text{R}}$ ). Темп нагрева оказывается немонотонной функцией темпа аккреции. Горизонтальной прямой показаны потери газа на охлаждение. По мере роста сверхмассивной чёрной дыры горизонтальная прямая сдвигается вниз. Чёрная дыра переходит из состояния с высоким темпом аккреции и высокой светимостью (QSO — Quasi-Stellar Object) в состояние с низкой светимостью, но достаточно эффективным нагревом газа за счёт механической энергии. Рост сверхмассивной чёрной дыры резко замедляется, одновременно прекращается охлаждение газа и звездообразование. (б) Схематичное представление эволюции наблюдаемых характеристик чёрной дыры. Фаза яркого квазара сменяется фазой радиисточника и медленным ростом массы чёрной дыры. (Адаптированный рисунок из работы [249].)

эффективности нагрева газа механической энергией его остывание прекращается и галактика переходит в стадию пассивной эволюции без мощного звездообразования.

Конечно, это очень грубое описание процессов, определяющих совместную эволюцию чёрных дыр и родительских галактик. Численные (полуаналитические) модели (например, [256, 257]) показывают, что сценарии, основанные на высокой эффективности нагрева газа механической энергией чёрных дыр, способны качественно объяснить поведение галактик, однако многие детали этого процесса остаются неизвестными. Но важно, что изучение скоплений галактик даёт нам уникальную возможность исследовать в деталях физику взаимодействия чёрных дыр и горячего газа.

## 6. Заключение

В этом кратком обзоре мы обсудили лишь несколько важнейших направлений исследования скоплений галактик, лежавших непосредственно в сфере разнообразных научных интересов Якова Борисовича Зельдовича — от крупномасштабной структуры Вселенной и космологии до аккреции на чёрные дыры и газодинамики.

Многое осталось за скобками, но и уже сказанного в обзоре достаточно, чтобы оценить роль скоплений в современной астрофизике. За последние десятилетия скопления стали мощным инструментом в космологических исследованиях и физике плазмы, на их изучение направлены лучшие телескопы и орбитальные обсерватории. Скопления позволили проследить влияние сверхмассивных чёрных дыр на термодинамику газа и распространить полученные выводы на процесс формирования звёзд в галактиках. Одновременно колоссальные ком-

пьютерные ресурсы выделяются на моделирование процесса возникновения и эволюции скоплений галактик. Достаточно сказать, что число массивных скоплений, "рождённых" в компьютерах, на несколько порядков превышает полное число таких скоплений в наблюдаемой Вселенной.

Таково состояние астрофизики скоплений галактик на сегодняшний день. Ближайшее будущее обещает нам качественный скачок по целому ряду направлений. Японская обсерватория Astro-H<sup>9</sup> (благодаря криогенным болометрам, играющим роль рентгеновских спектрометров с разрешением  $E/\Delta E > 1000$ ) сможет непосредственно измерить скорости движения газа в скоплениях, что позволит ответить на многие вопросы физики плазмы и уточнить измерения масс скоплений, основанные на применении уравнения гидростатического равновесия. Обсерватория CPG (совместный проект России и Германии) сможет обнаружить *все* массивные скопления (с массой более чем  $\sim 3 \times 10^{14} M_{\odot}$ ) в наблюдаемой Вселенной и обеспечить космологов "финальным" каталогом скоплений для исследования уравнения состояния тёмной энергии. Одновременно наблюдения скоплений по эффекту Сюняева–Зельдовича ("Планк", SPT, ACT, CARMA<sup>10</sup>, MUSTANG на GBT<sup>11</sup>, BOLOCAM на JCMT<sup>12</sup> и ALMA) позволят независимо (и совместно с обсерваторией CPG) исследовать далёкие скопления и физику газа в них.

<sup>9</sup> <http://astro-h.isas.jaxa.jp/en/>.

<sup>10</sup> Combined Array for Research Millimeter-wave Astronomy.

<sup>11</sup> Green Bank Telescope.

<sup>12</sup> James Clerk Maxwell Telescope.

Уже сейчас телескоп ALMA Европейской южной обсерватории детально изучает холодный газ в центрах скоплений и вскоре сможет дать много новой информации о сложных физических процессах звездообразования и влиянии сверхмассивных чёрных дыр. Не отстают и оптические обзоры, такие как инфракрасный обзор спутника WISE (Wide-field Infrared Survey Explorer) и новейшие обзоры телескопов радиодиапазона. Эта эстафета будет продолжена новым поколением обсерваторий, в том числе в рентгеновском диапазоне, — Athena Европейского космического агентства и SMART-X (Square Meter Arcsecond Resolution) в США.

Несомненно, что астрофизику скоплений ждёт период бурного и интереснейшего развития, в котором идеи Якова Борисовича Зельдовича продолжают играть важнейшую роль.

### Список литературы

- Zeldovich Ya B, Einasto J, Shandarin S F *Nature* **300** 407 (1982)
- Gott J R (III) et al. *Astrophys. J.* **624** 463 (2005)
- Ade P A R et al. (Planck Collab.) *Astron. Astrophys.*, submitted; arXiv:1303.5084
- Долгов А Д, Зельдович Я Б, Сажин М В *Космология ранней Вселенной* (М.: Изд-во МГУ, 1988) [Dolgov A D, Sazhin M V, Zeldovich Ya B *Basics of Modern Cosmology* (Gif-sur-Yvette: Editions Frontières, 1990)]
- Mukhanov V F, Feldman H A, Brandenberger R H *Phys. Rep.* **215** 203 (1992)
- Старобинский А А *Письма в ЖЭТФ* **30** 719 (1979) [Starobinskii A A *JETP Lett.* **30** 682 (1979)]
- Starobinsky A A *Phys. Lett. B* **91** 99 (1980)
- Guth A H *Phys. Rev. D* **23** 347 (1981)
- Linde A D *Phys. Lett. B* **108** 389 (1982)
- Albrecht A, Steinhardt P J *Phys. Rev. Lett.* **48** 1220 (1982)
- Муханов В Ф, Чибисов Г В *Письма в ЖЭТФ* **33** 549 (1981) [Mukhanov V F, Chibisov G V *JETP Lett.* **33** 532 (1981)]
- Муханов В Ф, Чибисов Г В *ЖЭТФ* **83** 475 (1982) [Mukhanov V F, Chibisov G. *Sov. Phys. JETP* **56** 258 (1982)]
- Starobinsky A A *Phys. Lett. B* **117** 175 (1982)
- Bardeen J M, Steinhardt P J, Turner M S *Phys. Rev. D* **28** 679 (1983)
- Zeldovich Ya B *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **160** 1P (1972)
- Зельдович Я Б, Новиков И Д *Астрон. журн.* **46** 960 (1969) [Zel'dovich Ya B, Novikov I D *Sov. Astron.* **13** 754 (1970)]
- Harrison E R *Phys. Rev. D* **1** 2726 (1970)
- Peebles P J E, Yu J T *Astrophys. J.* **162** 815 (1970)
- Rubakov V A *JCAP* (09) 030 (2009)
- Guth A H, Pi S-Y *Phys. Rev. Lett.* **49** 1110 (1982)
- Ade P A R et al. (Planck Collab.) *Astron. Astrophys.*, submitted; arXiv:1303.5082
- Hu W et al. *Phys. Rev. D* **57** 3290 (1998)
- Seljak U et al. *Phys. Rev. D* **68** 083507 (2003)
- Hinshaw G et al. *Astrophys. J. Suppl.* **208** 19 (2013)
- Ade P A R et al. (Planck Collab.) *Astron. Astrophys.*, submitted; arXiv:1303.5076
- Diemand J, Moore B, Stadel J *Nature* **433** 389 (2005)
- Зельдович Я Б *Астрофизика* **6** 319 (1970) [Zel'dovich Ya B *Astrophysics* **6** 164 (1970)]
- Zel'dovich Ya B *Astron. Astrophys.* **5** 84 (1970)
- Зельдович Я Б, Райзер Ю П *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений* (М: Наука, 1966) [Zel'dovich Ya B, Raizer Yu P *Elements of Gasdynamics and the Classical Theory of Shock Waves* (New York: Academic Press, 1968)]
- Дорошкевич А Г *Астрофизика* **6** 581 (1970) [Doroshkevich A G *Astrophysics* **6** 320 (1970)]
- Shandarin S F, Zeldovich Ya B *Rev. Mod. Phys.* **61** 185 (1989)
- Yoshisato A et al. *Astrophys. J.* **637** 555 (2006)
- Дорошкевич А Г, Рябенский В С, Шандарин С Ф *Астрофизика* **9** 257 (1973) [Doroshkevich A G, Ryaben'kii V S, Shandarin S F *Astrophysics* **9** 144 (1973)]
- Doroshkevich A G, Sunyaev R A, Zeldovich Ia B, in *Confrontation of Cosmological Theories with Observational Data. Proc. of the Symp., Krakow, Poland, September 10–12, 1973* (Proc. IAU Symp., Vol. 63, Ed. M S Longair) (Dordrecht: D. Reidel Publ. Co., 1974) p. 213
- Дорошкевич А Г, Шандарин С Ф *Астрон. журн.* **55** 1144 (1978) [Doroshkevich A G, Shandarin S F *Sov. Astron.* **22** 653 (1978)]
- Bond J R, Kofman L, Pogosyan D *Nature* **380** 603 (1996)
- Shandarin S F, Sathyaprakash B S *Astrophys. J.* **467** L25 (1996)
- Shandarin S F *JCAP* (02) 031 (2009)
- Gurbatov S N, Saichev A I, Shandarin S F *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **236** 385 (1989)
- Kofman L et al. *Astrophys. J.* **393** 437 (1992)
- Coles P, Melott A L, Shandarin S F *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **260** 765 (1993)
- Lee J, Shandarin S F *Astrophys. J.* **500** 14 (1998)
- Doroshkevich A G et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **192** 321 (1980)
- Klypin A A, Shandarin S F *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **204** 891 (1983)
- Efstathiou G et al. *Astrophys. J. Suppl.* **57** 241 (1985)
- Crocce M, Pueblas S, Scoccimarro R *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **373** 369 (2006)
- Bryan G L et al. *Comput. Phys. Commun.* **89** 149 (1995)
- Bryan G L et al. (The Enzo Collab.), arXiv:1307.2265
- Kravtsov A V, Klypin A A, Khokhlov A M *Astrophys. J. Suppl.* **111** 73 (1997)
- Teyssier R *Astron. Astrophys.* **385** 337 (2002)
- Martel H, Shapiro P R *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **297** 467 (1998)
- Gnedin N Y, Kravtsov A V, Rudd D H *Astrophys. J. Suppl.* **194** 46 (2011)
- Bertschinger E *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **36** 599 (1998)
- Kuhlen M, Vogelsberger M, Angulo R *Phys. Dark Universe* **1** 50 (2012)
- Borgani S, Kravtsov A *Adv. Sci. Lett.* **4** 204 (2011)
- Kravtsov A V et al. *Astrophys. J.* **609** 35 (2004)
- Kravtsov A V, Klypin A A *Astrophys. J.* **520** 437 (1999)
- Sunyaev R A, Zeldovich Ya B *Astron. Astrophys.* **20** 189 (1972)
- Klypin A A, Kates R E *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **251** 41P (1991)
- Cen R, Ostriker J P *Astrophys. J.* **514** 1 (1999)
- Davé R et al. *Astrophys. J.* **552** 473 (2001)
- Van Waerbeke L, Hinshaw G, Murray N *Phys. Rev. D* **89** 023508 (2014); arXiv:1310.5721
- Sunyaev R A, Zeldovich Ya B *Comm. Astrophys. Space Phys.* **4** 173 (1972)
- Sunyaev R A, Zel'dovich Ya B *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **18** 537 (1980)
- White S D M, Rees M J *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **183** 341 (1978)
- Зельдович Я Б и др. *ЯФ* **31** 1286 (1980) [Zeldovich Y B et al. *Sov. J. Nucl. Phys.* **31** 664 (1980)]
- Blumenthal G R et al. *Astrophys. J.* **301** 27 (1986)
- Gnedin O Y et al. *Astrophys. J.* **616** 16 (2004)
- Kazantzidis S et al. *Astrophys. J.* **611** L73 (2004)
- Kravtsov A V, Borgani S *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **50** 353 (2012)
- Vikhlinin A et al. *Astrophys. J.* **640** 691 (2006)
- Carlstrom J E, Holder G P, Reese E D *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **40** 643 (2002)
- Lyskova N et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **423** 1813 (2012)
- Hoekstra H, arXiv:1312.5981
- Allen S W, Evrard A E, Mantz A B *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **49** 409 (2011)
- Press W H, Schechter P *Astrophys. J.* **187** 425 (1974)
- Gunn J E, Gott J R (III) *Astrophys. J.* **176** 1 (1972)
- Percival W J *Astron. Astrophys.* **443** 819 (2005)
- Klypin A et al. *Astrophys. J.* **444** 1 (1995)
- Gross M A K et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **301** 81 (1998)
- Lee J, Shandarin S F *Astrophys. J.* **517** L5 (1999)
- Sheth R K, Tormen G *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **308** 119 (1999)
- Jenkins A et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **321** 372 (2001)
- Monaco P *Astrophys. J.* **447** 23 (1995)
- Audit E, Teyssier R, Alimi J-M *Astron. Astrophys.* **325** 439 (1997)
- Sheth R K, Mo H J, Tormen G *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **323** 1 (2001)
- Sheth R K, Tormen G *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **329** 61 (2002)

88. Tinker J L et al. *Astrophys. J.* **724** 878 (2010)
89. Watson W A et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **433** 1230 (2013)
90. Warren M S, in *Proc. SC'13: Intern. Conf. for High Performance Computing, Networking, Storage and Analysis, November 17–21 2013* (New York: ACM, 2013) Article No. 72, DOI:10.1145/2503210.2503220; arXiv:1310.4502
91. Rudd D H, Zentner A R, Kravtsov A V *Astrophys. J.* **672** 19 (2008)
92. Cui W et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **423** 2279 (2012)
93. Martizzi D et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, submitted; arXiv:1307.6002
94. Desjacques V *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **388** 638 (2008)
95. Maggiore M, Riotto A *Astrophys. J.* **717** 515 (2010)
96. de Simone A, Maggiore M, Riotto A *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **412** 2587 (2011)
97. Ma C-P et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **411** 2644 (2011)
98. Corasaniti P S, Achitouv I *Phys. Rev. Lett.* **106** 241302 (2011)
99. Lim S, Lee J *JCAP* (01) 019 (2013)
100. Achitouv I et al. *Phys. Rev. Lett.* **111** 231303 (2013)
101. Tinker J et al. *Astrophys. J.* **688** 709 (2008)
102. Courtin J et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **410** 1911 (2011)
103. Hoekstra H *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **379** 317 (2007)
104. Applegate D E et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **439** 48 (2014); arXiv:1208.0605
105. Rasia E, Tormen G, Moscardini L *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **351** 237 (2004)
106. Nagai D, Vikhlinin A, Kravtsov A V *Astrophys. J.* **655** 98 (2007)
107. Piffaretti R, Valdarnini R *Astron. Astrophys.* **491** 71 (2008)
108. Lau E T, Kravtsov A V, Nagai D *Astrophys. J.* **705** 1129 (2009)
109. Nelson K et al. *Astrophys. J.* **751** 121 (2012)
110. Becker M R, Kravtsov A V *Astrophys. J.* **740** 25 (2011)
111. Kravtsov A V, Vikhlinin A, Nagai D *Astrophys. J.* **650** 128 (2006)
112. Pratt G W et al. *Astron. Astrophys.* **498** 361 (2009)
113. Motl P M et al. *Astrophys. J.* **623** L63 (2005)
114. Nagai D *Astrophys. J.* **650** 538 (2006)
115. Nagai D, Kravtsov A V, Vikhlinin A *Astrophys. J.* **668** 1 (2007)
116. Stanek R et al. *Astrophys. J.* **715** 1508 (2010)
117. Fabjan D et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **416** 801 (2011)
118. Riess A G et al. *Astron. J.* **116** 1009 (1998)
119. Perlmutter S et al. *Astrophys. J.* **517** 565 (1999)
120. Sunyaev R A, Zeldovich Ya B *Astrophys. Space Sci.* **7** 3 (1970)
121. Albrecht A et al., astro-ph/0609591
122. Fosalba P, Gaztañaga E, Castander F J *Astrophys. J.* **597** L89 (2003)
123. Guzzo L et al. *Nature* **451** 541 (2008)
124. Huterer D, Linder E V *Phys. Rev. D* **75** 023519 (2007)
125. Sunyaev R A, Zeldovich Y B *Comm. Astrophys. Space Phys.* **4** 173 (1972)
126. Sasaki S *Publ. Astron. Soc. Jpn.* **48** L119 (1996)
127. Pen U-L *New Astron.* **2** 309 (1997)
128. Oukbir J, Blanchard A *Astron. Astrophys.* **262** L21 (1992)
129. Borgani S, Kravtsov A *Adv. Sci. Lett.* **4** 204 (2011); arXiv:0906.4370
130. Rosati P, Borgani S, Norman C *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **40** 539 (2002)
131. Ebeling H et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **318** 333 (2000)
132. Böhringer H et al. *Astron. Astrophys.* **425** 367 (2004)
133. Ebeling H, Edge A C, Henry J P *Astrophys. J.* **553** 668 (2001)
134. Burenin R A et al. *Astrophys. J. Suppl.* **172** 561 (2007)
135. Williamson R et al. *Astrophys. J.* **738** 139 (2011)
136. Marriage T A et al. *Astrophys. J.* **737** 61 (2011); arXiv:1010.1065
137. Ade P A R et al. (Planck Collab.) *Astron. Astrophys.* **536** A8 (2011); arXiv:1101.2024
138. Vikhlinin A et al. *Astrophys. J.* **640** 691 (2006)
139. Sun M et al. *Astrophys. J.* **693** 1142 (2009)
140. Pratt G W et al. *Astron. Astrophys.* **461** 71 (2007)
141. Nagai D, Kravtsov A V, Vikhlinin A *Astrophys. J.* **668** 1 (2007)
142. Pratt G W et al. *Astron. Astrophys.* **511** A85 (2010); arXiv:0909.3776
143. Pierpaoli E et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **342** 163 (2003)
144. Henry J P et al. *Astrophys. J.* **691** 1307 (2009)
145. Rasia E et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **369** 2013 (2006)
146. Nagai D, Vikhlinin A, Kravtsov A V *Astrophys. J.* **655** 98 (2007)
147. Vikhlinin A et al. *Astrophys. J.* **692** 1060 (2009)
148. Rozo E et al. *Astrophys. J.* **708** 645 (2010); arXiv:0902.3702
149. Fu L et al. *Astron. Astrophys.* **479** 9 (2008)
150. Bonamente M et al. *Astrophys. J.* **647** 25 (2006)
151. White S D M et al. *Nature* **366** 429 (1993)
152. Gonzalez A H, Zaritsky D, Zabludoff A I *Astrophys. J.* **666** 147 (2007)
153. Allen S W et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **383** 879 (2008)
154. Linder E V, Jenkins A *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **346** 573 (2003)
155. Carilli C L, Taylor G B *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **40** 319 (2002)
156. Bonafede A et al. *Astron. Astrophys.* **513** A30 (2010)
157. Feretti L et al. *Astron. Astrophys. Rev.* **20** 54 (2012)
158. ZuHone J A et al. *Astrophys. J.* **762** 78 (2013)
159. Churazov E et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **388** 1062 (2008)
160. Sunyaev R A *Astron. Astrophys.* **12** 190 (1971)
161. Bahcall J N, Sarazin C L *Astrophys. J.* **213** L99 (1977)
162. Markevitch M et al. *Astrophys. J.* **567** L27 (2002)
163. Markevitch M et al. *Astrophys. J.* **627** 733 (2005)
164. Russell H R et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **406** 1721 (2010)
165. Russell H R et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **423** 236 (2012)
166. Macario G et al. *Astrophys. J.* **728** 82 (2011)
167. Akamatsu H et al. *Publ. Astron. Soc. Jpn.* **64** 49 (2012)
168. Akamatsu H et al. *Publ. Astron. Soc. Jpn.* **64** 67 (2012)
169. Akamatsu H, Kawahara H *Publ. Astron. Soc. Jpn.* **65** 16 (2013)
170. Giacintucci S et al. *Astron. Astrophys.* **486** 347 (2008)
171. Bourdin H et al. *Astrophys. J.* **764** 82 (2013)
172. Ade P A R et al. (Planck Collab.) *Astron. Astrophys.* **554** A140 (2013)
173. Markevitch M, in *Proc. of the X-Ray Universe 2005. 26–30 September 2005, Madrid, Spain* (ESA Special Publ., Vol. 604, Ed. A Wilson) (Noordwijk: ESA Publ. Division, ESTEC, 2006) p. 723
174. Owers M S et al. *Astrophys. J.* **704** 1349 (2009)
175. Markevitch M, готовится к печати
176. Springel V, Farrar G R *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **380** 911 (2007)
177. Clowe D, Gonzalez A, Markevitch M *Astrophys. J.* **604** 596 (2004)
178. Clowe D et al. *Astrophys. J.* **648** L109 (2006)
179. Markevitch M, Vikhlinin A *Phys. Rep.* **443** 1 (2007)
180. Markevitch M et al. *Astrophys. J.* **606** 819 (2004)
181. Barrena R et al. *Astron. Astrophys.* **386** 816 (2002)
182. Milgrom M *Astrophys. J.* **270** 365 (1983)
183. Brownstein J R, Moffat J W *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **367** 527 (2006)
184. Bradač M et al. *Astrophys. J.* **687** 959 (2008)
185. Ragozzine B et al. *Astrophys. J.* **744** 94 (2012)
186. Clowe D et al. *Astrophys. J.* **758** 128 (2012)
187. Spergel D N, Steinhardt P J *Phys. Rev. Lett.* **84** 3760 (2000)
188. Randall S W et al. *Astrophys. J.* **679** 1173 (2008)
189. Merten J et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **417** 333 (2011)
190. Mahdavi A et al. *Astrophys. J.* **668** 806 (2007)
191. Miralda-Escudé J *Astrophys. J.* **564** 60 (2002)
192. Spitzer L *Physics of Fully Ionized Gases* (New York: Interscience Publ., 1962)
193. Зельдович Я Б, Райзер Ю П *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений* (М.: Физматгиз, 1963) [Zel'dovich Ya B, Raizer Yu P *Physics of Shock Waves and High-Temperature Hydrodynamic Phenomena* (New York: Academic Press, 1966, 1967)]
194. Vikhlinin A, Markevitch M, Murray S S *Astrophys. J.* **551** 160 (2001)
195. Lyutikov M *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **373** 73 (2006)
196. Шафранов В Д *ЖЭТФ* **32** 1453 (1957) [Shafranov V D *Sov. Phys. JETP* **5** 1183 (1957)]
197. Wik D R et al. *Astrophys. J.* **696** 1700 (2009)
198. Wik D R et al. *Astrophys. J.*, submitted (2014); arXiv:1403.2722
199. Ackermann M et al. (The Fermi-LAT Collab.) *Science* **339** 807 (2013); arXiv:1302.3307
200. Brunetti G, Jones T W, arXiv:1401.7519
201. Cassano R, Brunetti G, Venturi T *J. Astrophys. Astron.* **32** 519 (2011)
202. Blandford R, Eichler D *Phys. Rep.* **154** 1 (1987)
203. van Weeren R J et al. *Science* **330** 347 (2010)
204. Ogreon G A et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **429** 2617 (2013)
205. Brunetti G et al. *Nature* **455** 944 (2008)
206. Giacintucci S et al., готовится к публикации
207. Brown S, Rudnick L *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **412** 2 (2011)
208. Ogreon G A et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **433** 812 (2013)
209. Kang H, Jones T W *J. Korean Astron. Soc.* **35** 159 (2002)

210. Sarazin C L *Astrophys. J.* **520** 529 (1999)  
 211. Kang H, Jones T W *Astrophys. J.* **620** 44 (2005)  
 212. Pinzke A, Oh S P, Pfrommer C *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **435** 1061 (2013)  
 213. Brunetti G, Lazarian A *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **378** 245 (2007)  
 214. Shimwell T W et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, submitted (2014); arXiv:1403.2393  
 215. McNamara B R, Nulsen P E J *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **45** 117 (2007)  
 216. Fabian A C *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **50** 455 (2012)  
 217. Lea S M *Astrophys. J.* **203** 569 (1976)  
 218. Cowie L L, Binney J *Astrophys. J.* **215** 723 (1977)  
 219. Fabian A C, Nulsen P E J *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **180** 479 (1977)  
 220. Fabian A C *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **32** 277 (1994)  
 221. Peterson J R, Fabian A C *Phys. Rep.* **427** 1 (2006)  
 222. Pedlar A et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **246** 477 (1990)  
 223. Tabor G, Binney J *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **263** 323 (1993)  
 224. Binney J, Tabor G *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **276** 663 (1995)  
 225. Böhringer H et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **264** L25 (1993)  
 226. Böhringer H et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **274** L67 (1995)  
 227. Churazov E et al. *Astron. Astrophys.* **356** 788 (2000)  
 228. Churazov E et al. *Astrophys. J.* **554** 261 (2001)  
 229. McNamara B R et al. *Astrophys. J.* **534** L135 (2000)  
 230. Forman W et al. *Astrophys. J.* **635** 894 (2005)  
 231. Dunn R J H, Fabian A C *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **373** 959 (2006)  
 232. Rafferty D A et al. *Astrophys. J.* **652** 216 (2006)  
 233. Hlavacek-Larrondo J et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **421** 1360 (2012)  
 234. Birzan L et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **427** 3468 (2012)  
 235. Hines D C, Eilek J A, Owen F N *Astrophys. J.* **347** 713 (1989)  
 236. Owen F N, Eilek J A, Kassim N E *Astrophys. J.* **543** 611 (2000)  
 237. Forman W et al. *Astrophys. J.* **665** 1057 (2007)  
 238. Fabian A C et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **344** L48 (2003)  
 239. Werner N et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **407** 2063 (2010)  
 240. Churazov E et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **332** 729 (2002)  
 241. Fabian A C et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **366** 417 (2006)  
 242. Randall S W et al. *Astrophys. J.* **726** 86 (2011)  
 243. McNamara B R et al. *Nature* **433** 45 (2005)  
 244. Böhringer H et al. *Astron. Astrophys.* **382** 804 (2002)  
 245. Bondi H *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **112** 195 (1952)  
 246. Allen S W et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **372** 21 (2006)  
 247. Pizzolato F, Soker N *Astrophys. J.* **632** 821 (2005)  
 248. Gaspari M, Ruszkowski M, Sharma P *Astrophys. J.* **746** 94 (2012)  
 249. Churazov E et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **363** L91 (2005)  
 250. Sazonov S Yu, Ostriker J P, Sunyaev R A *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **347** 144 (2004)  
 251. Sazonov S Yu et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **358** 168 (2005)  
 252. Ichimaru S *Astrophys. J.* **214** 840 (1977)  
 253. Rees M J et al. *Nature* **295** 17 (1982)  
 254. Narayan R, Yi I *Astrophys. J.* **428** L13 (1994)  
 255. Gallo E, Fender R P, Pooley G G *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **344** 60 (2003)  
 256. Croton D J et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **365** 11 (2006)  
 257. Bower R G et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **370** 645 (2006)

## Clusters of galaxies

### A.A. Vikhlinin

Space Research Institute, Russian Academy of Sciences,  
 ul. Profsoyuznaya 84/32, 117997 Moscow, Russian Federation  
 E-mail: vikhlinin@iki.rssi.ru  
 Center for Astrophysics, 60 Garden St, Cambridge, MA 02138 USA

### A.V. Kravtsov

University of Chicago, 5801 S South Ellis Ave., Chicago IL, USA

### M.L. Markevich

NASA Goddard Space Flight Center, Greenbelt, MD 20771, USA

### R.A. Sunyaev, E.M. Churazov

Space Research Institute, Russian Academy of Sciences,  
 ul. Profsoyuznaya 84/32, 117997 Moscow, Russian Federation  
 E-mail: churazov@iki.rssi.ru  
 Max Planck Institute for Astrophysics,  
 Karl-Schwarzschild-Str. 1, Postfach 1317, D-85741 Garching, Germany

Galaxy clusters form through nonlinear growth of primordial density fluctuations and are the most massive gravitationally-bound objects in the present Universe. Their number density at different epochs and their properties depend strongly on the properties of Dark Matter and Dark Energy, making clusters a powerful tool for observational cosmology. Observations of the hot gas filling the gravitational potential well of a cluster enable us to study gas-dynamical and plasma effects, and how the supermassive black holes affect heating and cooling of the gas on cluster scales. The work of Yakov Borisovich Zeldovich has had a profound impact on virtually all cosmological and astrophysical studies of galaxy clusters, introducing such concepts as the Harrison–Zeldovich spectrum, the Zeldovich approximation, baryon acoustic peaks, and the Sunyaev–Zeldovich effect. Here we review the most basic properties of clusters and their role in modern astrophysics and cosmology.

PACS numbers: 97.60.Lf, **98.65**–r, 98.80.Bp

DOI: 10.3367/UFNr.0184.201404a.0339

Bibliography — 257 references

Received 19 February 2014

*Uspekhi Fizicheskikh Nauk* **184** (4) 339–366 (2014)

*Physics–Uspekhi* **57** (4) (2014)

## Геометродинамика: нелинейная динамика искривлённого пространства-времени

М.А. Шил, К.С. Торн

*Обзор посвящён открытиям в нелинейной динамике искривлённого пространства-времени, которые стали возможными главным образом благодаря численным решениям уравнений Эйнштейна. Обсуждаются критические явления и автомодельность гравитационного коллапса, поведение пространства-времени вблизи сингулярностей, неустойчивость чёрных дыр в пятимерном пространстве-времени и столкновения четырёхмерных чёрных дыр. Также рассматриваются перспективы новых открытий в геометродинамике в свете будущих наблюдений гравитационных волн.*

PACS numbers: 04.20, –q, 04.25.dg, 04.25.dc, 04.50.Gh

DOI: 10.3367/UFNr.0184.201404b.0367

### Содержание

1. Введение (367).
  2. Гравитационный коллапс: фазовый переход и критическое поведение (368).
  3. Пространственно-временные сингулярности общего вида (368).  
3.1. Сингулярность БЛХ. 3.2. Сингулярности внутри чёрной дыры.
  4. Чёрные струны в пятимерном пространстве-времени (371).
  5. Столкновения чёрных дыр (371).  
5.1. Техника вихревых и тендексов. 5.2. Столкновения чёрных дыр.
  6. Наблюдения гравитационных волн (376).
  7. Заключение (377).
- Список литературы (377).

### 1. Введение

В 1950–1960-х годах Джон Арчибалд Уилер [1] выдвинул гипотезу, что искривлённое пустое пространство может обладать богатой нелинейной динамикой, которую он назвал *геометродинамикой*, аналогичной динамике бурлящей поверхности штормящего океана. Уилер призывал своих студентов и коллег изучать геометродинамику, решая уравнения общей теории относительности (ОТО) Эйнштейна.

В 1965 г. Яков Борисович Зельдович со своими учениками Андреем Дорошкевичем и Игорем Новиковым [2] убедительно показал, что при коллапсе сильно деформированной звезды с образованием того, что впоследствии стали называть чёрной дырой, искривлённое пространство-время вокруг образующейся чёрной дыры

вследствие нелинейной динамики процесса тем или иным образом "стряхнёт" все деформации, и в результате сформируется полностью гладкая, аксиально-симметричная чёрная дыра.

Исследования геометродинамики вообще и чёрных дыр в частности, начатые Уилером – Зельдовичем аналитическими методами, столкнулись с большими трудностями. В 1980–1990-х годах аналитические сложности побудили авторов настоящей статьи и их коллег сформулировать план наступления на геометродинамику по двум направлениям: путём *численного решения уравнений Эйнштейна* с целью получения предсказаний ОТО и путём *наблюдения гравитационных волн* от образующихся чёрных дыр и столкновений чёрных дыр с целью проверки этих предсказаний. К настоящему времени численные расчёты в ОТО начали приносить свои плоды, и того же мы в ближайшем будущем ожидаем от наблюдений гравитационных волн.

В этой статье, посвящённой памяти Зельдовича и Уилера (которые глубоко уважали друг друга, несмотря на барьеры времён холодной войны, и которые были главными учителями одного из авторов, Кипа Торна), мы представим обзор некоторых наиболее интересных открытий, полученных с помощью численного моделирования геометродинамических процессов, а также дадим обзор ожидаемых результатов гравитационно-волновых наблюдений.

Более конкретно, мы опишем геометродинамические открытия, сделанные в четырёх областях: *гравитационное сжатие* (имплозия), в котором возникает фазовый переход, дискретная автомодельность и критическое поведение (раздел 2); динамика пространства-времени вблизи *сингулярностей*, где наблюдались разнообразные хаотические явления (раздел 3); неустойчивая эволюция *чёрных струн* в пятимерном пространстве-времени, в которой возникает динамическая последовательность струн, связывающих чёрные дыры (раздел 4); *столкновение чёрных дыр* в четырёхмерном пространстве-времени,

М.А. Шил, К.С. Торн. Theoretical Astrophysics 350-17, California Institute of Technology, Pasadena, CA 91125, USA  
E-mail: kip@caltech.edu

Статья поступила 9 января 2014 г.

где происходят динамические взаимодействия приливных тендексов (tidal tendexes) и увлекающих системы отсчёта вихревых (frame-drag vortexes) (раздел 5). Затем мы кратко обсудим перспективы наблюдения некоторых из этих явлений посредством *гравитационных волн* (раздел 6).

## 2. Гравитационный коллапс: фазовый переход и критическое поведение

Первые численные расчёты, в которых проявились богатые свойства геометродинамики, были проведены в 1993 г. Мэтью Чоптуиком [3], который в то время был постдоком в Техасском университете. Чоптуик моделировал сферическую имплозию (рис. 1) линейного безмассового скалярного поля (удовлетворяющего уравнению  $\square\Psi = 0$ ). Энергия, импульс и натяжение поля (квадратичные по полю) порождали кривизну пространства-времени, с которой поле взаимодействовало через влияние кривизны на волновой оператор  $\square$ . Это взаимодействие привело к удивительной нелинейной динамике.

Если амплитуда волны  $p$  при некоторой выбранной форме входящей волны превосходила определённую критическую величину  $p_*$ , то имплозия приводила к образованию чёрной дыры. Если амплитуда  $p$  была меньше, чем  $p_*$ , схлопывающиеся волны проходили сквозь друг друга, после чего двигались наружу и распались. При  $p = p_*$  схлопывающиеся волны взаимодействовали друг с другом нелинейно (через создаваемую ими кривизну пространства-времени), что приводило к последовательному удвоению частоты и укорочению вдвое длины волны с удивительной дискретно-автомодельной структурой, не зависящей от начальной формы входящей волны. Волны с постоянно уменьшающейся длиной волны возникали из "нелинейно кипящего" поля, унося его энергию, и в конце концов оставалась некоторая структура, похожая на бесконечно малую голую сингулярность (область пространства-времени с бесконечной пространственной кривизной, не окружённая горизонтом чёрной дыры). Через год после расчётов Чоптуика математик Деметриос Кристодулу [4] строго доказал, что конечным результатом этого процесса при  $p = p_*$  действительно является голая сингулярность.

В терминах конечного продукта имплозии переход от чёрной дыры при  $p > p_*$  к голой сингулярности при  $p = p_*$  и далее к дисперсии волн при  $p < p_*$  представлял собой фазовый переход, аналогичный фазовым переходам в физике твёрдого тела. Как и в физике твёрдого тела, этот фазовый переход демонстрировал свойства скейлинга: при амплитуде  $p$ , немного превышающей  $p_*$ ,

масса образующейся чёрной дыры имеет зависимость  $M_{\text{ВН}} \propto (p - p_*)^\beta$ . Для  $p$ , немного меньшей, чем  $p_*$ , радиус кривизны пространства-времени в центре "кипящей области" достигает минимального значения до наступления полевой дисперсии и подчиняется зависимости  $\mathcal{R}_{\text{min}} \equiv (R^{\mu\nu\sigma\rho} R_{\mu\nu\sigma\rho})_{\text{max}}^{-1/4} \propto (p_* - p)^\beta$  с тем же численно определённым показателем  $\beta = 0,374$ . Здесь  $R_{\mu\nu\sigma\rho}$  — тензор кривизны Римана.

Открытие Чоптуика инициировало многочисленные последующие расчёты. Наиболее интересными для нас являются результаты Эндрю Абрахамса и Чарльза Эванса [5], позднее повторённые с более высоким разрешением Евгением Соркиным [6]. В этих расчётах схлопывающееся сферически-симметричное скалярное поле было заменено на схлопывающуюся аксиально-симметричную квадрупольную гравитационную волну, так что рассматривалось чистое вакуумное пространство-время, о котором говорил Уилер. И в этом случае оказалось, что имеется критическая амплитуда волны  $p_*$ ; при  $p$  вблизи  $p_*$  поведение напоминало, с точностью до ошибок численного счёта, случай скалярной волны: при  $p = p_*$  имелись весомые свидетельства в пользу дискретной автомодельной эволюции, заканчивающейся образованием бесконечно малой сингулярности; при  $p > p_*$  возникала чёрная дыра с той же зависимостью массы  $M_{\text{ВН}} \propto (p - p_*)^\beta$ ; при  $p < p_*$  наблюдалось то же поведение кривизны  $\mathcal{R} \propto (p_* - p)^\beta$ . При этом с точностью до численных ошибок показатель степени для гравитационной волны  $\beta = 0,38$  совпадал со случаем для сферического скалярного поля  $\beta = 0,374$ . Это напоминает, конечно, универсальность, хорошо известную в твердотельных фазовых переходах.

Более подробный обзор этих и многих других результатов изучения критической гравитационной имплозии содержится в статье Карстена Гандлаха [7].

## 3. Пространственно-временные сингулярности общего вида

### 3.1. Сингулярность БЛХ

Сингулярная точка в конце эволюции описанной выше гравитационной имплозии *не является случаем общего вида* в том смысле, что при бесконечно малом отличии  $p$  от  $p_*$  никакой сингулярности не образуется.

Однако имеются другие ситуации, приводящие к сингулярностям *общего вида*<sup>1</sup>. Это было продемонстрировано аналитически в 1960-х годах в работах Роджера Пенроуза, Стивена Хокинга и других методами дифференциальной топологии [10]. В 1969–1970 годах Владимир Белинский, Евгений Лифшиц и Исаак Халатников [11] использовали приближённые методы дифференци-

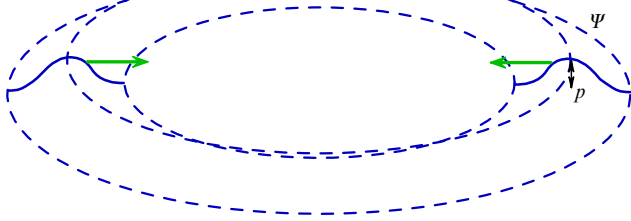


Рис. 1. Имплозия скалярной волны  $\Psi$  с амплитудой  $p$  и специальной формой.

<sup>1</sup> Вероятно, наиболее важная сингулярность общего вида в астрофизике возникает при наличии вещества с ничтожно малым давлением. В 1967 г. Леонид Петрович Гришук [8] показал, что общая гравитирующая материя приводит к коллапсу с образованием двумерных структур — "блинов" — с бесконечной плотностью и кривизной; в 1970 г. Зельдович [9] показал, что в астрофизической ситуации давление останавливает коллапс до образования сингулярности, однако уже после того, как образуются чётко выраженные двумерные структуры (блины). Через несколько лет Зельдович понял, что такие блины, видимые с ребра, объясняют наблюдаемое астрономами крупномасштабное ячеестое распределение галактик на небе.

льной геометрии для выяснения геометродинамического поведения пространства-времени при приближении к одной из сингулярностей общего вида, называемой теперь *БЛХ-сингулярностью*.

В 1970-х, 1980-х и 1990-х годах в Великобритании и США наблюдался значительный скептицизм относительно анализа БЛХ, поскольку степень его строгости была существенно ниже, чем в строгих теоремах о сингулярностях Пенроуза–Хокинга. (Такой менее строгий характер рассмотрения был неизбежен, поскольку геометродинамический подход к образованию сингулярности чрезвычайно сложен (см. ниже), и выяснение его особенностей является гораздо более трудной задачей, чем просто доказательство возникновения сингулярности). В результате геометродинамика БЛХ получила на Западе название *гипотезы БЛХ*.

Надежды доказать или опровергнуть эту "гипотезу" аналитическими методами было мало, поэтому для её проверки скептики обратились к численным методам. В 2003 г., после десятилетнего развития компьютерного кода, Дэвид Гарфинкл [12] провёл вычисления, которые подтвердили правильность расчётов Белинского, Лифшица и Халатникова. Геометродинамическая эволюция при приближении к БЛХ-сингулярности оказалась в согласии с аналитическими предсказаниями, за исключением одной незамеченной особенности: появления множества нелокальных *тикков* в пространственно-временной кривизне [13].

Геометродинамику БЛХ можно описывать в терминах приливо-гравитационных измерений, выполняемых наблюдателями, свободно падающими в БЛХ-сингулярность по времениподобным геодезическим (рис. 2). По мере того как наблюдатели А и В приближаются к сингулярности, они теряют причинный контакт в том смысле, что после пересечения горизонта событий наблюдателя А (в точке Р диаграммы) наблюдатель В больше не оказывает влияния на А. Это причинное разъединение является настолько сильным в пространстве-времени БЛХ, что пространственные производные перестают оказывать существенное влияние на геометродинамику по мере приближения к сингулярности — возникает *пространственное разъединение*, и в результате оказывается, что вблизи сингулярности исчезают корреляции между соседними наблюдениями.

Измерения каждого из наблюдателей, приближающихся к сингулярности, можно описать с помощью действующего на него приливного гравитационного поля  $\mathcal{E}_{jk}$ . В локально лоренцевой системе отсчёта наблю-

дателя компоненты этого поля равны пространственно-временной части тензора кривизны Римана:

$$\mathcal{E}_{jk} = R_{j0k0} . \tag{1}$$

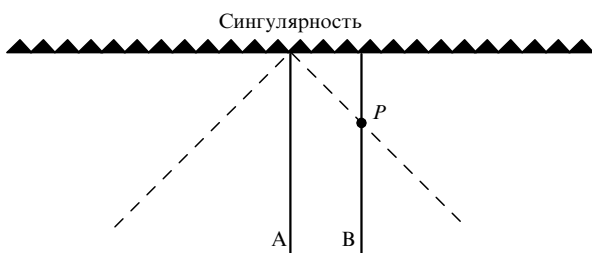
Приливное поле физически проявляется в виде относительного гравитационного ускорения

$$\Delta a_j = -\mathcal{E}_{jk} \Delta x_k \tag{2}$$

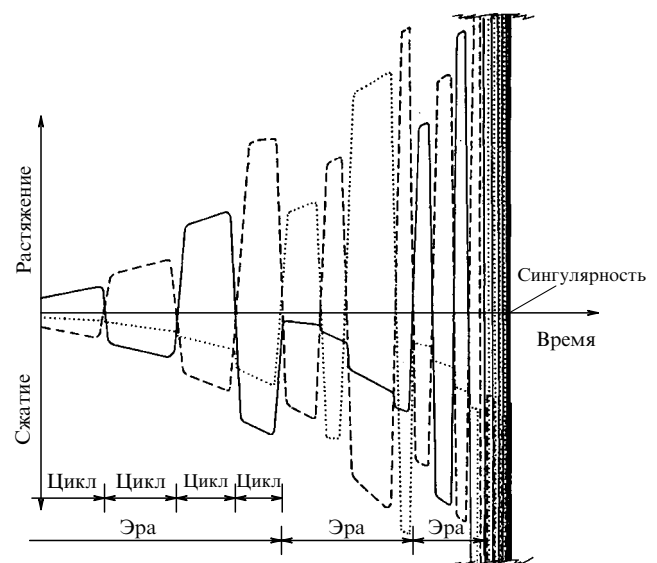
частиц, расстояние между которыми выражается вектором  $\Delta x_k$ . (Термин "приливное поле" употребляется по аналогии с приливами в земных океанах, которые возникают из-за гравитационного взаимодействия Земли с Луной и Солнцем. В ньютоновском пределе приливное поле выражается как  $\mathcal{E}_{jk} = \partial^2 \Phi / \partial x_j \partial x_k$ , где  $\Phi$  — ньютоновский гравитационный потенциал.)

Приливное поле является симметричным тензором, и его можно описать тремя ортогональными главными осями (с единичными векторами  $e_1, e_2, e_3$ ), с собственными значениями  $\mathcal{E}_{jj} \equiv e_j \mathcal{E} e_j$ . Если  $\mathcal{E}_{11} < 0$ , то объект вытягивается приливными силами вдоль главной оси  $e_1$ , и аналогично для других главных осей. Если  $\mathcal{E}_{11} > 0$ , то объект сжимается приливными силами вдоль оси  $e_1$ . Приливное поле в вакууме является бесследовым, т.е. сумма его собственных значений должна равняться нулю. Это означает, что имеется сжатие по крайней мере вдоль одной из главных осей и растяжение также по крайней мере вдоль одной из главных осей.

На рисунке 3 показана картина сжатий и растяжений, испытываемых наблюдателем, падающим в БЛХ-сингулярность. Временная структура этой картины разделена на *циклы* и *эры*. В течение одного цикла происходит растяжение вдоль одной оси и сжатие вдоль двух других. Между циклами растяжение вдоль оси сменяется сжатием, а сжатие вдоль наиболее "сжатой" оси — растяжением. В конце каждой эры оси поворачиваются по определённому закону относительно локальной ло-



**Рис. 2.** Мировые линии двух наблюдателей А и В, падающих в БЛХ-сингулярность (сплошные линии), и *горизонт частиц* наблюдателя А (штриховые линии; световой конус прошлого). События за горизонтом частиц никогда не могут повлиять на наблюдателя А.



**Рис. 3.** Качественная картина приливных сжатий и растяжений, которые измеряет наблюдатель, падающий в БЛХ-сингулярность. По вертикальной оси как функции времени отложены три собственных значения приливного поля, показанные сплошной, штриховой и пунктирной кривыми. (Рисунок из работы [14].)

ренцевой системы отсчёта наблюдателя, и картина повторяется. Число циклов в каждой эре и подробности их динамики определяются отображением, задаваемым в виде непрерывной дроби; это отображение является хаотическим в смысле формального определения хаоса (чрезвычайно чувствительным к начальным условиям). Это хаотическое поведение играет ключевую роль в подавлении корреляций между соседними наблюдателями по мере их приближения к сингулярности.

Подробности этого процесса, изученного Белинским, Лифшицем и Халатниковым [11], иногда нарушаются (как показывают численные расчёты): какой-то цикл может быть пропущен, и во время этого пропуска возникает экстремально сильный выброс в величине приливного поля, который оказывается гораздо более чувствительным к пространственным производным, чем ожидалось, и детали которого ещё до конца не выяснены. (См. [13] и приведённую там библиографию.)

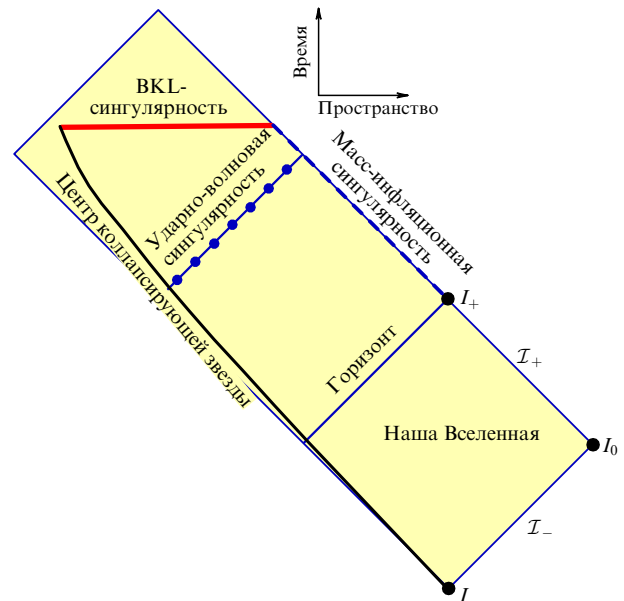
### 3.2. Сингулярности внутри чёрной дыры

Возможно, подобная БЛХ-динамика может иметь место вблизи центра молодой чёрной дыры. Но для подтверждения или опровержения этой гипотезы необходимы численные расчёты.

Можно думать, что по мере увеличения возраста чёрной дыры её центральная сингулярность разделяется на три: одна — типа БЛХ, и две другие — существенно менее резкие, чем БЛХ. Основание для подобных ожиданий состоит в том, что геометрия пространства-времени во внешности чёрной дыры стремится к "успокоившемуся" аксиально-симметричному состоянию, описываемому метрикой Керра, и аналогично внутренность чёрной дыры стремится к состоянию, описываемому метрикой Керра, за исключением двух специальных областей, называемых *горизонтами Коши*, где метрика Керра динамически неустойчива. Считается, что нелинейная геометродинамика превращает эти горизонты Коши в *нулевые сингулярности общего вида* (рис. 4).

Эти сингулярности являются нулевыми (светоподобными) в том смысле, что падающие или исходящие фотоны могли в принципе скользить вдоль них, оставаясь незахваченными. Сингулярность, связанная с падающими фотонами (называемая *масс-инфляционной сингулярностью*), порождается, согласно приближённым аналитическим исследованиям [16, 17], излучением и веществом, которые падают в чёрную дыру, скапливаются вдоль горизонта Коши и создают там интенсивное гравитационное поле. Сингулярность, связанная с исходящими фотонами (называемая *ударно-волновой сингулярностью* [15]), порождается входящим под горизонт событий излучением, которое рассеивается обратно на кривизне пространства-времени чёрной дыры и выходит наружу, скапливаясь вдоль исходящего горизонта Коши и создавая там интенсивное гравитационное поле. В обоих случаях накапливаться там могут гравитационные волны, а не обычное вещество или негравитационное излучение, и в таком случае мы имеем дело с чисто вакуумным пространством-временем, т.е. с чистой геометродинамикой.

Ни одна из этих нулевых сингулярностей не осциллирует, но на каждой из них кривизна пространства-времени стремится к бесконечности (радиус кривизны пространства-времени  $\mathcal{R}$  стремится к нулю). На ударно-волновой сингулярности кривизна расходитесь столь



**Рис. 4.** (В цвете онлайн.) Диаграмма Пенроуза, описывающая причинную структуру вне и внутри старой чёрной дыры, как мы её понимаем на сегодняшний день. Входящие и выходящие нулевые геодезические (траектории гипотетических фотонов) идут под углом  $45^\circ$ , а с помощью конформного преобразования на этой диаграмме вся наша Вселенная сжата в ромб конечных размеров. Пространство-время Керра затемнено. Истинное пространство-время связано с пространством-временем Керра; эта область ограничена центром коллапсирующей звезды (тонкая сплошная левая кривая), БЛХ-сингулярностью (жирная горизонтальная линия), масс-инфляционной сингулярностью (пунктирная линия) и бесконечностями в нашей Вселенной: времениподобной бесконечностью будущего  $I_+$ , нулевой бесконечностью будущего  $I_+$ , пространственноподобной бесконечностью  $I_0$ , нулевой бесконечностью прошлого  $I_-$  и времениподобной бесконечностью прошлого  $I_-$ . Вполне возможно, что истинное пространство-время заканчивается на ударно-волновой сингулярности, а БЛХ-сингулярность за ней отсутствует [15].

быстро, что объекты в принципе *могли бы* пройти сквозь неё, хотя и испытывая при этом разрушающее сжатие вдоль двух осей и растяжение вдоль третьей оси. В таком случае объекты, по-видимому, будут разрушены БЛХ-сингулярностью.

Ожидается, что на масс-инфляционной сингулярности возникают только конечные, а не бесконечные сжатия и растяжения падающих сквозь неё объектов. Однако, если что-либо при этом и уцелеет, его дальнейшая судьба совершенно не ясна.

Эти гипотетические рассуждения (которые, тем не менее, о многом говорят) опираются на многочисленные приближённые аналитические исследования, главным образом, в рамках теории возмущений. В ближайшие несколько лет они будут проверены с помощью численного моделирования. Подобно тому как в гипотезе БЛХ оказалось неучтённым важное явление (появление пиков кривизны), данные рассуждения относительно геометродинамики внутренних областей чёрных дыр могут оказаться неверными в некоторых деталях или даже в чём-то существенном.

Более подробно с тем, что нам известно сегодня, и с современными гипотезами о внутреннем устройстве чёрных дыр можно ознакомиться по работе [15] и по приведённой там библиографии.

#### 4. Чёрные струны в пятимерном пространстве-времени

Замечательный пример геометродинамики был обнаружен Льюисом Ленером и Франсом Преториусом [18] в численных расчётах в пятимерном пространстве-времени. Их отправной точкой была пятимерная *чёрная струна* в равновесном состоянии. Чёрная струна представляет собой вакуумное решение пятимерных уравнений Эйнштейна с метрикой

$$ds^2 = -\left(1 - \frac{2M}{r}\right)dt^2 + \frac{dr^2}{1 - 2M/r} + r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2) + dz^2. \quad (3)$$

Это в точности четырёхмерное решение Шварцшильда для чёрной дыры, транслированное вдоль оси  $z$  в пятом (пространственном) измерении. Горизонт событий находится на  $r = 2M$ ; в фиксированный момент времени  $t$  он представляет собой цилиндр со сферическим сечением, т.е.  $R \times S^2$ .

В 1993 г. Рут Грегори и Рэймонд ЛаФлам аналитически доказали [19] неустойчивость таких чёрных струн относительно линейных аксиально симметричных возмущений с длиной волны, превосходящей окружность струны более чем примерно в 1,2 раза. Однако мало определённого было известно про нелинейную геометродинамическую эволюцию этой неустойчивости до появления численных расчётов Ленера и Преториуса в 2010 г. [18]. Они обнаружили, что горизонт струны эволюционирует так, как показано на рис. 5.

В струне развивается неустойчивость в виде сигары, аналогичная неустойчивости в плазме, удерживаемой в магнитном поле, относительно  $Z$ -пинча и неустойчивости Рэля–Плато для жидкости, которую поверхностное натяжение удерживает в цилиндре, однако с той особенностью, что исходящие гравитационные волны уносят энергию. Эта неустойчивость приводит к появлению цепочки пятимерных чёрных дыр, связанных сегментами сжатых чёрных струн — сегментами, длина окружности которых много меньше, чем у изначальной чёрной струны. Эта неустойчивость затем повторяется на каждой сжатой струне, приводя к образованию цепочки

более мелких чёрных дыр, связанных ещё более сжатой струной. Каждый последовательный эпизод такой сигарной неустойчивости приводит к образованию всё более мелких чёрных дыр на временном масштабе, пропорциональном длине окружности струны. Эта последовательность всё более коротких временных шкал сходится: бесконечная последовательность неустойчивостей за конечное время предположительно приводит к образованию голой сингулярности.

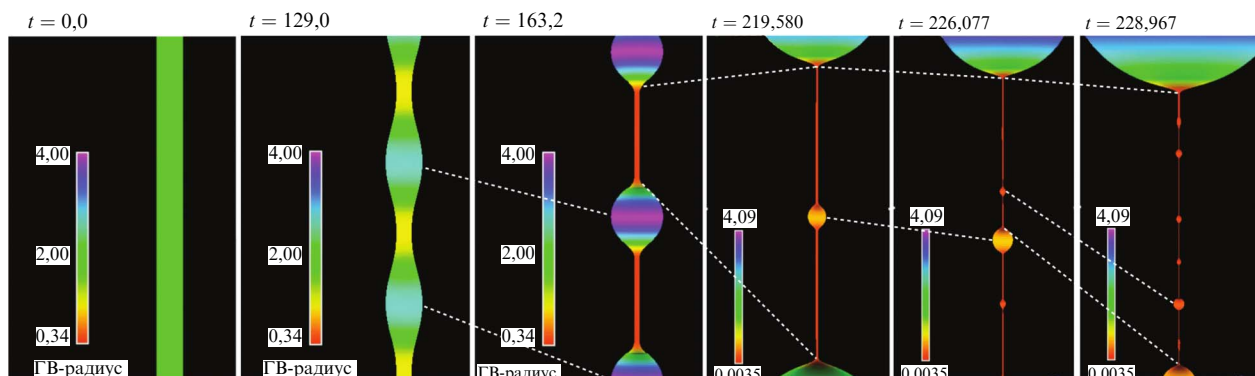
Поскольку в этих расчётах исходно предполагалась двумерная сферическая симметрия, нельзя быть уверенными, что эти предсказания описывают реальную геометродинамическую эволюцию чёрной струны. Для выяснения истинной эволюции требуются расчёты, не предполагающие наличия никакой начальной симметрии. Такие расчёты выходят за рамки современных возможностей, но, вероятно, их удастся провести лет через десять. Пока же можно предполагать, что истинная эволюция — это эволюция Ленера–Преториуса (см. рис. 5), поскольку чёрные струны оказались устойчивы относительно всех *линейных* несферических возмущений.

#### 5. Столкновения чёрных дыр

Последние успехи в численном моделировании позволили изучать геометродинамику при столкновениях двух чёрных дыр, сопровождающихся излучением гравитационных волн, а также релаксацию образующейся при столкновении конфигурации к равновесной осесимметричной вращающейся чёрной дыре (как и предсказывалось Зельдовичем, Дорошкевичем и Новиковым [2]). Мы с коллегами разработали специальную технику *вортексов и тендексов* (vortex/tendex tools) для визуализации геометродинамики чёрных дыр [20]. Сначала мы познакомим читателя с нашим подходом, а затем используем эту технику для визуализации геометродинамики столкновения чёрных дыр.

##### 5.1. Техника вортексов и тендексов

Гравитационное поле, ощущаемое локальным наблюдателем, описывается тензором кривизны Римана  $R_{\mu\nu\sigma\rho}$ . Любой наблюдатель, свободно падающий или ускоряющийся, может разложить тензор Римана на "электрическую" часть  $\mathcal{E}_{jk}$ , определяемую уравнением (1), и "маг-



**Рис. 5.** Последовательность снимков эволюции чёрной струны в пятимерном пространстве-времени, полученная в численном моделировании Ленера и Преториуса [18]. Каждый снимок представляет собой диаграмму вложения для горизонта событий чёрной струны: собственная геометрия горизонта является такой же, как геометрия показанной поверхности в плоском пространстве. Цвета (онлайн) или оттенки серого, помеченные как "ГВ-радиус", обозначают положение эквивалентного радиуса горизонта видимости, определяемого как  $\sqrt{A(z)}/4\pi$ , где  $A(z)$  — площадь поверхности горизонта при фиксированном значении  $z$ .

нитную" часть  $\mathcal{B}_{jk}$ , определяемую как

$$\mathcal{B}_{jk} = \epsilon_{jprq} R_{pqk0}. \quad (4)$$

Здесь индексы относятся к локальному ортонормальному базису наблюдателя, индекс 0 обозначает временную компоненту (т.е. компоненту вдоль мировой линии наблюдателя), латинские индексы обозначают три пространственные компоненты наблюдателя, а  $\epsilon_{jprq}$  — пространственный тензор Леви-Чивиты. Как  $\mathcal{E}_{jk}$ , так и  $\mathcal{B}_{jk}$  симметричны и бесследовы в вакууме (т.е. в случае, который нас интересует).

Как обсуждалось в разделе 3.1,  $\mathcal{E}_{jk}$  называется *приливным полем* и описывает приливные сжатия и растяжения объектов в локальной системе отсчёта наблюдателя согласно уравнению (2). "Магнитная" часть  $\mathcal{B}_{jk}$  называется *вихревым полем* (*увлечение системы отсчёта*) (*frame-drag field*). Это поле физически проявляется как относительная прецессия или увлечение инерциальных систем отсчёта: два гироскопа, расстояние между которыми задаётся вектором  $\Delta x_k$ , будут прецессировать относительно друг друга с угловой скоростью

$$\Delta \Omega_j = \mathcal{B}_{jk} \Delta x_k. \quad (5)$$

Это дифференциальное увлечение систем отсчёта является эффектом ОТО, который не имеет аналога в ньютоновской гравитации. Глобальный (не дифференциальный) аналог этого эффекта был недавно измерен в эксперименте Gravity Probe B [21].

Заметим, что разложение тензора Римана на  $\mathcal{E}_{jk}$  и  $\mathcal{B}_{jk}$  зависит от системы отсчёта наблюдателя. Различные наблюдатели в одной и той же точке пространства, но движущиеся с относительной скоростью, будут измерять различные приливные и вихревые поля. Та же самая ситуация имеет место в электродинамике, где электромагнитный тензор  $F_{\mu\nu}$  можно разложить на хорошо знакомые электрическое и магнитное векторные поля  $E_j = F_{j0}$  и  $B_j = \epsilon_{jprq} F_{pq}$ , а результат разложения зависит от системы отсчёта наблюдателя. Из-за этого соответствия между гравитацией и электромагнетизмом мы и называем компоненты  $\mathcal{E}_{jk}$  и  $\mathcal{B}_{jk}$  "электрическими" и "магнитными".

Поле увлечения системы отсчёта  $\mathcal{B}_{jk}$  и приливное поле  $\mathcal{E}_{jk}$  полезны для описания геометродинамики на поверхности чёрной дыры (на её горизонте событий). Обозначая через  $\mathbf{n}$  единичный вектор нормали к горизонту событий чёрной дыры с пространственными компонентами  $n^i$ , введём понятие *натяжённости горизонта*  $\mathcal{E}_{nn} \equiv n^j n^k \mathcal{E}_{jk}$  как нормально-нормальную компоненту приливного поля. При положительной натяжённости горизонта объект приливно сжат вдоль нормали к горизонту, а при отрицательной натяжённости горизонта — растянут вдоль нормали к горизонту. Это проиллюстрировано на рис. 6а. Будем называть область горизонта с большой натяжённостью *тендексом горизонта*.

Аналогично мы можем ввести понятие *завихренности горизонта*  $\mathcal{B}_{nn} \equiv n^j n^k \mathcal{B}_{jk}$  как нормально-нормальную компоненту поля увлечённой системы отсчёта на поверхности чёрной дыры. При положительной завихренности горизонта он закручен по часовой стрелке, при отрицательной — против часовой стрелки. Будем называть области горизонта с большой завихренностью *вортексом горизонта*. Завихренность горизонта вращающейся чёрной дыры проиллюстрирована на рис. 6б.

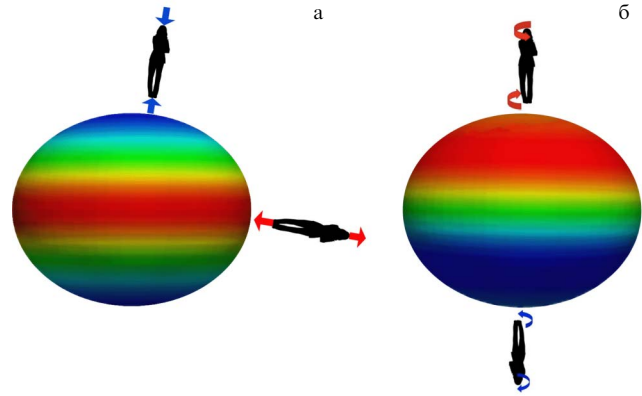
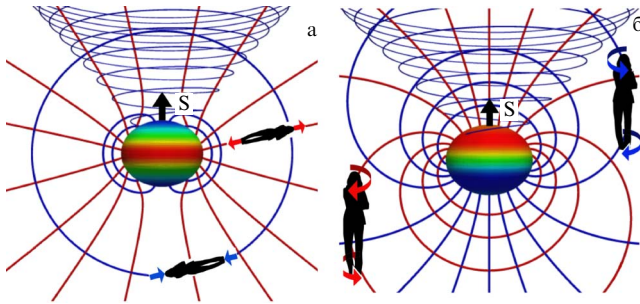


Рис. 6. (В цвете онлайн.) Вращающаяся чёрная дыра. (а) Цвета (оттенки серого) означают натяжённость горизонта  $\mathcal{E}_{nn}$ . На каждом из полюсов есть положительный (синий или светло-серый) тендекс, а на экваторе — отрицательный (красный или тёмно-серый) тендекс. Зелёные (светлые) области имеют малую натяжённость. (б) Цветом (оттенки серого) обозначена завихренность горизонта  $\mathcal{B}_{nn}$ . На северном полюсе вортекс отрицательный (красная или тёмно-серая область), а на южном — положительный (синяя или светло-серая область). Зелёным цветом (светлый тон) окрашены области с малой завихренностью. Вектор спина направлен наружу от северного полюса.

Обратимся к технике вортексов/тендексов для описания областей вдали от горизонта. В разделе 3.1 мы обсуждали, каким образом в каждой точке пространства приливное поле  $\mathcal{E}_{jk}$  может быть описано с помощью трёх ортогональных собственных векторов (единичных векторов  $\mathbf{e}_1, \mathbf{e}_2, \mathbf{e}_3$ ) и трёх собственных значений  $\mathcal{E}_{jj} \equiv \mathbf{e}_j \mathcal{E}_{jk} \mathbf{e}_j$ . Будем называть собственное значение  $\mathcal{E}_{jj}$  *натяжённостью*, связанной с соответствующим собственным вектором  $\mathbf{e}_j$ ; эта натяжённость является мерой приливного растяжения или сжатия объекта вдоль соответствующего собственного вектора. По аналогии с силовыми линиями электрического поля определим *линии тендексов* как интегральные кривые, касательные к каждому из трёх собственных векторов  $\mathbf{e}_j$ . В то время как в электромагнетизме через каждую точку может проходить только одна силовая линия, в геометродинамике в каждой точке существуют, вообще говоря, три линии тендексов, соответствующие трём собственным векторам приливного поля  $\mathcal{E}_{jk}$ . Поскольку (в вакууме) поле  $\mathcal{E}_{jk}$  бесследовое, сумма собственных значений равна нулю, и, следовательно, через каждую точку должны, вообще говоря, проходить линии как положительных, так и отрицательных тендексов.

На рисунке 7а показаны линии тендексов в окрестности быстровращающейся чёрной дыры. Совокупность линий тендексов с особенно большой натяжённостью будем называть просто *тендексом*. Вращающаяся чёрная дыра имеет веерообразный растягивающий (красный или тёмно-серый) тендекс, выходящий из экваториального тендекса горизонта, и полоидальный сжимающий (синий или светло-серый) тендекс, который выходит из северного полярного тендекса горизонта, огибает чёрную дыру и входит в южный полярный тендекс горизонта.

Как и приливное поле  $\mathcal{E}_{jk}$ , поле увлечённой системы отсчёта  $\mathcal{B}_{jk}$  можно описать тремя ортогональными собственными векторами с соответствующими собственными значениями. Интегральная кривая одного из этих собственных векторов называется *линией вортексов*, а



**Рис. 7.** (В цвете онлайн.) Линии тендексов (а) и вортексов (б) вблизи вращающейся чёрной дыры. Линии с положительными собственными значениями (приливное сжатие или закручивание по часовой стрелке) показаны синим (светло-серым) цветом, а линии с отрицательными собственными значениями (приливное растяжение или закручивание против часовой стрелки) показаны красным (тёмно-серым) цветом. В каждой точке пространства пересекаются три линии тендексов и три линии вортексов.

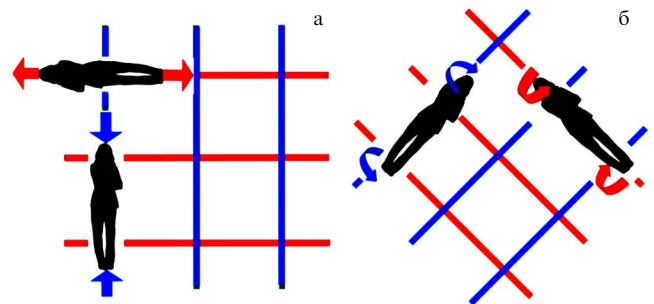
соответствующее собственное значение — *завихренность* (vorticity), связанной с данной линией вортексов. Завихренность линии вортексов описывает закручивание (twist), или дифференциальное увлечение системы отсчёта объекта, ориентированного вдоль этой линии вортексов: положительная завихренность соответствует увлечению системы отсчёта по часовой стрелке, а отрицательная — против часовой стрелки.

Линии вортексов вокруг вращающейся чёрной дыры показаны на рис. 7б. Направленный против часовой стрелки (красный или тёмно-серый) *вортекс* (совокупность линий вортексов с большой отрицательной завихренностью) исходит из вортекса у северного полюса горизонта, входит в область вблизи южного полюса горизонта и возвращается обратно в северный полярный вортекс. Аналогично, закрученный по часовой стрелке (синий или светло-серый) вортекс исходит из вортекса на южном полюсе горизонта, доходит до северной полярной области и возвращается обратно в южный полярный вортекс.

Чёрные дыры, показанные на рис. 6 и 7, имеют стационарную (не зависящую от времени) структуру вортексов и тендексов. Линии вортексов и тендексов и связанные с ними вортексы и тендексы могут также динамически изменяться. Уравнения движения для полей  $\mathcal{E}_{jk}$  и  $\mathcal{B}_{jk}$  похожи на уравнения Максвелла. Как и последние, они допускают волновые решения — гравитационные волны, в которых энергия переходит от поля  $\mathcal{E}_{jk}$  к  $\mathcal{B}_{jk}$  и обратно. На рисунке 8 показаны линии вортексов и тендексов в плоской гравитационной волне вдали от источников. Когда волна проходит мимо наблюдателя, натяжённость и завихренность в ней осциллируют со сменой знака с частотой гравитационной волны, что приводит к переменному растяжению и сжатию в горизонтальном и вертикальном направлениях и к осциллирующему закручиванию в диагональных направлениях в противофазе относительно растяжения и сжатия.

## 5.2. Столкновения чёрных дыр

Проиллюстрируем разнообразие геометродинамического поведения пространства-времени при столкновениях чёрных дыр, используя технику вортексов и тендексов для описания результатов численного моделирова-



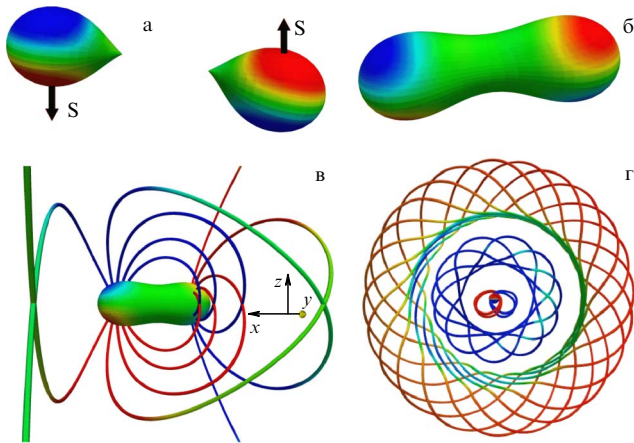
**Рис. 8.** (В цвете онлайн.) Вид линий вортексов и тендексов в плоской гравитационной волне, распространяющейся вглубь, перпендикулярно плоскости рисунка. Ортогональное множество линий тендексов (а) повёрнуто на  $45^\circ$  относительно ортогонального множества линий вортексов (б). Третье множество линий вортексов (и тендексов) перпендикулярно к плоскости рисунка и имеет нулевую завихренность (натяжённость).

ния. Все расчёты были проведены членами коллаборации по моделированию экстремальных свойств пространства-времени (SXS, "Simulating eXtreme Spacetimes" Collaboration), в которую тогда входили группы из Калтеха, Корнелльского университета, Канадского института теоретической астрофизики (СИТА) и Университета штата Вашингтон, а сейчас вошли новые группы. Авторы являются членами этой коллаборации, и один из нас (Шил) сыграл значительную роль в большинстве из проведённых расчётов.

**5.2.1. Лобовое столкновение двух чёрных дыр с противоположно направленными спинами.** Сначала рассмотрим результаты расчётов лобового столкновения двух чёрных дыр с противоположными спинами [22], проиллюстрированные на рис. 9.

При слиянии чёрных дыр вортексы сохраняют свою индивидуальность. Когда четыре вортекса (по паре для каждой чёрной дыры) оказываются на одном общем горизонте, они начинают взаимодействовать: каждый из них старается превратить соседние вортексы в реплику самого себя. В результате они обмениваются завихренностью; каждый осциллирует то по часовой стрелке, то против часовой стрелки. В момент, когда все вортексы меняют направление закрутки, так что завихренность горизонта на мгновение обнуляется, линии вортексов выталкиваются из горизонта и соединяются друг с другом, образуя тороидальную структуру наподобие кольца дыма, которая начинает уходить от горизонта. Одновременно с этим большая часть прилегающей к горизонту энергии колебаний сосредоточена в тендексах, которые затем снова порождают вортексы горизонта, но с противоположной закруткой. По мере того как тороидальный пучок линий вортексов уходит наружу, его движение порождает пучок тороидальных линий тендексов, перемежаемых с линиями вортексов. При этом возникает локальная пространственно-временная структура гравитационной волны, приведённая на рис. 8.

Этот процесс повторяется снова и снова, при этом последовательные тороидальные структуры тендексов и вортексов периодически выходят наружу в виде гравитационных волн. Гравитационные волны уносят энергию осцилляций, причём часть этой энергии попадает



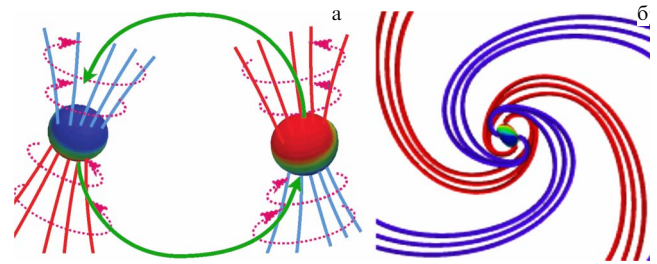
**Рис. 9.** (В цвете онлайн.) Горизонт событий и линии вихревых вращающихся чёрных дыр с противоположно направленными спинами, испытывающих лобовое столкновение (по результатам расчётов [22]). (а) Вихревые горизонты и направление спинов непосредственно перед столкновением. (б) Вихревые горизонты сразу после слияния сохраняют свою индивидуальность. (в) Линии вихревых, соединяющие вихревые горизонты одной полярности (красные к красным (онлайн) или тёмно-серые к тёмно-серым; синие к синим (онлайн) или светло-серые к светло-серым). Линии и цвет меняют градиацию в соответствии со значением завихренности на различных расстояниях от горизонта. (г) Колебания вихревых в ближней зоне образуют тороидальные петли вихревых (на рисунке показаны две из них), состоящие из ортогональных линий вихревых, которые распространяются наружу в виде гравитационных волн; эти тороидальные петли вихревых перемежаются с линиями тендексов (не показаны на рисунке). В центре виден горизонт образовавшейся чёрной дыры, из которого выходят линии вихревых. Рисунок из работы [20]. Анимацию поведения вихревых горизонта в этом моделировании см. в [23].

обратно в чёрную дыру, так что осцилляции затухают экспоненциально за характерное время порядка одного периода осцилляций.

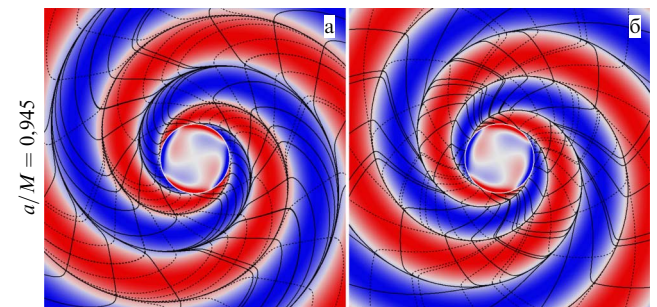
**5.2.2. Столкновение идентичных вращающихся чёрных дыр на круговой орбите.** При нелобовых столкновениях чёрных дыр, двигающихся по круговой орбите, линии вихревых и тендексов аналогичным образом распространяются в волновую зону и превращаются в гравитационные волны.

На рисунке 10а схематически показана диаграмма вихревых горизонтов и линий вихревых при столкновении двух движущихся по орбите вращающихся чёрных дыр непосредственно перед столкновением. Сразу после столкновения вихревые горизонты сохраняют индивидуальность и движутся по горизонту чёрной дыры, возникшей в результате слияния, подобно воде из вращающегося расплытителя (схематическое изображение показано на рис. 10б). В волновой зоне линии вихревых порождают линии тендексов и превращаются в гравитационные волны.

Аналогичным образом, линии тендексов, связанные в ближней зоне с тендексами горизонта образующейся чёрной дыры, движутся вперёд и назад в спиральном узоре вместе с линиями вихревых и превращаются в гравитационные волны. Гравитационные волны, порождаемые тендексами горизонта, имеют противоположную чётность по сравнению с гравитационными волнами, порождаемыми вихревыми горизонтами. При этом возникает замечательная дуальность между этими двумя типами гравитационных волн [24].



**Рис. 10.** (В цвете онлайн.) (а) Схема линий вихревых и вихревых горизонтов для двух вращающихся чёрных дыр, двигающихся по круговой орбите перед слиянием. (б) Схема линий вихревых образовавшейся чёрной дыры сразу после слияния, показывающая линии вихревых на больших расстояниях; вся картина вращается как целое против часовой стрелки.



**Рис. 11.** (В цвете онлайн.) Структуры вихревых и тендексов при отклонениях от конечного состояния керовской чёрной дыры в поздние моменты времени после слияния двойной системы из двух чёрных дыр. Показана структура в экваториальной плоскости слившейся чёрной дыры с безразмерным спином  $S/M^2 = a/M = 0,945$ . (а) Возмущения, генерируемые вихревыми горизонтами — линии вихревых (сплошные чёрные линии для закрученности по часовой стрелке, пунктирные — против часовой стрелки) и завихренность доминантного вихрекса в каждой точке (показана синим цветом или светло-серым оттенком для закрученности по часовой стрелке и красным (тёмно-серым) — против часовой стрелки). (б) Возмущения, генерируемые тендексами горизонта — линии тендексов (сплошные линии для сжатий, пунктирные — для растяжений) и натяжённость доминантного тендекса (синий цвет или светло-серый оттенок для сжатий и красный (тёмно-серый) — для растяжений). Адаптация рис. 12 из работы [24].

Рисунок 10 схематичен. Для более точного описания процессов рассмотрим возникшую чёрную дыру в более поздний период времени, когда она является слабо возмущённой относительно своего конечного состояния, описываемого метрикой Керра, а её возмущения представляются преимущественно квазинормальными модами с  $\ell = 2$ ,  $m = 2$  [24]. Тогда возмущения поля увлечённых систем отсчёта  $\delta B_{ij}$ , порождаемые вихревыми горизонтами, будут иметь линии вихревых и завихренность, показанные на рис. 11а. Возмущения приливного поля  $\delta \mathcal{E}_{ij}$ , генерируемые тендексами горизонта, имеют линии тендексов и натяжённости, показанные на рис. 11б. Заметим, что обе части рисунка практически идентичны, если не считать знака (замену красного на синий (онлайн) или тёмно-серого на светло-серый оттенок). Это является следствием (приближённой) дуальности двух видов возмущений.

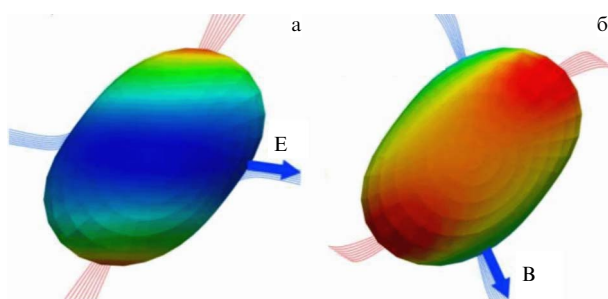
**5.2.3. Столкновения чёрных дыр с экстремальным импульсом отдачи.** Интересным геометродинамическим примером, иллюстрирующим взаимодействие вихре-

сов и тендексов, является столкновение чёрных дыр с "экстремальным импульсом отдачи" (extreme-kick black-hole collision), которое впервые было смоделировано не участниками коллаборации SXS, а в работах Кампанелли с соавторами [25] и других [26, 27]. Наша коллаборация повторила эти расчёты с целью выявить структуры вихреков и тендексов.

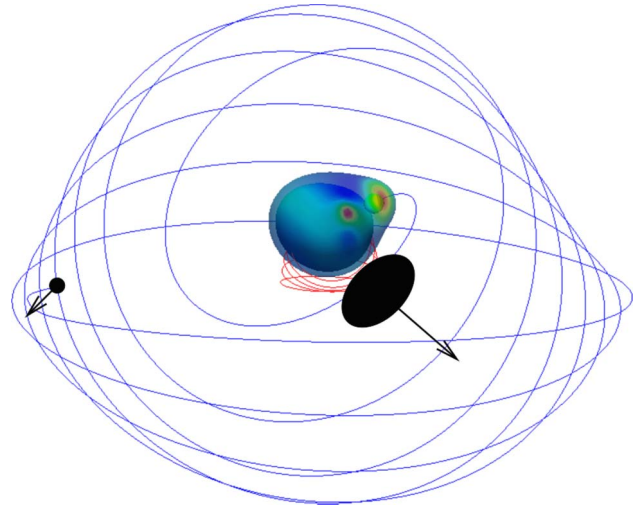
В этих расчётах две идентичные чёрные дыры сливаются на изначально круговой орбите, имея противоположно направленные спины, лежащие в орбитальной плоскости  $(x, y)$ . Термин "экстремальный импульс отдачи" возникает потому, что гравитационные волны, порождаемые при слиянии такой системы, уносят линейный импульс преимущественно в направлении  $+z$  или  $-z$ , что приводит к гравитационной отдаче образующейся чёрной дыры со скоростями до тысяч км  $s^{-1}$ . Величина и направление импульса отдачи зависят от угла между осью идентичных спинов чёрных дыр и расстоянием между чёрными дырами в момент слияния. Этот угол можно специально подогнать (например, так, чтобы получить максимальную скорость отдачи в направлении  $+z$ ), варьируя начальные условия модели.

Чтобы понять механизм возникновения импульса отдачи, рассмотрим образовавшуюся чёрную дыру сразу после слияния. На рисунке 12а показана натяжённость горизонта и линии тендексов, выходящих из горизонта чёрной дыры, в некоторый момент времени. Структура тендексов вращается против часовой стрелки вокруг горизонта чёрной дыры. Вращающиеся линии тендексов сопровождаются линиями вихреков в волновой зоне, как это показано на рис. 11б, и превращаются в гравитационные волны. При слиянии вихреки горизонта (рис. 12б) имеют такую же угловую скорость вращения, что и тендексы горизонта, и порождают гравитационные волны аналогичным образом, подобно тому как это показано на рис. 11а.

Гравитационные волны, порождаемые в ближней зоне вращающимися тендексами и вихреками, складываются когерентно, и результирующая структура излучения зависит от угла между тендексом горизонта, обозначенным "E", и вихреком горизонта, обозначен-



**Рис. 12.** (В цвете онлайн.) Горизонт слившейся чёрной дыры в плоскости  $xu$  сразу после слияния в расчётах со сверхотдачей, подогнанной для получения максимального импульса отдачи в направлении  $+z$ ; по результатам моделирования из работы [20]. Чёрная дыра и структуры вихреков и тендексов вращаются против часовой стрелки. (а) Цветами (оттенками серого) показана натяжённость горизонта; линии тендексов выходят из областей с максимальным тендексом горизонта. (б) Цветами (оттенками серого) показана завихренность горизонта; линии вихреков выходят из областей с максимальным вихреком горизонта. (Рисунок из работы [20].) Анимацию поведения вихреков и тендексов в этих расчётах можно посмотреть в [28, 29].

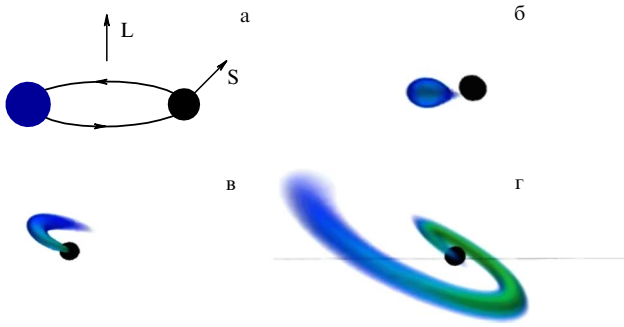


**Рис. 13.** (В цвете онлайн.) Две тонкие кривые представляют собой траектории центров двух чёрных дыр на произвольной орбите (по расчётам [30]). Отношение масс чёрных дыр 6:1, а безразмерные спины большей и меньшей чёрной дыры равны  $S/M^2 = 0,91$  и  $0,3$  соответственно (ср. с максимально возможным спином  $S/M^2 = 1$ ). Начальные положения чёрных дыр показаны чёрным цветом, а их спины — стрелками. Начальные спины ориентированы в произвольных направлениях, так что орбитальная плоскость двойной системы прецессирует. Также показаны горизонты видимости обеих чёрных дыр и общий горизонт видимости в момент его формирования при слиянии. Горизонты окрашены (оттенки серого в чёрно-белом варианте) в соответствии со значением скаляра кривизны Риччи, который численно приблизительно равен значению натяжённости горизонта, умноженной на  $-2$ . Анимация этих расчётов представлена в работе [31].

ным "B" на рис. 12. В представленном случае этот угол равен  $45^\circ$ , причём произведение  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  направлено вдоль  $-z$  (в глубь страницы). Такая же структура отвечает гравитационной волне, распространяющейся в направлении  $-z$  (см. рис. 8). Поэтому гравитационные волны, порождённые вихреками и тендексами, интерферируют конструктивно в направлении  $-z$  и деструктивно в направлении  $+z$ , в результате чего максимальный поток импульса уносится гравитационными волнами вдоль  $-z$ , а максимальный импульс отдачи возникшей чёрной дыры — в направлении  $+z$ .

**5.2.4. Столкновения чёрных дыр в общем случае.** В настоящее время геометродинамическое поведение более общих столкновений чёрных дыр исследуется численно. Например, на рис. 13 показаны траектории чёрных дыр на полностью произвольной орбите. Вихреки большей, быстровращающейся чёрной дыры вовлекают орбиту меньшей чёрной дыры в сложное прецессирующее движение. Направления спинов обеих чёрных дыр также прецессируют в ходе слияния. В конце концов вокруг индивидуальных горизонтов видимости чёрных дыр образуется общий горизонт видимости<sup>2</sup>, и

<sup>2</sup> Горизонт видимости (apparent horizon) обладает тем свойством, что площадь поверхности, образуемой пучком светоподобных нормалей, исходящих из каждой его точки, не меняется по мере удаления от него; он располагается внутри или на горизонте событий. Горизонты видимости являются локальными величинами, которые гораздо легче найти при численных расчётах, чем горизонты событий, потому что положение горизонта событий зависит от всей будущей эволюции пространства-времени.



**Рис. 14.** (В цвете онлайн.) Четыре последовательных снимка процесса столкновения чёрной дыры (чёрная фигура) и нейтронной звезды (синяя или серая фигура), видимого с ребра в первоначальной орбитальной плоскости (по расчётам [33]). (а) Начальный спин чёрной дыры  $S$  наклонён по отношению к начальному орбитальному моменту импульса  $L$ . (б) Тендексы чёрной дыры начинают разрывать нейтронную звезду. (в) Часть остатков нейтронной звезды падает в чёрную дыру, а часть остаётся за горизонтом. (г) Вortexы чёрной дыры затягивают оставшееся вещество в экваториальную плоскость чёрной дыры, формируя диск и приливный хвост. (Рисунок из работы [33].) Анимацию расчётов см. в [34].

две чёрные дыры сливаются в одну. Скаляр Риччи (численно приблизительно равный натяжённости горизонта, умноженной на  $-2$ ) показан оттенками серого на обоих индивидуальных горизонтах и на общем горизонте в момент его формирования.

**5.2.5. Приливное разрушение нейтронной звезды вращающейся чёрной дырой.** Наш последний пример иллюстрирует взаимодействие геометродинамики с веществом. На рисунке 14 представлены результаты моделирования

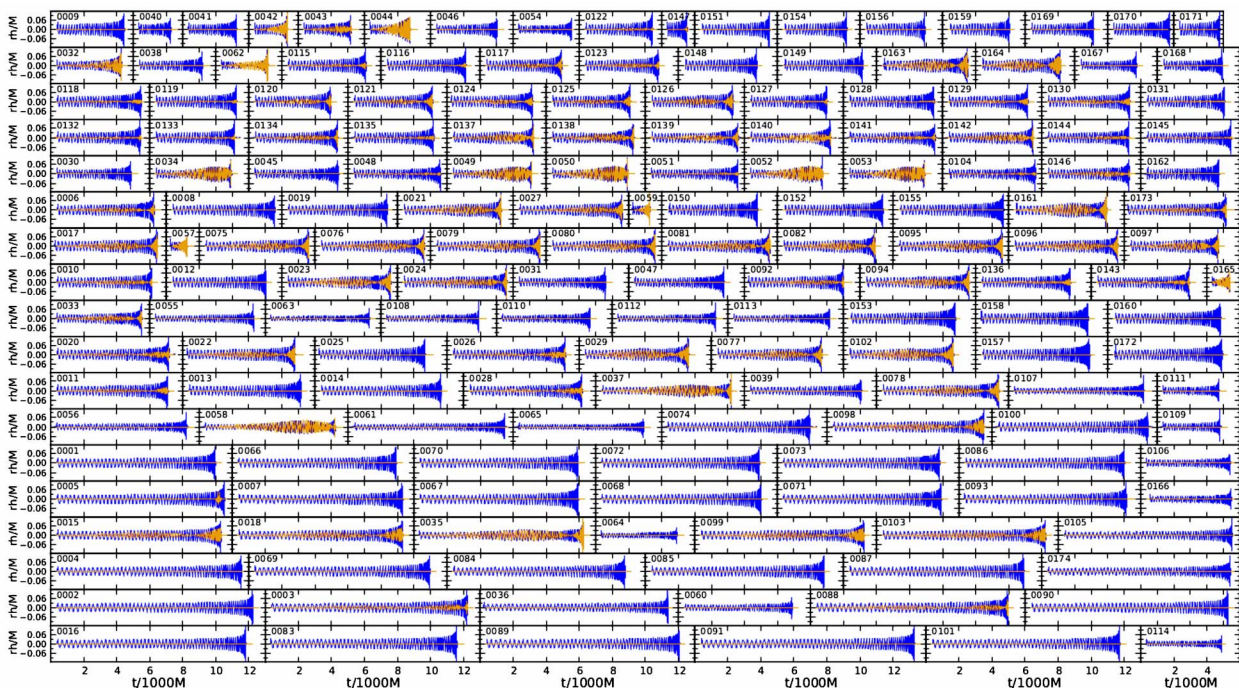
слияния двойной системы из нейтронной звезды и чёрной дыры; такие системы важны для детекторов гравитационных волн и, возможно, являются источниками мощных явлений в астрофизике высоких энергий, таких как гамма-всплески. В данном примере масса чёрной дыры втрое больше массы нейтронной звезды, а её безразмерный спин  $S/M^2 = 0,5$  наклонён под углом примерно  $45^\circ$  к орбитальному моменту импульса. Когда из-за потерь на излучение гравитационных волн радиус орбиты в достаточной степени уменьшается, приливные тендексы чёрной дыры разрывают нейтронную звезду, а вortexы увлечения системы отсчёта стаскивают остатки нейтронной звезды с первоначальной орбиты и направляют их в экваториальную плоскость чёрной дыры. Если спин чёрной дыры достаточно мал или её масса достаточно велика, нейтронная звезда не разрывается приливными силами, а поглощается целиком чёрной дырой [32].

## 6. Наблюдения гравитационных волн

Геометродинамика естественным образом производит гравитационные волны. Мы вступаем в эру, когда эти волны, порождаемые источниками в далёкой вселенной, будут регистрироваться наземными детекторами.

Первое поколение гравитационно-волновых интерферометров работало на уровне чувствительности, при котором регистрация гравитационных волн была бы большой удачей. Однако нам не повезло [35, 36].

Второе поколение гравитационно-волновых детекторов с гораздо более сложной и усовершенствованной конструкцией находится в стадии изготовления. Первые два таких детектора (усовершенствованные интерферометры LIGO в США) вступят в строй в 2015 г. и должны



**Рис. 15.** (В цвете онлайн.) Недавний каталог расчётов гравитационно-волновых сигналов от сливающихся двойных чёрных дыр [30]. Показаны 174 волновые формы, каждая с двумя поляризациями (показаны цветом или градиациями серого), в направлении, параллельном начальной плоскости орбиты. Время показано в единицах  $0,1$  для двойной системы с полной массой 20 масс Солнца.

выйти на расчётный уровень чувствительности к 2019 г., а возможно и раньше [37]. Несколько позже к ним присоединятся усовершенствованная установка VIRGO в Европе и KAGRA в Японии, а также модифицированная установка LIGO в Индии [38]. Эти детекторы второго поколения смогут принимать сигналы из объёма пространства, в 1000 раз большего, чем был доступен для первых детекторов, при этом ожидаемый темп регистрации слияний двойных нейтронных звёзд и чёрных дыр оценивается от нескольких событий в год до нескольких событий в неделю [39–41]. Есть планы по дальнейшему увеличению чувствительности гравитационно-волновых детекторов без существенного изменения их конструкции, при которой темп регистрации слияний двойных нейтронных звёзд и чёрных дыр увеличится ещё на порядок.

Нам представляется, что наиболее интересными источниками гравитационных волн для таких детекторов являются динамически эволюционирующие вихревые течения, связанные с обсуждавшимися выше геометрическими явлениями — сливающимися чёрными дырами и чёрными дырами, которые приливно разрывают соседнюю нейтронную звезду.

Учёные, занимающиеся численными расчётами в рамках ОТО, составляют каталог численных моделей двойных систем и излучаемых при этом форм гравитационно-волнового сигнала, чтобы затем искать их на усовершенствованных детекторах. Уже построены модели двойных чёрных дыр с несколькими сотнями начальных параметров (отношения масс и начальные положения спинов) [30, 42–46], и ещё больше моделей разрабатываются и рассчитываются или готовятся к расчётам. Примеры гравитационно-волновых форм, рассчитанных нашей коллаборацией SXS, показаны на рис. 15.

После того как гравитационные волны будут обнаружены, сравнение наблюдаемых форм волн с полученными численно будет играть ключевую роль в понимании природы их источников. Такое сравнение позволит сделать выводы о геометродинамике источников и проверке предсказаний ОТО.

## 7. Заключение

Физики только начали изучать геометродинамику. По мере дальнейшего совершенствования численного моделирования и исследований более сложных и общих ситуаций мы надеемся узнать больше о геометродинамике критических процессов, сингулярностей, динамических чёрных дыр и других явлениях. Мы с нетерпением ожидаем наблюдений гравитационных волн от астрофизических источников с экстремально сильной гравитацией, что позволит впервые экспериментально проверить геометродинамические предсказания уравнений Эйнштейна.

**Благодарности.** Мы глубоко благодарны Леониду Петровичу Грищуку — дорогому покойному другу одного из авторов (К.С. Торна) за многочисленные стимулирующие дискуссии и за исходное настойчивое предложение написать обзор. Мы признательны участникам коллаборации SXS и группе по изучению вихревых течений и тендексов из Калтеха и Корнелльского университета за предоставленные результаты расчётов, использованные при

построении рисунков в разделе 5, а также за огромную работу, благодаря которой стало возможным написание большей части этого раздела. Мы благодарим за поддержку фонды Sherman Fairchild Foundation, Brinson Foundation и гранты NSF PHY-106881 и AST-1333520.

## Список литературы

1. Wheeler J A *Geometrodynamics* (New York: Academic Press, 1962)
2. Дорошкевич А Г, Зельдович Я Б, Новиков И Д *ЖЭТФ* **49** 170 (1965) [Doroshkevich A G, Zel'dovich Ya B, Novikov I D *Sov. Phys. JETP* **22** 122 (1966)]
3. Choptuik M W *Phys. Rev. Lett.* **70** 9 (1993)
4. Christodoulou D *Ann. Math.* **140** 607 (1994)
5. Abrahams A M, Evans C R *Phys. Rev. Lett.* **70** 2980 (1993)
6. Sorkin E *Class. Quantum Grav.* **28** 025011 (2011)
7. Gundlach C *Living Rev. Rel.* **2** 4 (1999); <http://www.livingreviews.org/lrr-1999-4>
8. Грищук Л П *ЖЭТФ* **53** 1699 (1967) [Grishchuk L P *Sov. Phys. JETP* **26** 974 (1968)]
9. Zel'dovich Ya B *Astron. Astrophys.* **5** 84 (1970)
10. Hawking S W, Penrose R *Proc. R. Soc. London A* **314** 529 (1970)
11. Белинский В А, Лифшиц Е М, Халатников И М *УФН* **102** 463 (1970) [Belinskii V A, Lifshitz E M, Khalatnikov I M *Sov. Phys. Usp.* **13** 745 (1971)]; Халатников И М, Каменщик А Ю *УФН* **178** 639 (2008) [Khalatnikov I M, Kamenshchik A Yu *Phys. Usp.* **51** 609 (2008)]
12. Garfinkle D *Phys. Rev. Lett.* **93** 161101 (2004)
13. Lim W C, Andersson L, Garfinkle D, Pretorius F *Phys. Rev. D* **79** 123526 (2009)
14. Thorne K S *Black Holes and Time Warps: Einstein's Outrageous Legacy* (New York: W.W. Norton & Co., 1994) [Торн К С *Чёрные дыры и складки времени: Дерзкое наследие Эйнштейна* (М.: Изд-во физико-математической литературы, 2007)]
15. Marolf D, Ori A *Phys. Rev. D* **86** 124026 (2012)
16. Poisson E, Israel W *Phys. Rev. D* **41** 1796 (1990)
17. Ori A *Phys. Rev. D* **61** 024001 (2000)
18. Lehner L, Pretorius F *Phys. Rev. Lett.* **105** 101102 (2010)
19. Gregory R, Laflamme R *Phys. Rev. Lett.* **70** 2837 (1993)
20. Owen R, Brink J, Chen Y, Kaplan J D, Lovelace G, Matthews K D, Nichols D A, Scheel M A, Zhang F, Zimmerman A, Thorne K S *Phys. Rev. Lett.* **106** 151101 (2011)
21. Everitt C W F et al. *Phys. Rev. Lett.* **106** 221101 (2011)
22. Lovelace G, Chen Y, Cohen M, Kaplan J D, Keppel D, Matthews K D, Nichols D A, Scheel M A, Spherhake U *Phys. Rev. D* **82** 064031 (2010); [arXiv:0907.0869](http://arxiv.org/abs/0907.0869)
23. Head-on collision of spinning black holes, <http://www.youtube.com/watch?v=4nM6kf2OAFw>
24. Nichols D A, Zimmerman A, Chen Y, Lovelace G, Matthews K D, Owen R, Zhang F, Thorne K S *Phys. Rev. D* **86** 104028 (2012); [arXiv:1208.3038](http://arxiv.org/abs/1208.3038)
25. Campanelli M, Lousto C O, Zlochower Y, Merritt D *Phys. Rev. Lett.* **98** 231102 (2007); [gr-qc/0702133](http://arxiv.org/abs/gr-qc/0702133)
26. González J A, Hannam M, Spherhake U, Brüggemann B, Husa S *Phys. Rev. Lett.* **98** 231101 (2007); [gr-qc/0702052](http://arxiv.org/abs/gr-qc/0702052)
27. Lousto C O, Zlochower Y *Phys. Rev. D* **83** 024003 (2011); [arXiv:1011.0593](http://arxiv.org/abs/1011.0593)
28. Super-kick black hole merger: Horizon vorticity, <http://www.youtube.com/watch?v=5xJ5MP6-DKQ>
29. Super-kick black hole merger: Horizon tendicity, <http://www.youtube.com/watch?v=43Gs75GNC9Y>
30. Mroué A H, Scheel M A, Szilágyi B et al. *Phys. Rev. Lett.* **111** 241104 (2013); [arXiv:1304.6077](http://arxiv.org/abs/1304.6077)
31. Highly precessing binary black hole run, <http://www.youtube.com/watch?v=grA5KfDIsAY>
32. Foucart F *Phys. Rev. D* **86** 124007 (2012); [arXiv:1207.6304](http://arxiv.org/abs/1207.6304)
33. Foucart F, Duez M D, Kidder L E, Teukolsky S A *Phys. Rev. D* **83** 024005 (2011); [arXiv:1007.4203](http://arxiv.org/abs/1007.4203)
34. Precessing black hole-neutron star merger, <http://www.youtube.com/watch?v=6g807FFZYqM>

35. Abadie J et al. (LIGO Scientific Collab., Virgo Collab.) *Phys. Rev. D* **85** 082002 (2012); arXiv:1111.7314
36. Aasi J et al. (LIGO Scientific Collab., Virgo Collab.) *Phys. Rev. D* **87** 022002 (2013); arXiv:1209.6533
37. Aasi J et al. (LIGO Scientific Collab., Virgo Collab.), LIGO Document P1200087-v18 (2013); <https://dcc.ligo.org/LIGO-P1200087-v18/public>; arXiv:1304.0670
38. Fairhurst S, in *Proc. of the Intern. Conf. on Gravitational and Cosmology (ICGC2011), 14–19 December 2011, Goa, India*; arXiv:1205.6611
39. Deller A T, Bailes M, Tingay S J *Science* **323** 1327 (2009); arXiv:0902.0996
40. O’Shaughnessy R, Kim C, Kalogera V, Belczynski K *Astrophys. J.* **672** 479 (2008); astro-ph/0610076
41. Abadie J et al. (LIGO Scientific Collab., Virgo Collab.) *Class. Quantum Grav.* **27** 173001 (2010); arXiv:1003.2480
42. Pekowsky L, O’Shaughnessy R, Healy J, Shoemaker D *Phys. Rev. D* **88** 024040 (2013); arXiv:1304.3176
43. Ajith P et al. *Class. Quantum Grav.* **29** 124001 (2012)
44. Ajith P et al. *Class. Quantum Grav.* **30** 199401 (2013)
45. Aasi J et al. (LIGO Scientific Collab., Virgo Collab., NINJA-2 Collab.), arXiv:1401.0939
46. Hinder I et al. (The NRAR Collab., Perimeter Institute for Theoretical Physics) *Class. Quantum Grav.* **31** 025012 (2014); arXiv:1307.5307

### Geometrodynamics: the nonlinear dynamics of curved spacetime

**M.A. Scheel, K.S. Thorne**

*Theoretical Astrophysics 350-17, California Institute of Technology,  
Pasadena, CA 91125, USA  
E-mail: kip@caltech.edu*

We review discoveries in the nonlinear dynamics of curved spacetime, largely made possible by numerical solutions of Einstein’s equations. We discuss critical phenomena and self-similarity in gravitational collapse, the behavior of spacetime curvature near singularities, the instability of black strings in 5 spacetime dimensions, and the collision of four-dimensional black holes. We also discuss the prospects for further discoveries in geometrodynamics via observation of gravitational waves.

PACS numbers: **04.20.−q**, 04.25.dg, 04.25.dc, 04.50.Gh

DOI: 10.3367/UFNr.0184.201404b.0367

Bibliography — 46 references

*Received 9 January 2014*

*Uspekhi Fizicheskikh Nauk* **184** (4) 367–378 (2014)

*Physics–Uspekhi* **57** (4) (2014)

## К 100-ЛЕТИЮ СО ДНЯ РОЖДЕНИЯ Я.Б. ЗЕЛЬДОВИЧА

Идеи Я.Б. Зельдовича  
и современная космология Бранса – Дикке

И.Д. Новиков, А.А. Шацкий, С.О. Алексеев, Д.А. Третьякова

*Сравниваются идеи Я.Б. Зельдовича по теории Бранса–Дикке и принципы Маха, изложенные в книгах, ставших классическими, с современными результатами по этим вопросам. Мы приводим недавно полученные нами результаты по космологии в теории гравитации Бранса–Дикке с космологическим членом. Уравнения Фридмана–Бранса–Дикке записываются для плоской Вселенной. В качестве начальных условий модели выбираются известные из современных наблюдений данные для постоянной Хаббла, её производной по времени (параметра замедления) и плотности материи. Аналитически рассчитан космологический сценарий, при котором масштабный фактор не обращается в нуль при рассмотрении эволюции назад во времени. Это соответствует отсутствию в прошлом космологической сингулярности, вместо которой появляются "отскок" масштабного фактора и всегда регулярное решение. Обсуждаются также некоторые идеи, связанные с принципом Маха.*

PACS numbers: 04.60.Bc, 04.60.Pp, 98.80.Cq, 98.80.Qc

DOI: 10.3367/UFNr.0184.201404c.0379

## Содержание

1. Введение (379).
  2. Уравнения Эйнштейна – Фридмана (381).
  3. Определение параметров модели (382).
  4. Решение для холодной Вселенной (382).
  5. Космология без сингулярности (383).
  6. Решение для горячей Вселенной (384).
  7. Заключение (384).
- Список литературы (385).

## 1. Введение

Яков Борисович Зельдович был выдающимся физиком XX столетия. Он всегда уделял особое внимание новым физическим теориям и их следствиям для астрономии. В книгах [1–3] Яков Борисович обсуждал космологические следствия теории Бранса–Дикке и идеи, связанные с

принципом Маха. Один из авторов этой статьи, И.Д.Н., много обсуждал эти вопросы с Яковом Борисовичем. Результаты этих обсуждений изложены в вышеупомянутых монографиях. Насколько нам известно, отдельных статей по этим вопросам Яков Борисович не публиковал (см., впрочем, работу [4]).

Напомним идеи Якова Борисовича, касающиеся теории Бранса–Дикке (ТБД) и принципа Маха. В работе [1] говорится о принципе Маха: "В литературе непрерывно появляются статьи, обсуждающие с разных точек зрения принцип Маха... Суть этого принципа состоит в следующем: инерция тела определяется его взаимодействием (гравитационно-инерционным) с другими телами Вселенной. Этот принцип сыграл большую эвристическую роль в создании Эйнштейном ОТО. Но после создания теории относительности выяснилось, что принцип Маха в ней не содержится... С этой точки зрения, каждое подтверждение теории относительности есть удар по принципу Маха".

И далее: "Прямолинейное применение принципа Маха может привести к идее, что инерциальной является система, связанная с разбегающимися галактиками. Но тогда, казалось бы, уже движение с постоянной скоростью (и не обязательно с ускорением относительно этой системы) должно вести к физическим отличиям. Однако этого нет".

В работе [2] Зельдович писал: "Скалярная теория тяготения даёт результаты, существенно отличающиеся от тензорной теории, а значит, и от эксперимента — для быстро движущихся тел... Различны предсказания для световых лучей, проходящих мимо Солнца. Опыт в последние годы систематически улучшает совпадения с ОТО, оставляет всё меньше места для возможной примеси скалярного взаимодействия... В настоящее время

**И.Д. Новиков.** Астрокосмический центр, Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН,

ул. Профсоюзная 84/32, 117997 Москва, Российская Федерация;  
The Nielse Bohr International Academy, The Nielse Bohr Institute,  
Blegdamsvej 17, DK-2100 Copenhagen, Denmark

**А.А. Шацкий.** Астрокосмический центр, Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН,  
ул. Профсоюзная 84/32, 117997 Москва, Российская Федерация  
E-mail: shatskiy@asc.rssi.ru

**С.О. Алексеев, Д.А. Третьякова.** Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,  
Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга,  
Университетский просп. 13, 119991 Москва, Российская Федерация

Статья поступила 4 сентября 2013 г.,  
после доработки 8 октября 2013 г.

можно утверждать, что вклад скалярной теории меньше 10 % от вклада ОТО в гравитацию".

Заметим, что, согласно современным данным, точность этого утверждения значительно выше (см. далее). В монографии [3] Зельдович писал: "...есть и другая гипотеза — предположение об определённой роли Вселенной в локальных законах. Эта гипотеза называется принципом Маха... Таким образом, система, связанная с реликтовым излучением, с общей массой далёкого вещества, действительно физически преимущественна, и она инерциальна в каждой точке. Может быть, это как-то можно трактовать в духе принципа Маха? Мы думаем, что этого делать нельзя. Прямолинейное применение принципа Маха в такой редакции ведёт к следующему. Раз выделена преимущественная система, то даже движение по инерции по отношению к ней (а необязательно с ускорением или вращением) должно вести к отличию в новой системе физических законов от законов в системе преимущественной. Но этого нет...".

Далее Зельдович рассматривает ТБД, которая тесно связана с принципом Маха: «...наряду с известными частицами и полями, рассматривается ещё гипотетическое... скалярное безмассовое поле, так называемое  $\phi$ -поле... "Соответствие" принципу Маха, с точки зрения авторов ТБД, является достоинством теории. Но принцип Маха не доказан... и "соответствие" ему не есть доказательство правильности ТБД...»

Отметим, что в ТБД, наряду с "обычными" решениями с начальным условием  $t = 0, \phi = 0$ , можно также рассматривать условие  $\phi_0 \neq 0$  или  $\phi a^3 = \text{const} \neq 0$ , т.е. со "свободным"  $\phi$ -полем. Эти решения обладают любопытными особенностями. Поле ведёт себя в определённых условиях как предельно жёсткое... вещество. При определённом выборе параметров... возможен плавный переход от сжатия к расширению в изотропной фридмановской модели...

...Однако, избавившись от сингулярности, мы сталкиваемся с новыми вопросами: как происходит нуклеосинтез? каким образом получилось равновесное планковское реликтовое излучение? Бесконечная плотность, может быть, и не является необходимой, но плотность порядка  $10^6 - 10^8 \text{ г см}^{-3}$  и температура выше  $10^{10} \text{ К}$  нужны для понимания наблюдаемой картины Вселенной.

...Подведём итог обсуждению ТБД. Разнообразие решений оказалось значительно бóльшим, чем предполагали авторы теории. Появились новые, не связанные с идеями Маха, варианты, рассматриваются свободные поля. Появляется значительное число публикаций по ТБД».

В настоящей статье мы рассматриваем развитие идей, обсуждаемых Я.Б. Зельдовичем, в свете успехов современной космологии [5].

Наблюдательные данные, накопленные к началу XXI в., свидетельствуют о том, что Вселенная расширяется с ускорением [6–11], хотя приводящие к этому физические основания пока не понятны. Таким образом, построение непротиворечивой космологической модели с минимальным количеством предположений и подгонных параметров, объясняющей наблюдательные данные, представляется весьма актуальной задачей. В настоящее время простейшей (и поэтому наиболее хорошо проработанной) из предложенных моделей является теория холодной тёмной материи с космологической

постоянной ( $\Lambda$ CDM-теория). Эта модель, давая хорошее количественное согласие с наблюдательными данными, не объясняет физической природы тёмной материи и тёмной энергии. Другой недостаток  $\Lambda$ CDM-модели — это отсутствие в её рамках объяснений причин малости космологической постоянной (в предположении, что последняя характеризует так называемую энергию вакуума). Всё это приводит к необходимости построения более широкой динамической теории тёмной энергии (см., например, обзор [12]). Наиболее обсуждаемыми в литературе кандидатами в настоящий момент являются модели гравитации с членами высших порядков по кривизне (например,  $f(R)$ -гравитация, впервые предложенная в [13]) и квинтэссенция (медленно меняющееся скалярное поле) [14]. Кроме того,  $f(R)$ -теории гравитации теснейшим образом связаны с теорией Бранса–Дикке (которой и посвящена настоящая статья (см., например, [15])).

Модель Бранса и Дикке (Brans and Dicke — BD) — это первая расширенная версия теории гравитации со скалярным полем [16], предложенная в 1961 г. Модель BD содержит дополнительный произвольный параметр  $w$ , определяемый из наблюдений. Чем больше значение этого параметра, тем сильнее вклад тензорной части (скалярной кривизны), и, наоборот, чем меньше его значение, тем больше влияние скалярного поля. Теория BD переходит в общую теорию относительности (ОТО) в пределе  $|w| \rightarrow \infty$ . В данной модели гравитационная постоянная обратно пропорциональна величине скалярного поля ( $G \approx 1/\Phi$ ), т.е. устанавливается дополнительная связь между параметрами. Наиболее точная на сегодняшний день оценка параметра  $w$ , следующая из данных космического аппарата "Кассини–Гюйенс" для постньютоновского параметра  $\gamma$ , составляет  $|w| > 50\,000$  (см. [17]).

Теория BD является одним из наиболее естественных расширений ОТО. Интерес к ней не ослабевает, ввиду того что, во-первых, эта модель может являться эффективным низкоэнергетическим пределом теорий Великого объединения и Суперобъединения (которые, судя по новейшим данным Большого адронного коллайдера [18], не закрыты). Более того, скалярное поле в модели BD можно интерпретировать как дилатон теории струн. Во-вторых, модель BD — это простейшее расширение ОТО. Поэтому при исследовании свойств общей теории именно эта модель является наилучшим кандидатом для поиска отличий от ОТО (см. [19]).

Далее, модель BD активно используется в космологии, так как для процесса инфляции необходимо наличие скалярного поля, а в обсуждаемой модели оно является наиболее естественным образом. Многие модели инфляции [20–22] основаны как на теории BD, так и на более общих скалярно-тензорных теориях.

В 1973 г. Гуревич, Финкельштейн и Рубан аналитически рассчитали [23] космологию с отскоком в стандартной теории BD. В те годы ещё не был известен факт ускоренно расширяющейся Вселенной. В своей стандартной версии теория BD не приводит к ускоренно расширяющейся Вселенной, поэтому актуальным становится исследование расширенных версий теории BD. Одно из наиболее распространённых обобщений — это модель BD с потенциалом скалярного поля (см. [24]). Так как точная форма этого потенциала пока не установлена, вместо него в качестве эффективного вклада

можно рассмотреть  $\Lambda$ -член (далее ВД $\Lambda$ ). Объяснение малости космологической постоянной в рамках теории ВД $\Lambda$  уже возможно, и оно было предложено в работе [25]. В работе [26] также с помощью скалярного поля в теории ВД $\Lambda$  моделируется гало тёмной материи вокруг галактик.

Теория ВД $\Lambda$  математически оказывается существенно более сложной, чем теория ВД. Впервые точное решение уравнений Эйнштейна–Фридмана в теории ВД $\Lambda$  было получено в работе [27], авторы которой предполагали положительную величину  $w$  и нулевое начальное условие для масштабного фактора,  $a(t_m) = 0$ , где  $t_m$  — момент Большого взрыва. Частные решения в предположении степенной зависимости скалярного поля от масштабного фактора получены в [28–31]. Вакуумные решения представлены в [32–34]. В ряде работ рассмотрены модели с зависимостью  $\Lambda$ -члена от скалярного поля (см., например, [35]). Численное интегрирование и анализ стабильности обширного семейства решений ВД $\Lambda$  с материей проведены в [36]. В работе [37] представлено решение в рамках теории ВД $\Lambda$ , приводящее к так называемому Большому разрыву.

В нашей работе мы исследовали решение уравнений Эйнштейна–Фридмана в теории ВД $\Lambda$  с параметром  $w < 0$  и масштабным фактором  $a(t)$ , минимальное значение которого остаётся большим нуля,  $a_m > 0$ . Уравнения Фридмана записаны для плоской Вселенной, а в качестве граничных условий выбраны современные значения постоянной Хаббла и её производной по времени (параметра замедления). При решении уравнений поля мы применяем подход, разработанный в [27]. Однако авторы работы [27] рассматривали только положительные значения  $w$ , поэтому наше решение представляет собой новую, не описанную в работе [27] ветвь. Масштабный фактор в принятой нами модели может, в отличие от такового в стандартной  $\Lambda$ CDM-модели, не обращаться в нуль при рассмотрении эволюции назад во времени. Этой ситуации соответствует так называемый отскок от минимального значения  $a_m$  масштабного фактора. Выражение (24) (см. раздел 4), приводящее к отскоку, получено для "холодной" Вселенной,  $p = 0$ , и оно неприменимо в "горячей" Вселенной. Поэтому в области отскока полученные результаты имеют качественный характер, и они могут быть использованы с целью получения начальных значений всех функций перед переходом Вселенной в горячую фазу (при рассмотрении эволюции назад во времени) (см. раздел 6, в котором выполнено соответствующее исследование).

Статья организована следующим образом:

- в разделе 2 записывается метрика пространства-времени и уравнения поля;
- в разделе 3 определяются значения космологических параметров в настоящий момент времени для решения уравнений поля;
- в разделе 4 дано аналитическое решение с отскоком для "холодной" Вселенной (при  $p = 0$ );
- в разделе 5 проводится предварительное обсуждение полученных результатов для холодной Вселенной;
- в разделе 6 проведено исследование для горячей Вселенной (для ультрарелятивистского уравнения состояния материи);
- в разделе 7 приводятся выводы и сравнение идей Я.Б. Зельдовича с современными космологическими моделями.

## 2. Уравнения Эйнштейна–Фридмана

Метрику полагаем равной метрике Фридмана<sup>1</sup>:

$$ds^2 = dt^2 - a^2(t) \left( \frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2 d\Omega^2 \right), \quad (1)$$

здесь  $\Omega^2 = d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2$ . В космологии параметр плоскостности  $k = 0, \pm 1$ .

Действие в теории ВД $\Lambda$  записывается в виде

$$S = \frac{1}{16\pi} \int d^4x \sqrt{-g} \left[ \Phi(R + 2\Lambda) - \frac{w}{\Phi} g^{\mu\nu} \partial_\mu \Phi \partial_\nu \Phi + 16\pi L_{\text{matter}} \right]. \quad (2)$$

Здесь  $w$  — параметр теории ВД,  $\Phi(t)$  — скалярное поле,  $\Lambda$  — лямбда-член<sup>2</sup> (константа).

Варьирование действия по  $g_{\mu\nu}$  и по  $\Phi$  даёт уравнения Эйнштейна–Фридмана и Клейна–Гордона соответственно:

$$G_{\mu\nu} = \frac{8\pi}{\Phi} T_{\mu\nu} + \Lambda g_{\mu\nu} + \frac{w}{\Phi^2} \left( \partial_\mu \Phi \partial_\nu \Phi - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} g^{\sigma\lambda} \partial_\sigma \Phi \partial_\lambda \Phi \right) + \frac{1}{\Phi} (\nabla_\mu \nabla_\nu \Phi - g_{\mu\nu} \nabla_\lambda \nabla^\lambda \Phi), \quad (3)$$

$$\frac{8\pi}{\Phi} T^\mu{}_\mu + 2\Lambda = \frac{3 + 2w}{\Phi} \nabla_\lambda \nabla^\lambda \Phi, \quad (4)$$

где  $\nabla_\mu$  — ковариантная производная,

$$G_{\mu\nu} = R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} R g_{\mu\nu}, \quad T_{\mu\nu} = (\rho + p) u_\mu u_\nu - p g_{\mu\nu}, \quad \partial_\mu \Phi = \delta_\mu^t \partial_t \Phi. \quad (5)$$

Здесь  $\rho(t)$  и  $p(t)$  — плотность материи и её давление, тензор энергии-импульса соответствует идеальной жидкости.

Введём новые безразмерные переменные<sup>3</sup>:

$$\Phi(t) \equiv \frac{\phi(t)}{G_0}, \quad \epsilon(t) \equiv \frac{\partial_t \phi}{\sqrt{\Lambda} \phi}, \quad (6)$$

$$\tilde{H}(t) \equiv \frac{H(t)}{\sqrt{\Lambda}} = \frac{\partial_t a}{\sqrt{\Lambda} a}, \quad \tilde{\rho}(t) = \frac{4\pi G_0 \rho}{\Lambda}, \quad \tilde{p}(t) = \frac{4\pi G_0 p}{\Lambda}. \quad (7)$$

Здесь  $H$  — функция Хаббла,  $\tilde{H}$  — её безразмерная величина.

Тогда безразмерные уравнения Фридмана для плоской Вселенной (при  $k = 0$ ) в сопутствующей материи системе отсчёта ( $u_\mu = [1, 0, 0, 0]$ ) принимают вид

$$\frac{G'_t}{\Lambda} = 3\tilde{H}^2 = \frac{2\tilde{\rho}}{\phi} + 1 + \frac{w}{2} \epsilon^2 - 3\tilde{H}\epsilon, \quad (8)$$

$$\frac{G'_r}{\Lambda} = 2\tilde{H}' + 3\tilde{H}^2 = -\frac{2\tilde{p}}{\phi} + 1 - \frac{w}{2} \epsilon^2 - \frac{\dot{\phi}}{\phi} - 2\tilde{H}\epsilon, \quad (9)$$

<sup>1</sup> Далее полагаем, что скорость света  $c = 1$ .

<sup>2</sup> Здесь величина  $\Lambda$  может отличаться от её значения в  $\Lambda$ CDM-теории.

<sup>3</sup> Здесь и далее настоящий момент времени отмечается нижним индексом 0, соответственно,  $G_0$  — гравитационная постоянная в настоящий момент времени (который далее считается равным нулю). Новые обозначения приводят к  $\phi_0 = 1$ .

а уравнение Клейна–Гордона (4) преобразуется в следующее уравнение:

$$\frac{2\tilde{\rho} - 6\tilde{p}}{\phi} + 2 = (3 + 2w) \left( \frac{\ddot{\phi}}{\phi} + 3\tilde{H}\epsilon \right). \quad (10)$$

Здесь и далее точка обозначает производную по безразмерному времени  $\tilde{t} \equiv \sqrt{\Lambda}t$ .

Уравнения (8)–(10) приводят к уравнению непрерывности (содержащему в себе принцип эквивалентности)

$$\frac{\dot{\tilde{\rho}}}{\tilde{\rho} + \tilde{p}} + 3\tilde{H} = 0. \quad (11)$$

### 3. Определение параметров модели

Введём параметр замедления Вселенной  $q$  и параметр  $\beta$  безразмерной плотности материи в настоящий момент времени:

$$\dot{\tilde{H}} \equiv -(1 + q)\tilde{H}^2, \quad \beta \equiv \frac{4\pi G_0(\rho_0 - p_0)}{H_0^2} = \frac{\tilde{\rho}_0 - \tilde{p}_0}{\tilde{H}_0^2}. \quad (12)$$

Исключая из уравнений (8)–(10) величины  $\epsilon$  и  $\ddot{\phi}/\phi$ , в настоящий момент времени получаем при нулевом давлении ( $p = 0$ )

$$w[\tilde{H}_0^2(2 - q_0 - \beta z) - z]^2 - 2\tilde{H}_0^2(3z - 1) + \tilde{H}_0^4(6 - 6q_0 - 6\beta z + 4\beta) = 0, \quad z \equiv \frac{2 + 2w}{3 + 2w}. \quad (13)$$

В приближении  $|w| \gg 1$  уравнение (13) в главном порядке по  $1/w$  даёт<sup>4</sup>:

$$\frac{1}{\tilde{H}_0^2} \rightarrow (2 - q_0 - \beta) \pm \sqrt{\frac{2(1 + q_0 - \beta)}{w}}. \quad (14)$$

В главном приближении вторым слагаемым в выражении (14) можно пренебречь.

Из наблюдательных данных [38, 39] известны следующие значения космологических параметров:  $H_0 \approx 2,3 \times 10^{-18} \text{ с}^{-1}$ ,  $\rho_0 \approx 0,27 \times 10^{-29} \text{ г см}^{-3}$  (с учётом вклада от барионной и тёмной материй),  $q_0 \approx -0,6$ ; давлением в настоящий момент пренебрегают, предполагая, что Вселенная наполнена пылеподобной материей (холодная Вселенная).

Отсюда для космологической постоянной получаем

$$\Lambda \rightarrow (2 - q_0) H_0^2 - 4\pi G_0(\rho_0 - p_0) \approx 11,3 \times 10^{-36} \text{ с}^{-2}. \quad (15)$$

Данные экспериментов по лазерной локации Луны [40] позволяют оценить:  $|\partial_t G/G|_{(0)} \leq 4 \times 10^{-20} \text{ с}^{-1}$ , что приводит к следующему ограничению на  $|\epsilon_0|$  (в наших обозначениях):  $|\epsilon_0| < 0,01$ .

При  $|w| \gg 1$  имеем следующие значения космологических параметров:

$$\tilde{H}_0 \approx 0,68, \quad \tilde{\rho}_0 \approx 0,2, \quad \beta \approx 0,4. \quad (16)$$

Сложим уравнения (8) и (9), домножим результат на  $1/\tilde{H}_0^2$  и, выражая величину  $\ddot{\phi}/\phi$  из уравнения (10), для

настоящего момента времени получим

$$\frac{\epsilon_0}{\tilde{H}_0} = \frac{1}{\tilde{H}_0^2} - (2 - q_0 - \beta) + \frac{\beta + 1/\tilde{H}_0^2}{3 + 2w}. \quad (17)$$

Подставляя в (17) выражение (14), в главном приближении по  $1/w$  получаем<sup>5</sup>

$$\epsilon_0 \rightarrow \pm \sqrt{\frac{2(1 + q_0 - \beta)}{w(2 - q_0 - \beta)}}. \quad (18)$$

### 4. Решение для холодной Вселенной

Рассмотрим задачу для случая холодной Вселенной, т.е. при  $p = 0$ . Введём обозначение:  $f \equiv \phi a^3$ , тогда из (11) имеем  $\dot{\tilde{\rho}}/\phi = \tilde{\rho}_0 f_0/f$ .

Учитывая соотношение  $\ddot{f}/f = \ddot{\phi}/\phi + 6\tilde{H}\epsilon + 3\dot{\tilde{H}} + 9\tilde{H}^2$  и записывая следующую комбинацию уравнений (8)–(10):  $(3/2)[(8) + (9)] + (10)/(6 + 4w)$ , получаем

$$\ddot{f} - \eta^2(f + \tilde{\rho}_0 f_0) = 0, \quad \eta^2 \equiv \frac{8 + 6w}{3 + 2w}. \quad (19)$$

Решение этого уравнения имеет вид

$$\frac{f(\tilde{t})}{f_0} = c^+ E + \frac{c^-}{E} - \tilde{\rho}_0, \quad E(\tilde{t}) \equiv \exp(\eta \tilde{t}). \quad (20)$$

Здесь  $c^+$  и  $c^-$  — константы, определяемые через параметры нашей модели.

Уравнение (10) перепишем в виде

$$2f + 2\tilde{\rho}_0 f_0 = (3 + 2w)(\dot{\phi} a^3). \quad (21)$$

Из уравнения (21) с учётом (20) можно найти выражение для функции Хаббла<sup>6</sup>:

$$\begin{aligned} 3\tilde{H} &= \frac{\dot{f}}{f} - \frac{\dot{\phi}}{\phi} = \frac{\dot{f}}{f} - \frac{2f_0}{f(3 + 2w)} \int_{\text{const}} \left( \frac{f}{f_0} + \tilde{\rho}_0 \right) d\tilde{t} = \\ &= \frac{\dot{f}}{f} - \frac{2(c^+ E - c^-/E + c_H)}{\eta(3 + 2w)(c^+ E + c^-/E - \tilde{\rho}_0)} = \\ &= \frac{6(1 + w)(c^+ E - c^-/E) - 2c_H}{\eta(3 + 2w)(c^+ E + c^-/E - \tilde{\rho}_0)}. \end{aligned} \quad (22)$$

Здесь  $c_H$  — ещё одна постоянная, определяемая через параметры нашей модели.

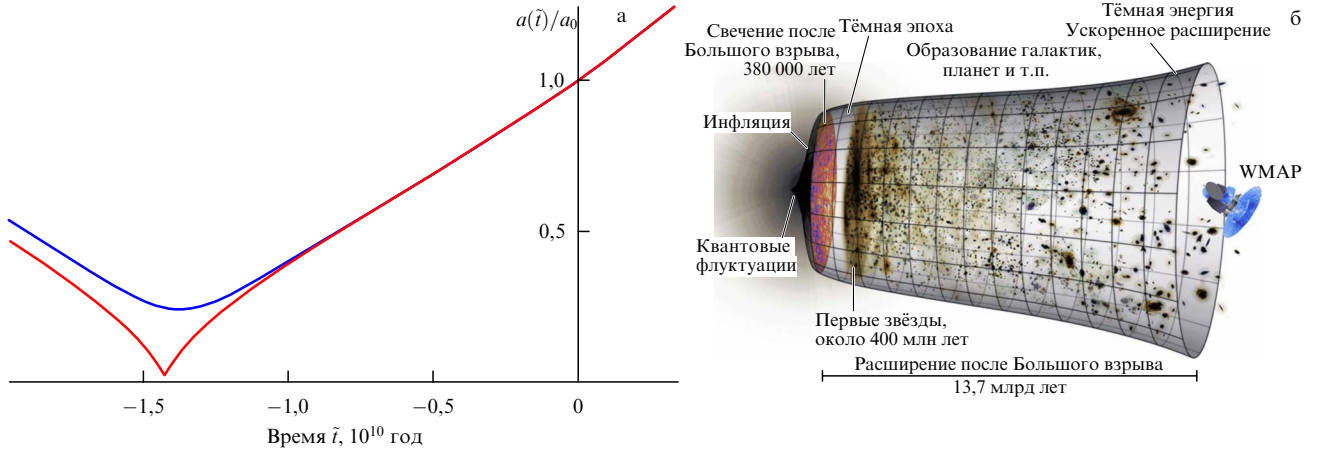
Из соотношений (20) и (22) можно выразить значения коэффициентов:

$$\begin{aligned} c^+ &= \frac{1 + \tilde{\rho}_0}{2} + \frac{\epsilon_0 + 3\tilde{H}_0}{2\eta}, \quad c^- = \frac{1 + \tilde{\rho}_0}{2} - \frac{\epsilon_0 + 3\tilde{H}_0}{2\eta}, \\ c_H &= \frac{\eta\epsilon_0(3 + 2w)}{2} - \frac{\epsilon_0 + 3\tilde{H}_0}{\eta}. \end{aligned} \quad (23)$$

<sup>4</sup> Здесь и далее (если не оговорено отдельно) стрелка обозначает приближение  $|w| \gg 1$ .

<sup>5</sup> При получении данного выражения в первом слагаемом правой части (17) были учтены члены порядка  $1/\sqrt{w}$  из выражения (14), последнее слагаемое в (17) было отброшено с учётом требуемой точности, т.е. до величин порядка  $1/\sqrt{w}$  включительно.

<sup>6</sup> Было учтено, что  $d\tilde{t} = dE/(\eta E)$ .



**Рисунок.** (а) Масштабный фактор  $a(\tilde{t})/a_0$  — выражение (24) в модели холодной Вселенной с отскоком для значений параметров:  $w = -1000$ ,  $q = -0,6$  и  $\beta = 0,45$  (для верхней кривой),  $\beta = 0,43653$  (для нижней кривой). (б) Иллюстрация (рисунок взят с сайта НАСА: <http://map.gsfc.nasa.gov>) масштабного фактора в  $\Lambda$ CDM-модели, соответствующая решению Фридмана. (WMAP — космический аппарат НАСА — Wilkinson Microwave Anisotropy Probe.)

Проинтегрировав уравнение (22), получим следующее выражение для масштабного фактора (см. рисунок):

$$\begin{aligned} \frac{a}{a_0} &= \left( c^+ E + \frac{c^-}{E} - \tilde{\rho}_0 \right)^{1/3} \times \\ &\times \exp \left[ \frac{-1}{3(4+3w)} \int_1^E \left( \frac{c^+ E^2 + c_H E - c^-}{c^+ E^2 - \tilde{\rho}_0 E + c^-} \right) \frac{dE}{E} \right] = \\ &= \left( c^+ E + \frac{c^-}{E} - \tilde{\rho}_0 \right)^{(1+w)/(4+3w)} \exp \frac{-2c_H(A-A_0)}{3(4+3w)\sqrt{\Delta}}, \quad (24) \end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned} \Delta &\equiv 4c^+ c^- - \tilde{\rho}_0^2 = 1 + 2\tilde{\rho}_0 - \frac{(3\tilde{H}_0 + \epsilon_0)^2}{\eta^2} = \\ &= -\frac{3}{8+6w} [\tilde{H}_0 - \epsilon_0(1+w)]^2, \\ A(E) &\equiv \arctan \frac{2c^+ E - \tilde{\rho}_0}{\sqrt{\Delta}}. \quad (25) \end{aligned}$$

Важно отметить, что при  $|w| \gg 1$  решение существует только при<sup>7</sup>  $w < 0$ .

Для поля  $\phi$  из (20) и (24) получаем

$$\phi = \left( c^+ E + \frac{c^-}{E} - \tilde{\rho}_0 \right)^{1/(4+3w)} \exp \frac{2c_H(A-A_0)}{(4+3w)\sqrt{\Delta}}. \quad (26)$$

В пределе  $|w| \rightarrow \infty$  выражение (24) стремится к стандартному решению Фридмана:

$$H_{\text{Fr}} = \frac{1}{\sqrt{3}} \frac{E + E_{\text{cr}}}{E - E_{\text{cr}}}, \quad E_{\text{cr}} \equiv \frac{\sqrt{3}\tilde{H}_0 - 1}{\sqrt{3}\tilde{H}_0 + 1}, \quad \eta_{\text{Fr}} = \sqrt{3}, \quad (27)$$

$$\frac{a_{\text{Fr}}}{a_0} = \frac{(\sqrt{3}\tilde{H}_0 + 1)^{2/3} (E - E_{\text{cr}})^{2/3}}{(4E)^{1/3}}, \quad (28)$$

причём в модели Фридмана в точке  $E = E_{\text{cr}}$  величины  $\Delta = 0$  и  $a = 0$ , а функция  $a(t)$  испытывает излом (которого

нет при  $\Delta > 0$ ). Момент Большого взрыва соответствует времени  $t_1 \approx -1,46\Delta^{-1/2}$ ,  $\Delta^{-1/2} \approx 10^{10}$  лет.

## 5. Космология без сингулярности

Масштабный фактор в теории BDL, в отличие от масштабного фактора в стандартной  $\Lambda$ CDM-модели, может не обращаться в нуль при рассмотрении эволюции назад во времени. Этой ситуации соответствует отскок от минимального значения  $a_m$  масштабного фактора.

Область параметров, начиная с которой отскок становится возможным, соответствует совпадению с нулём локального минимума масштабного фактора:  $a_m(E_m) = 0$  (т.е. когда минимум "касается" оси абсцисс).

Из формулы (24) можно получить следующее условие существования отскока при рассмотрении эволюции назад во времени:

$$\Delta > 0, \quad (29)$$

и оценка  $E$  в точке локального минимума (отскока):

$$E_m \approx \sqrt{\frac{c^-}{c^+}}. \quad (30)$$

Точное равенство  $E_m = \sqrt{c^-/c^+}$  выполняется при  $\Delta = 0$ , т.е. когда масштабный фактор в точке своего локального минимума равен нулю,  $a_m(E_m) = 0$ . При сценарии с  $\Delta > 0$  Вселенная в своей эволюции не достигает точки сингулярности, причём масштабный фактор остаётся всюду гладкой функцией времени (в том числе и в момент отскока (см. (22))).

Наблюдения указывают на существование в прошлом горячей (радиационно-доминированной) стадии эволюции Вселенной. Свидетельством тому является наличие космического микроволнового фона со средней температурой  $T_0 \approx 2,7$  К (см. [43]). Используя соотношение<sup>8</sup>  $a_{\text{hot}}/a_0 = 4 \times 10^{-5}$  (соответствующее адиабатическому расширению Вселенной (см. [3])), при  $|w| \gg 1$

<sup>7</sup> Интересно, что именно при  $w < 0$  в теории BD возможно существование кротовых нор без нарушения энергетических условий (см. [41, 42]).

<sup>8</sup> Здесь  $a_{\text{hot}}$  — масштабный фактор в момент перехода Вселенной из радиационно-доминированной фазы в холодную фазу.

можно получить верхнюю оценку величины  $\Delta$ :

$$\Delta \approx \frac{2\tilde{\rho}_0 a_m^3}{a_0^3} < \frac{2\tilde{\rho}_0 a_{\text{hot}}^3}{a_0^3} \approx 2,6 \times 10^{-14}. \quad (31)$$

Эта аномально малая величина при  $|w| \gg 1$  может быть достигнута только за счёт свойства плоскостности Вселенной, т.е. при  $1 + q_0 - \beta \approx 0$ . Таким образом, очень малым значениям  $|\dot{G}_0/G_0|$  соответствуют очень большие значения  $|w|$  и, как следствие, практически плоская Вселенная. Поэтому данные наблюдений  $|\dot{G}_0/G_0|$  в солнечной системе находятся в согласии с космологическими данными для нашей модели.

Рассмотренная выше модель, так же как и космология без отскока<sup>9</sup> в [27], не учитывает давление и, следовательно, количественно неприменима для горячей Вселенной. Поэтому в области отскока приведённые выше результаты имеют только качественный характер, и они могут быть использованы для получения граничных значений всех функций перед переходом Вселенной в горячую фазу (при рассмотрении эволюции назад во времени).

## 6. Решение для горячей Вселенной

Количественные результаты в области отскока могут быть получены только с учётом ультрарелятивистского уравнения состояния материи. Для горячей Вселенной с давлением  $p = \rho/3$  уравнения (8)–(10) приводят к выражению

$$\dot{H} + 2\tilde{H}^2 = \frac{1}{6} \left( -w\epsilon^2 + \frac{6+8w}{3+2w} \right) \equiv Q(\tilde{t}). \quad (32)$$

При  $w < -1,5$  величина  $Q$  положительна.

В случае Вселенной Фрийдмана (т.е. при  $\epsilon = 0$  и  $|w| \rightarrow \infty$ ) из (32) можно легко получить аналог выражений (27), (28), но уже для горячей Вселенной:

$$H_{\text{Fr}} = \frac{1}{\sqrt{3}} \frac{U+1}{U-1}, \quad U(\tilde{t}) \equiv \exp\left(\frac{4\tilde{t}}{\sqrt{3}}\right),$$

$$\frac{a_{\text{Fr}}}{a_{\text{hot}}} = \left[ \frac{(U-1)^2 U_{\text{hot}}}{(U_{\text{hot}}-1)^2 U} \right]^{1/4}. \quad (33)$$

Здесь индекс hot соответствует моменту перехода в холодную фазу Вселенной из горячей фазы и введено безразмерное время  $\tilde{t}$ , которое отсчитывается от момента минимума масштабного фактора, связь  $\tilde{t}$  со временем  $\tilde{t}$  определяется выражением  $\tilde{t} - \tilde{t} = \text{возраст Вселенной} \times \sqrt{\Lambda}$ .

Выражение (33) для масштабного фактора имеет сингулярные производные (так же как и в случае холодной Вселенной Фрийдмана (см. (27), (28))). Характерно также, что в случае холодной Вселенной при  $\Delta \rightarrow 0$  вторая производная  $\ddot{a}$  в точке отскока стремится к  $+\infty$ , а в близкой окрестности от точки отскока стремится уже к  $-\infty$ . То есть функция Хаббла в случае холодной Вселенной в области отскока оказывается при  $\Delta \rightarrow 0$  быстропеременной.

Аналогичная ситуация в области отскока должна быть и в горячей Вселенной. Поскольку эпоха горячей Все-

ленной соответствует очень малым (относительно  $a_0$ ) значениям масштабного фактора и достаточно большим величинам  $\tilde{H}$ , следовательно, эта область занимает малый промежуток безразмерного времени  $\tilde{t}$ . Из предыдущего рассмотрения следует, что при  $|w| \gg 1$  и  $\epsilon \ll 1$  решение в теории ВДА почти не отличается от фридмановского (за исключением области, близкой к отскоку).

Будем искать решение для горячей Вселенной в виде разложения масштабного фактора  $a(\tilde{t})$  вблизи его локального минимума (отскока) в степенной ряд по времени  $\tilde{t}$ . Тогда с точностью до членов четвёртого порядка имеем

$$a = a_m + \frac{1}{2} a_m \dot{H}_m \tilde{t}^2 - \frac{1}{12} a_m b^2 \dot{H}_m^2 \tilde{t}^4 + \dots \quad (34)$$

Здесь  $\dot{H}_m$  и  $b$  — константы, причём величина  $\dot{H}_m$  соответствует второй производной масштабного фактора в момент отскока, и поэтому должна быть положительной,  $\dot{H}_m > 0$ , при  $a_m > 0$ . Членом третьего порядка пренебрегаем, так как он принципиально не влияет на результаты.

Тогда функция Хаббла и её производная с точностью до второго порядка по  $\tilde{t}$  имеют вид

$$\tilde{H}^2 = \dot{H}_m^2 \tilde{t}^2, \quad \dot{\tilde{H}} = \frac{\dot{H}_m(1 - b^2 \dot{H}_m \tilde{t}^2)}{1 + \dot{H}_m \tilde{t}^2/2} - \dot{H}_m^2 \tilde{t}^2. \quad (35)$$

Подставляя эти выражения в (32), получаем

$$\frac{\ddot{a}}{a} + \frac{\dot{a}^2}{a^2} = \frac{\dot{H}_m [1 + \tilde{t}^2 \dot{H}_m (3/2 - b^2)]}{(1 + \dot{H}_m \tilde{t}^2/2)^2} = Q > 0. \quad (36)$$

Это обязательное неравенство (см. (32)) остаётся справедливым в любой момент времени только при  $0 < b^2 < 3/2$ .

Из (34) видно, что в момент времени  $\tilde{t}_1 = 1/(\dot{H}_m b^2)^{1/2}$  вторая производная масштабного фактора меняет знак ( $\tilde{t}_1$  — точка перегиба), т.е. существует ещё одна дополнительная точка перегиба кривой масштабного фактора, отсутствующая во фридмановском решении. В момент времени  $\tilde{t}_2 = \sqrt{3}/(\dot{H}_m b^2)^{1/2} = \sqrt{3}\tilde{t}_1$  первая производная масштабного фактора меняет знак. Таким образом, сшивание решений для горячей и холодной Вселенной должно происходить в области между точками  $\tilde{t}_1$  и  $\tilde{t}_2$ .

После момента времени  $\tilde{t}_1$  при больших<sup>10</sup>  $\dot{H}_m$  и малых  $b$  вторая производная масштабного фактора примерно за время порядка  $\tilde{t}_1$  становится большой по модулю отрицательной величиной, в то время как функция Хаббла ещё положительна (вплоть до момента  $\tilde{t}_2$ ). Поэтому на интервале времени от  $\tilde{t}_1$  до  $\tilde{t}_2$  решение для радиационно-доминированной Вселенной можно сшить с решением для холодной Вселенной, причём, подбирая величины параметров  $a_m$ ,  $\dot{H}_m$  и  $b$ , можно добиться гладкого сшивания этих функций на стыке горячей и холодной фаз Вселенной.

## 7. Заключение

Итак, было показано, что решение Фрийдмана с космологическим членом является вырожденным случаем для более общей космологии (например, в теории ВДА).

<sup>9</sup> В работе [27] было найдено аналитическое решение для случая  $\Delta < 0$  и  $w > 0$ .

<sup>10</sup> Здесь понятия "большой" или "малый" подразумевают сравнение с единицей.

Введение в теорию ВД космологической постоянной позволяет не только достигнуть согласия с наблюдательными данными, но и объяснить необходимость в этой постоянной, и оценить её величину. Дело в том, что принципиально невозможно точно измерить размерную величину (например, расстояние). Человек может измерить только "штуки" (в данном случае "штуки" метров или парсеков). Однако определение размера "штуки" всегда сопряжено с дополнительной погрешностью. Введение космологического члена позволяет сделать безразмерными расстояния (и не только расстояния). Таким образом, в единицах  $L^{-1/2}$  размеры метagalактики оказываются порядка единицы. Поэтому любые рассуждения о том, почему космологическая постоянная в теории оказывается такой большой (или такой малой) сразу лишаются всякого смысла! По этой причине мы глубоко убеждены, что истинная фундаментальная физическая теория должна оперировать только безразмерными величинами!

Во фридмановской космологии функция масштабного фактора  $a(t)$  подходит к нулю вертикально (после чего возможен отскок), тогда как в случае теории ВДЛ с  $w > 0$  функция  $a(t)$  проходит через нуль с конечным наклоном (величина первой производной в точке  $a = 0$  конечна), а при  $w < 0$  масштабный фактор не доходит до нуля и испытывает гладкий отскок, все функции при этом остаются регулярированными.

Количественную теорию с отскоком можно рассматривать только численно ввиду неприменимости теории холодной Вселенной в области отскока, а также ввиду того, что в области отскока (вследствие малости масштабного фактора) большую роль может играть параметр  $k$  (отвечающий за "неплоскостность" Вселенной, принятый равным нулю в нашем рассмотрении). Поэтому для количественных оценок в области отскока необходимо рассматривать уравнения с разными  $k = 0, \pm 1$ , а также  $p \neq 0$ , что сопряжено с большими математическими трудностями и может быть выполнено только численно.

Космологическое решение с отскоком позволяет избавиться от многочисленных (пока нерешённых) проблем квантовой гравитации и квантовой сингулярности.

Параметр теории  $|w| > 10^{40}$  — много это или мало?

Противники теории Бранса–Дикке говорят, что даже  $10^4$  — это слишком много для параметра в теории, но мы считаем, что в современной космологии число  $10^{40}$  является вполне нормальным числом. Соответствующее число  $|1/w| \ll 1$  говорит только об экстремально малом отличии теории ВД от ОТО. И это хорошо! Ведь в качестве результата мы избавляемся от сингулярности! Но отскок Вселенной (если он и был) должен был произойти при крайне малых значениях (по сравнению с сегодняшним значением) масштабного фактора — для того чтобы обеспечить возможность нуклеосинтеза и фазы горячей Вселенной. Это требование и приводит к ограничению  $|w| > 10^{40}$ .

Теория гравитации Бранса–Дикке тесно связана с принципом Маха. Согласно одной из возможных формулировок принципа Маха величина инерции (массы) любого физического тела зависит от распределения массы всех остальных тел во Вселенной. Идеи принципа Маха имеют много разных аспектов. Я.Б. Зельдович в книгах [1–3] называл эту множественность "многоликим Махом". В формулировке, приведённой выше, связь теории Бранса–Дикке с принципом Маха определяется

гравитационной "постоянной"  $G = 1/\Phi(t)$ , здесь эта величина зависит от времени.

Причём из условия  $|w| > 10^{40}$  следует, что  $\epsilon_0 \sim 10^{40}$  или  $|\partial_t G/G|_0 \sim 10^{-56} \text{ с}^{-1}$ . Эта экстремально малая величина говорит об экспериментальной невозможности наблюдать данную связь (с принципом Маха)!

**Благодарности.** Работа поддержана РФФИ (проекты 12-02-00276-а, 11-02-00244-а, 11-02-12168-офи-м-2011, 13-02-00757-а), грантом Президента Российской Федерации для государственной поддержки ведущих научных школ (2915.2012.2 — "Образование крупномасштабной структуры Вселенной и космологические процессы"), программой "Нестационарные явления в объектах Вселенной 2012" и Федеральной целевой программой "Научно-педагогические кадры инновационной России 2009-2013" (16.740.11.0460).

## Список литературы

1. Зельдович Я Б, Новиков И Д *Релятивистская астрофизика* (М.: Наука, 1967) [Zeldovich Ya B, Novikov I D *Relativistic Astrophysics* Vols 1, 2 (Chicago: Univ. of Chicago Press, 1971, 1983)]
2. Зельдович Я Б, Новиков И Д *Теория тяготения и эволюция звезд* (М.: Наука, 1971)
3. Зельдович Я Б, Новиков И Д *Строение и эволюция Вселенной* (М.: Наука, 1975)
4. Зельдович Я Б *Письма в ЖЭТФ* **20** 338 (1974) [Zel'dovich Ya B *JETP Lett.* **20** 151 (1974)]
5. Tretyakova D A, Shatskiy A A, Novikov I D, Alexeyev S *Phys. Rev. D* **85** 124059 (2012)
6. Riess A G et al. *Astron. J.* **116** 1009 (1998)
7. Riess A G et al. *Astrophys. J.* **607** 665 (2004)
8. Perlmutter S et al. *Astrophys. J.* **517** 565 (1999)
9. Schmidt B P et al. *Astrophys. J.* **507** 46 (1998)
10. Steinhart P J, Wang L, Zlatev I *Phys. Rev. D* **59** 123504 (1999)
11. Persic M, Salucci P, Stel F *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **281** 27 (1996)
12. Copeland E J, Sami M, Tsujikawa S *Int. J. Mod. Phys. D* **15** 1753 (2006)
13. Buchdahl H A *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **150** 1 (1970)
14. Peebles P J E, Ratra B *Rev. Mod. Phys.* **75** 559 (2003)
15. Starobinsky A A *Письма в ЖЭТФ* **86** 183 (2011) [*JETP Lett.* **86** 157 (2007)]
16. Brans C, Dicke R H *Phys. Rev.* **124** 925 (1961)
17. Bertotti B, Iess L, Tortora P *Nature* **425** 374 (2003)
18. Wittich P, ATLAS Collab., CDF Collab., CMS Collab., D0 Collab. *AIP Conf. Proc.* **1441** 13 (2012); arXiv:1111.1169
19. Tamaki T, Maeda K, Torii T *Phys. Rev. D* **57** 4870 (1998)
20. Mathiazhagan C, Johri V B *Class. Quantum Grav.* **1** L29 (1984)
21. La D, Steinhart P J *Phys. Rev. Lett.* **62** 376 (1989); *Phys. Rev. Lett.* **62** 1066 (1989)
22. Linde A *Phys. Lett. B* **238** 160 (1990)
23. Gurevich L E, Finkelstein A M, Ruban V A *Astrophys. Space Sci.* **22** 231 (1973)
24. Lee H W, Kim K Y, Myung Y S *Eur. Phys. J. C* **71** 1585 (2011)
25. Smolyakov M N, arXiv:0711.3811
26. Kim H J *Korean Phys. Soc.* **51** 453 (2007)
27. Uehara K, Kim C W *Phys. Rev. D* **26** 2575 (1982)
28. Ahmadi-Azar E, Riazi N *Astrophys. Space Sci.* **226** 1 (1995)
29. Pimentel L O *Astrophys. Space Sci.* **112** 175 (1985)
30. Ram S, Singh C P *Astrophys. Space Sci.* **254** 143 (1997)
31. Pandey S N *Astrophys. Space Sci. Suppl.* **277** 403 (2001)
32. Romero C, Barros A *Gen. Relat. Grav.* **25** 491 (1993)
33. Romero C, Barros A *Astrophys. Space Sci.* **192** 263 (1992)
34. Cerveró J M, Estévez P G *Gen. Relat. Grav.* **15** 351 (1983)
35. Etoh T et al. *Astron. Astrophys.* **325** 893 (1997)
36. Kolitch S J *Ann. Physics* **246** 121 (1996)
37. El-Nabulsi A R *Astrophys. Space Sci.* **327** 155 (2010)
38. Cai R-G, Tuo Z-L, arXiv:1105.1603

39. Komatsu E et al. *Astrophys. J. Suppl.* **192** 18 (2011)
40. Williams J G, Turyshev S G, Boggs D H *Phys. Rev. Lett.* **93** 261101 (2004)
41. Agnese A G, La Camera M *Phys. Rev. D* **49** 2126 (1994)
42. Алексеев С О, Ранну К А, Гареева Д В *ЖЭТФ* **140** 722 (2011) [Alexeyev S O, Rannu K A, Gareeva D V *JETP* **113** 628 (2011)]
43. Naselsky P D, Novikov D I, Novikov I D *The Physics of the Cosmic Microwave Background* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2006)

### Ya.B. Zeldovich's ideas and modern Brans – Dicke cosmology

#### I.D. Novikov

*Astro Space Center, P.N. Lebedev Physical Institute, Russian Academy of Sciences,  
ul. Profsoyuznaya 84/32, 117997 Moscow, Russian Federation;  
The Nielse Bohr International Academy, The Nielse Bohr Institute, Blegdamsvej 17, DK-2100 Copenhagen, Denmark*

#### A.A. Shatskii

*Astro Space Center, P.N. Lebedev Physical Institute, Russian Academy of Sciences,  
ul. Profsoyuznaya 84/32, 117997 Moscow, Russian Federation  
E-mail: shatskiy@asc.rssi.ru*

#### S.O. Alekseev, D.A. Tret'yakova

*P.K. Sternberg State Astronomical Institute, M.V. Lomonosov Moscow State University,  
Universitetskii prosp. 13, 119991 Moscow, Russian Federation*

We compare Ya.B. Zeldovich's ideas about Brans – Dicke theory and Mach's principles, contained in now-classical books, with modern results in this field. Our recent results on the Brans – Dicke cosmology with cosmological term are presented. The Friedmann – Brans – Dicke equations are written for a flat Universe. The initial conditions for the model are provided by the presently observed Hubble constant, its first time derivative (the deceleration parameter), and matter density. The cosmological scenario with the scale factor not vanishing in the past, corresponding to the absence of the cosmological singularity, is analytically calculated. Instead of the singularity, the scale factor experiences a "bounce" and demonstrates the regular behavior at all times. Some ideas related to Mach's principle are also discussed.

PACS numbers: 04.60.Bc, 04.60.Pp, 98.80.Cq, 98.80.Qc

DOI: 10.3367/UFNr.0184.201404c.0379

Bibliography — 43 references

*Received 4 September 2013, revised 8 October 2013*

*Uspekhi Fizicheskikh Nauk* **184** (4) 379–386 (2014)

*Physics – Uspekhi* **57** (4) (2014)

К 100-ЛЕТИЮ СО ДНЯ РОЖДЕНИЯ Я.Б. ЗЕЛЬДОВИЧА

## Чёрные дыры в двойных звёздных системах и ядрах галактик

А.М. Черепашук

*В течение последних 40 лет, начиная со времени появления пионерских работ Я.Б. Зельдовича и Э.Э. Солпитера, предсказавших в 1964 г. мощное энерговыделение при несферической аккреции вещества на чёрную дыру, ведутся активные наблюдательные исследования чёрных дыр во Вселенной. К настоящему времени измерены массы нескольких десятков чёрных дыр звёздных масс ( $M_{\text{BH}} = (4-20) M_{\odot}$ ) в рентгеновских двойных системах и массы нескольких сотен сверхмассивных чёрных дыр ( $M_{\text{BH}} = (10^6-10^{10}) M_{\odot}$ ) в ядрах галактик. Оценённые радиусы этих массивных и компактных объектов не превышают нескольких гравитационных радиусов. Примерно для десяти чёрных дыр звёздных масс и нескольких десятков сверхмассивных чёрных дыр измерены значения безразмерного параметра углового момента вращения  $a_*$ , которые, в соответствии с теоретическими предсказаниями, не превышают предела  $a_* = 0,998$ . Развивается новая область астрофизики — демография чёрных дыр, изучающая рождение, рост чёрных дыр и их эволюционную связь с другими объектами Вселенной — звёздами, галактиками и т.п. Помимо сверхмассивных чёрных дыр, в центрах галактик наблюдаются массивные звёздные скопления, эволюция которых отличается от эволюции сверхмассивных чёрных дыр. Выявляется эволюционная связь между сверхмассивными чёрными дырами в центрах галактик и их сфероидальными звёздными компонентами (балджами), а также с галактическими гало, состоящими из тёмной материи. Благодаря запуску на орбиту вокруг Земли космического интерферометра "Радиоастрон" появилась реальная возможность окончательного доказательства того, что открытые многочисленные массивные и чрезвычайно компактные объекты, свойства которых очень похожи на свойства чёрных дыр, действительно являются чёрными дырами в смысле общей теории относительности. Аналогичные доказательства существования чёрных дыр во Вселенной могут быть получены с помощью наземной межконтинентальной радиоинтерферометрии на коротких волнах,  $\lambda \lesssim 1$  мм (международная программа Event Horizon Telescope).*

PACS numbers: 04.70.Bw, 97.60.Jd, 98.54. – h

DOI: 10.3367/UFNr.0184.201404d.0387

### Содержание

1. Введение (387).
  2. Экзотика чёрных дыр (388).
  3. Чёрные дыры звёздных масс в рентгеновских двойных системах (389).
  4. Сверхмассивные чёрные дыры в ядрах галактик (394).
  5. Демография звёздных и сверхмассивных чёрных дыр (397).
  6. Эксперименты с высоким угловым разрешением (402).
  7. Заключение (405).
- Список литературы (405).

### 1. Введение

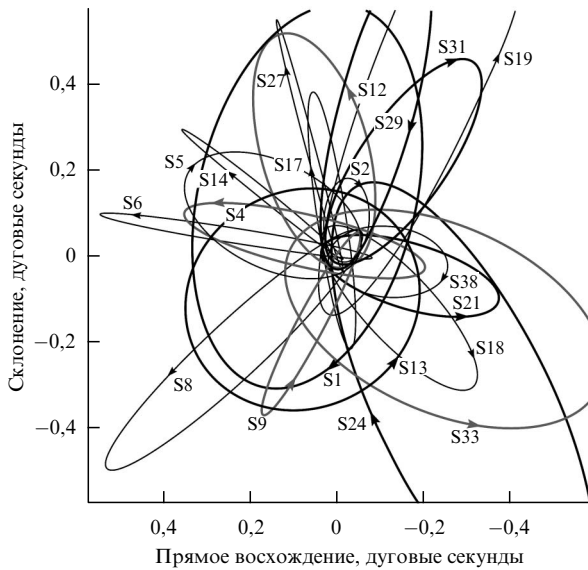
Начиная со времени появления пионерских работ Я.Б. Зельдовича [1] и Э.Э. Солпитера [2], предсказавших

в 1964 г. мощное энерговыделение от аккрецирующих чёрных дыр, астрономы занимаются наблюдательными исследованиями этих удивительных объектов Вселенной.

Чёрные дыры постепенно завоёвывают "права гражданства" среди классических объектов астрофизики: звёзд, галактик и т.п. Из наблюдений следует, что число чёрных дыр звёздных масс ( $M = (8-10) M_{\odot}$ ) в нашей Галактике не менее 10 млн, т.е. их общая масса составляет 0,1 % от массы барионного вещества (звёзд, газа и пыли). 0,1 % — это значительная величина ( $\sim 10^8 M_{\odot}$ ), поэтому можно говорить об открытии нового состояния материи в Галактике в виде чёрных дыр (коллапсирующее состояние вещества, наряду с газообразным, жидким, твёрдым и плазменным состояниями). Выяснилось, что в центрах большинства галактик присутствуют сверхмассивные чёрные дыры ( $M = (10^6-10^{10}) M_{\odot}$ ). В частности, в центре нашей Галактики существует чёрная дыра массой  $(4,31 \pm 0,36) \times 10^6 M_{\odot}$ . Масса этой чёрной дыры определена с точностью, лучшей, чем 10 %, по движению 28 звёзд, обращающихся вокруг неё по эллиптическим орбитам [3] (рис. 1). Свойства этих многочисленных и чрезвычайно компактных объектов очень похожи на свойства чёрных дыр, предсказываемые общей теорией относительности А. Эйнштейна (ОТО). Именно

А.М. Черепашук, Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга, Университетский просп. 13, 119991 Москва, Российская Федерация  
E-mail: cherepashchuk@gmail.com

Статья поступила 9 октября 2013 г.



**Рис. 1.** Орбиты звёзд вокруг сверхмассивной чёрной дыры в центре нашей Галактики, по которым с использованием третьего закона Кеплера оценивается масса чёрной дыры  $M_{\text{ВН}} = (4,31 \pm 0,36) \times 10^6 M_{\odot}$ . (Из работы [3].)

поэтому в настоящее время астрономы называют эти объекты (с некоторой натяжкой) чёрными дырами (а не кандидатами в чёрные дыры, как это было принято, скажем, лет 30 тому назад).

Хотя следует признать, что, строго говоря, до сих пор не получено окончательных доказательств того, что эти компактные объекты являются чёрными дырами в смысле ОТО. Дело в том, что главная особенность чёрной дыры — это отсутствие у неё наблюдаемой поверхности; вместо наблюдаемой поверхности у чёрной дыры существует горизонт событий — световая поверхность в пространстве-времени, на которой с точки зрения далёкого наблюдателя ход времени останавливается. Между тем доказать отсутствие наблюдаемой поверхности у объекта гораздо сложнее, чем доказать её присутствие (как это делается, например, для нейтронных звёзд на основе наблюдений феноменов рентгеновского пульсара, радиопулсара или рентгеновского барстера I типа (см., например, [4])). Следует, однако, подчеркнуть, что весь комплекс наблюдательных данных по многочисленным кандидатам в чёрные дыры (около 30 объектов звёздных масс и много сотен сверхмассивных объектов) находится в великолепном согласии с предсказаниями ОТО для чёрных дыр. По очень точному высказыванию В.Л. Гинзбурга, современные наблюдательные данные укрепляют нашу уверенность в реальном существовании чёрных дыр во Вселенной.

В нашем обзоре [4], опубликованном в *УФН* в 2003 г., были описаны методы и результаты наблюдений сверхмассивных чёрных дыр и чёрных дыр звёздных масс. Сейчас, спустя более 10 лет, имеет смысл вернуться к рассмотрению проблемы чёрных дыр по следующим соображениям.

1. В июле 2011 г. произведён успешный запуск российского космического радиоинтерферометра "Радиоастрон". Руководителем этого уникального эксперимента является Н.С. Кардашёв. С помощью "Радиоастрона" можно наблюдать ядра галактик с угловым разреше-

нием, лучшим, чем  $10^{-5}$  с дуги. Это даёт принципиальную возможность исследовать процессы, происходящие вблизи горизонтов событий сверхмассивных чёрных дыр в ядрах ближайших галактик, и, более того, "увидеть" изображение сверхмассивной чёрной дыры, точнее говоря изображение тёмной "тени" от чёрной дыры на ярком фоне аккреционного диска вокруг неё. Тем самым появляется реальная возможность окончательного доказательства существования чёрных дыр во Вселенной.

2. В 2012 г. исполнилось 40 лет с момента открытия "кандидата № 1" в чёрные дыры — компактного рентгеновского источника в двойной системе Cyg X-1. Как известно, за открытие этого источника и исследования в области рентгеновской астрономии Риккардо Джаккони в 2002 г. был удостоен Нобелевской премии.

В настоящем обзоре мы опишем современный наблюдательный статус чёрных дыр и расскажем о перспективах дальнейших исследований этих экстремальных объектов.

## 2. Экзотика чёрных дыр

Напомним основные свойства чёрных дыр [5].

Чёрные дыры образуются при коллапсах (сжатии) массивных тел. По современным представлениям с учётом эффектов ОТО, если масса ядра звезды, затронутого термоядерными реакциями, превышает  $3M_{\odot}$ , то при коллапсе ядра образуется чёрная дыра. Если масса ядра звезды менее  $3M_{\odot}$ , то в конце её эволюции образуется нейтронная звезда или белый карлик.

Под чёрной дырой понимается объект (точнее, область пространства-времени), гравитационное поле которого настолько сильно, что никакой сигнал, даже свет, не может вырваться из него на пространственную бесконечность. То есть вторая космическая скорость для чёрной дыры равна скорости света в вакууме  $c = 300000 \text{ км с}^{-1}$ . Физической границей чёрной дыры, как отмечалось во введении, является горизонт событий — световая поверхность в пространстве-времени. Любому сколь угодно малому промежутку времени на горизонте событий соответствует сколь угодно большой промежуток времени на пространственной бесконечности. Следует подчеркнуть, что у чёрных дыр, образовавшихся в нашу эпоху, горизонт событий ещё не успел сформироваться из-за релятивистского замедления хода времени для внешнего наблюдателя. Однако уже в первые секунды коллапса радиус сжимающегося объекта становится очень близким к горизонту событий. Все процессы на его поверхности для внешнего наблюдателя очень сильно растягиваются во времени и практически застывают. Поэтому поверхность такого компактного объекта становится ненаблюдаемой. Для астрономов это "практически" горизонт событий.

В центре чёрной дыры находится сингулярность с формально бесконечной плотностью, куда коллапсировала (в сопутствующей системе отсчёта) материя, образовавшая чёрную дыру. В этой сингулярности царят пока не известные нам законы квантовой гравитации, там отсутствуют классические пространство и время. Однако, поскольку сингулярность расположена в будущем по отношению к горизонту событий, неизвестность законов квантовой гравитации не мешает исследователям описывать горизонт событий и основную часть внутренности чёрной дыры с помощью классической ОТО. Харак-

терный размер чёрной дыры задаётся гравитационным (шварцшильдовским) радиусом

$$r_g = \frac{2GM}{c^2}, \quad (1)$$

где  $M$  — масса тела,  $G$  — гравитационная постоянная,  $c$  — скорость света. Величина шварцшильдовского радиуса  $r_g = 9$  мм для Земли,  $r_g = 3$  км для Солнца и  $r_g = 40$  а.е. (астрономических единиц), что равно расстоянию от Солнца до Плутона (т.е. радиусу Солнечной системы) для объекта в 2 млрд солнечных масс (такие чёрные дыры встречаются в ядрах галактик).

Для невращающейся, шварцшильдовской, чёрной дыры радиус горизонта событий  $r_h$  равен гравитационному радиусу,  $r_h = r_g$ . Для вращающейся чёрной дыры радиус горизонта событий меньше гравитационного радиуса,  $r_h < r_g$ . В этом случае горизонт событий погружён внутрь эргосферы, содержащей вихревое гравитационное поле. Тело, попавшее в эргосферу, подхватывается вращающимся пространством-временем и будет вращаться вокруг центральной чёрной дыры. Из эргосферы чёрной дыры можно извлекать энергию, причём с огромной эффективностью, во много раз превышающей эффективность выделения энергии при термоядерных реакциях.

Особенности на горизонте событий, возникающие, например, в метрике Шварцшильда, могут быть устранены выбором соответствующей системы отсчёта. Например, для наблюдателя, свободно падающего на чёрную дыру, горизонта событий не возникает. Поэтому свободно падающий наблюдатель может проникнуть внутрь чёрной дыры и достичь центральной сингулярности, где он будет разорван огромными приливными силами.

Уникальные свойства горизонта событий чёрной дыры описаны в обзоре И.Д. Новикова и В.П. Фролова [6]. Горизонт событий — это граница между различными сигналами, движущимися со скоростью света. Одни из них могут уйти на пространственную бесконечность, другие не могут. Сможет ли сигнал навсегда покинуть чёрную дыру, зависит от области пространства-времени, которая расположена в будущем по отношению к источнику сигнала. Таким образом, движение горизонта событий чёрной дыры зависит не от того, что произошло с ним в прошлом, а от того, что произойдёт с ним в будущем (!). Эту необычную особенность горизонта событий — его способность "чувствовать" будущее — учёные иногда называют "телеологической" природой горизонта [6].

Что касается внутренности чёрной дыры (так называемой Т-области [5]), то там с точки зрения внешнего наблюдателя пространственная и временная координаты меняются местами. Структура пространства-времени особенно сложна внутри вращающейся чёрной дыры. Здесь располагается так называемый горизонт Коши, который воспринимает информацию из формально бесконечного будущего нашей Вселенной. Поэтому структура пространства-времени внутри вращающейся чёрной дыры сильно зависит от судьбы самой чёрной дыры в бесконечном будущем внешнего наблюдателя, например от возможных столкновений с другими объектами, квантового испарения и даже от будущего всей Вселенной. Как отмечают Новиков и Фролов [6], в таких обстоятельствах физики-теоретики чувствуют себя весьма неуютно...

В существование таких, поистине экстремальных, объектов действительно трудно поверить. Именно поэтому, несмотря на наличие огромного наблюдательного материала по многочисленным кандидатам в чёрные дыры, который прекрасно согласуется с предсказаниями ОТО для чёрных дыр, учёные до сих пор ищут решающие доказательства существования чёрных дыр во Вселенной. Более того, предлагаются релятивистские теории гравитации, альтернативные ОТО, в которых отвергается возможность существования чёрных дыр. Например, как показано в работах А.А. Логунова [7] и Л.П. Гришука [8], если в уравнения, описывающие гравитационное поле, ввести члены, обусловленные ненулевой массой покоя гравитона, то горизонта событий не образуется и коллапсирующий объект с большой массой (более  $3M_\odot$ ) может иметь наблюдаемую поверхность. Этот вывод радикально отличается от предсказания ОТО, что делает проблему поиска чёрных дыр особенно интригующей и интересной.

Окончательное слово в решении данного спора принадлежит астрономическим наблюдениям (мы не рассматриваем здесь возможность рождения микроскопических чёрных дыр при столкновении элементарных частиц с очень высокими энергиями, которая может быть реализована на Большом адронном коллайдере в Швейцарии).

В настоящем обзоре мы суммируем основные наблюдательные данные по чёрным дырам и опишем перспективы получения окончательных доказательств того, что эти многочисленные компактные объекты действительно являются чёрными дырами.

### 3. Чёрные дыры звёздных масс в рентгеновских двойных системах

Чёрные дыры встречаются в рентгеновских двойных системах ( $M_{\text{ВН}} \simeq (4-20) M_\odot$ ) и ядрах галактик ( $M_{\text{ВН}} \simeq (10^6-10^{10}) M_\odot$ ).

Рентгеновская двойная система состоит из нормальной оптической звезды типа нашего Солнца (донора вещества) и релятивистского объекта — нейтронной звезды или чёрной дыры, — находящегося в режиме аккреции вещества, поставляемого спутником. Приливные воздействия гравитационного поля релятивистского объекта на оптическую звезду вызывают её деформацию и истечение из неё вещества, что приводит к формированию вокруг релятивистского объекта аккреционного диска с высокой температурой в его центральных частях. Поэтому окрестности релятивистского объекта светятся в рентгеновском диапазоне спектра. В транзиентных (вспыхивающих) рентгеновских двойных со спутниками — быстро вращающимися массивными звёздами спектральных классов О–В — аккреция на релятивистский объект идёт из экваториального звёздного ветра, стимулированного осевым вращением оптической звезды. В так называемых WR + С-рентгеновских двойных, а также в некоторых симбиотических системах аккреция на релятивистский объект осуществляется из радиально истекающего звёздного ветра звезды Вольфа–Райе (WR) или красного гиганта.

К настоящему времени с бортов специализированных спутников (Uhuru, Einstein, ROSAT (сокр. от нем. Röntgensatellit), "Мир–Квант", Granat, Ginga, Chandra, XMM-Newton (X-ray Multi-Mirror Mission – Newton),

INTEGRAL (INTErnational Gamma-Ray Astrophysics Laboratory) и др.) открыто свыше тысячи рентгеновских двойных систем, которые стали мощным инструментом для обнаружения и исследования чёрных дыр звёздных масс (звёздных чёрных дыр).

Как отмечалось во введении, в 1964 г. Я.Б. Зельдович [1] и Э.Э. Солпитер [2] показали, что при несферической аккреции вещества на чёрную дыру выделяется гигантская энергия вследствие наличия огромного гравитационного потенциала окрестностей чёрной дыры. Теория дисковой аккреции вещества на релятивистский объект была развита в 1972–1973 гг. в работах Шакуры и Сюняева [9], Прингла и Риса [10], Новикова и Торна [11]. Подробнее с исследованиями рентгеновских двойных систем можно ознакомиться в обзорах [4, 12–14] (см. также монографию [15]).

Идея измерять массы чёрных дыр в двойных звёздных системах по функции масс оптической звезды, выводимой из спектроскопических доплеровских наблюдений, впервые была высказана в работе Я.Б. Зельдовича и О.Х. Гусейнова [16].

Рентгеновские и оптические наблюдения рентгеновских двойных систем прекрасно дополняют друг друга. Наблюдения в рентгеновском диапазоне спектра с бортов космических аппаратов (земная атмосфера непрозрачна для квантов рентгеновского излучения) позволяют судить о наличии компактного объекта в двойной системе и по быстрой переменности рентгеновского излучения на временах  $\Delta t$  до  $10^{-3}$  с оценивать его характерные размеры:  $r \lesssim c\Delta t$ . Эти оценки показывают, что характерные размеры компактных рентгеновских источников не превышают нескольких гравитационных радиусов. В то же время оптические спектральные и фотометрические наблюдения с помощью наземных телескопов позволяют изучать движение нормальной оптической звезды в рентгеновской двойной системе и, используя эту звезду как "пробное тело", определять массу чёрной дыры или нейтронной звезды на основе закона тяготения Ньютона. Поскольку размеры орбиты рентгеновской двойной системы в несколько миллионов раз больше гравитационных радиусов её компонентов, применение закона тяготения Ньютона в данном случае вполне оправданно. Отсюда следует, что массы звёздных чёрных дыр, найденные из оптических наблюдений рентгеновских двойных систем, не зависят от типа релятивистской теории гравитации, потому что все теории гравитации (в том числе и альтернативные ОТО, в которых отвергается существование чёрных дыр) на больших расстояниях от тяготеющего центра переходят в теорию Ньютона. Забегая вперёд, отметим, что это утверждение справедливо и для масс сверхмассивных чёрных дыр в ядрах галактик, найденных с помощью оптических методов исследования движения "пробных тел" (звёзд, газовых дисков, газовых облаков и т.п.).

Если измеренная масса рентгеновского источника превышает  $3M_{\odot}$ , то он может считаться кандидатом в чёрные дыры. Это и определяет стратегию поиска чёрных дыр звёздных масс в двойных системах.

Первые оптические отождествления рентгеновских двойных систем и исследования их оптических проявлений (эффектов эллипсоидальности и отражения) были выполнены в 1972–1973 гг. в работах [17–20]. На основе этих исследований были развиты надёжные методы определения масс чёрных дыр в рентгеновских двойных

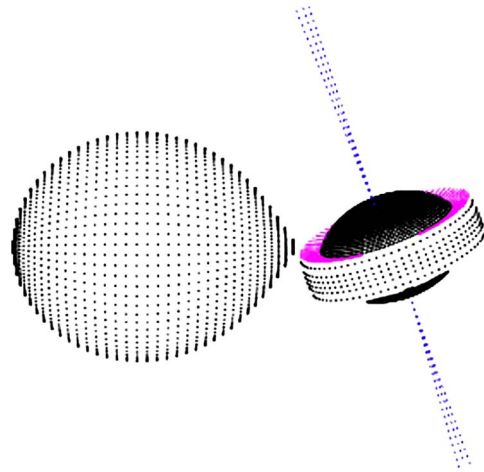


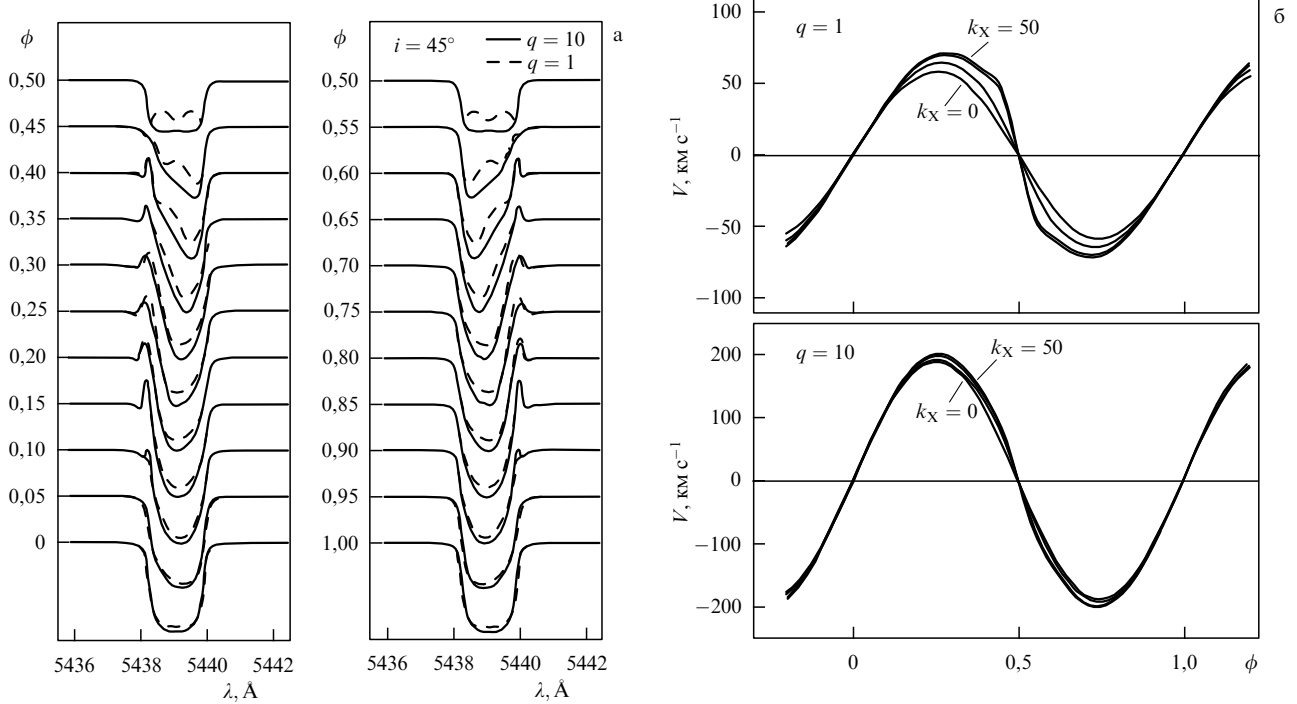
Рис. 2. Схематическое изображение, на основе которого строится математическая модель рентгеновской двойной системы с прецессирующим сверхкритическим аккреционным диском вокруг релятивистского объекта и коллимированными выбросами — джетами.

системах (см., например, [15, 21]). Были разработаны методы интерпретации кривых блеска, профилей линий и кривых лучевых скоростей рентгеновской двойной системы в предположении, что оптическая звезда является не точечным объектом, а имеет ненулевые размеры, эллипсоидальную или грушевидную форму со сложным распределением температуры по поверхности (рис. 2, 3). Применение такой реалистичной модели рентгеновской двойной системы и современных математических методов решения обратных параметрических задач в статистической постановке позволяет проверять адекватность модели наблюдательным данным и делать надёжные оценки параметров рентгеновских двойных систем.

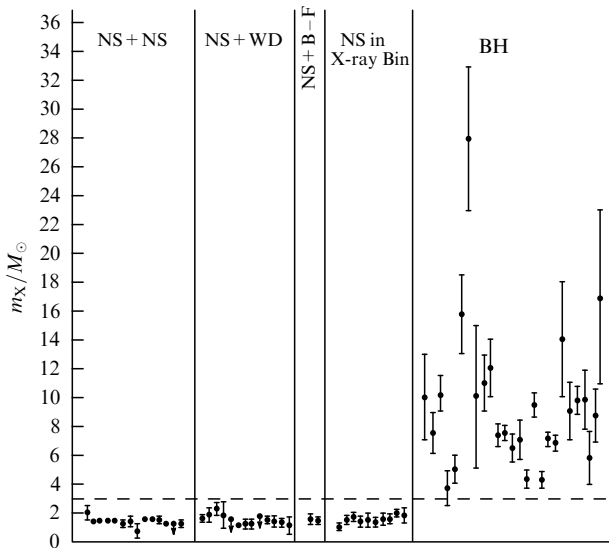
К настоящему времени рядом научных групп (из США, Англии, Германии, Голландии, Франции, России и др.) измерены массы 26 звёздных чёрных дыр ( $M_{\text{BH}} \simeq (4-20) M_{\odot}$ ), а также массы более 50 нейтронных звёзд ( $M_{\text{NS}} \simeq (1-2) M_{\odot}$ ) в двойных системах (рис. 4).

Данные о массах 26 чёрных дыр в рентгеновских двойных системах приведены в табл. 1, в том числе и не вполне надёжные значения масс чёрных дыр, которые нуждаются в дальнейшем подтверждении. Обсуждение надёжности определения масс чёрных дыр проведено в монографии [15]. Там же приведены ссылки на соответствующие оригинальные статьи, посвящённые определению масс чёрных дыр.

Массы нейтронных звёзд лежат в пределах  $(1-2) M_{\odot}$ , средняя масса нейтронной звезды составляет  $\sim 1,4M_{\odot}$ . Уже найдены тонкие различия в массах нейтронных звёзд разных типов. Оказалось, что массы быстро вращающихся нейтронных звёзд (периоды вращения  $\gtrsim 10^{-3}$  с), которые увеличили свой угловой момент за счёт аккреции вещества на стадии обмена масс в тесных двойных системах [22], в среднем на  $\sim 0,15M_{\odot}$  больше, чем массы медленно вращающихся нейтронных звёзд (периоды  $\sim 1$  с) [23], что согласуется с соответствующими теоретическими предсказаниями [24]. Все нейтронные звёзды с измеренными массами показывают явные признаки наблюдаемой поверхности — являются либо радиопульсарами, либо рентгеновскими пульсарами, либо рентгеновскими барстерами I типа.



**Рис. 3.** (а) Изменения формы профиля линии поглощения CaI в оптическом спектре рентгеновской двойной системы с фазой орбитального периода, вызванные приливной деформацией звезды и влиянием прогрева её поверхности рентгеновским излучением аккрецирующего релятивистского объекта. Для удобства сравнения профилей доплеровские смещения линий, обусловленные орбитальным обращением, устранены.  $\phi$  — фаза орбитального периода системы,  $i$  — наклонение орбиты системы (угол между плоскостью орбиты системы и картинной плоскостью). (б) Соответствующие кривые лучевых скоростей для различных значений отношения масс компонентов  $q$  и параметра рентгеновского прогрева  $k_X$ . Орбита системы круговая.



**Рис. 4.** Измеренные массы нейтронных звёзд (NS) и чёрных дыр (BH) в двойных системах. NS + NS — радиопульсар в паре с нейтронной звездой, NS + WD — радиопульсар в паре с белым карликом, NS + B–F — радиопульсар в паре с невырожденной звездой спектрального класса B–F, NS in X-ray Bin — рентгеновский пульсар в двойной системе. Штриховая горизонтальная прямая отсекает значение  $3M_\odot$  — абсолютный верхний предел массы нейтронной звезды, предсказываемый ОТО.

Напомним, что феномен рентгеновского пульсара отражает наличие горячих рентгеновских областей (ударных волн) вблизи магнитных полюсов быстровращающейся сильно намагниченной аккрецирующей нейтрон-

ной звезды. Феномен радиопульсара связан с быстрым осевым вращением и сильным магнитным полем нейтронной звезды, "привязанным" к её поверхности. Феномен рентгеновского барстера I типа обусловлен термоядерными взрывами вещества, накопленного в процессе аккреции на поверхности нейтронной звезды со слабым магнитным полем. Очевидно, все эти три феномена были бы невозможны, если бы нейтронные звёзды не обладали наблюдаемыми поверхностями. Подчеркнём, что быстрое вращение и сильное магнитное поле нейтронной звезды — это естественные следствия сильного сжатия звезды до очень малых размеров,  $\sim 10$  км. Таким образом, во всех случаях, когда компактный объект демонстрирует явные признаки наблюдаемой поверхности, его измеренная масса составляет  $(1-2)M_\odot$  и не превышает  $3M_\odot$ , что находится в полном согласии с предсказанием ОТО о существовании верхнего предела масс нейтронных звёзд (!). Напомним, что число измеренных масс нейтронных звёзд уже превышает полсотни, так что статистика в данном случае является весьма надёжной.

Рассмотрим теперь наблюдаемые свойства кандидатов в чёрные дыры (см. табл. 1). Измеренные массы 26 кандидатов лежат в пределах  $(4-20)M_\odot$ , среднее значение массы порядка  $9M_\odot$ . Поскольку чёрная дыра не имеет наблюдаемой поверхности, она не должна проявлять феноменов радиопульсара, рентгеновского пульсара или рентгеновского барстера I типа. Именно так и обстоит дело с изученными 26 кандидатами в чёрные дыры: ни один (!) из этих 26 массивных ( $M > 3M_\odot$ ) компактных (радиус не превышает нескольких  $r_g$ ) объектов — рентгеновских источников — не

Таблица 1. Параметры рентгеновских двойных систем с чёрными дырами \*

| Система                         | Спектр оптической звезды | $P_{\text{orb}}$ , сут                 | $f_v(m)/M_{\odot}$ | $v_{\text{rot}} \sin i$ , км с <sup>-1</sup> | $i$ , град | $q = m_X/m_v$ | $m_X/M_{\odot}$      | $m_v/M_{\odot}$   | $a_*$                                  |
|---------------------------------|--------------------------|--|--------------------|--|------------|---------------|----------------------|-------------------|--|
| Cyg X-1 (V1357Cyg)**            | O9.7Iab                  | 5,59983(2)                             | 0,244±0,005        | 95±6   | 27,06±0,76 | 0,77±0,1      | 14,81±0,98           | 19,16±1,9         | >0,95                                  |
| LMCX-3 **                       | B3Ve                     | 1,70479(4)                             | 2,29±0,32          | 130±20                                       | 67±3       | 1,6±0,4       | 7,6±1,6              | 5±1               | 0,3±0,1                                |
| LMCX-1 **                       | O(7-9)III                | 3,90917(5)                             | 0,14±0,05          | 129,9±2,22                                   | 37,0±1,87  | 0,34±0,07     | 10,3±1,3             | 30,6±3,2          | 0,92 <sup>+0,05</sup> <sub>-0,07</sub> |
| RX J1826.2-1450 (LS5039) **     | O6.5V((f))               | 3,90603(17)<br>( $e = 0,35 \pm 0,04$ ) | 0,0053±0,009       | 113±8  | 24,9±2,8   | 0,16±0,09     | 3,7±1,1              | 22,9±3,1          | —                                      |
| SS433 **                        | A7I                      | 13,08211(10)                           | 0,268±0,043        | —  | 78,81±0,06 | 0,30±0,05     | 5±1 ****             | 15±3 ****         | —                                      |
| M33X-7 **                       | O(7-8)III                | 3,453014(20)                           | 0,46±0,08          | 250±7  | 74,6±1,0   | 0,224         | 15,55±3,20           | 70,0±6,9          | 0,84±0,05                              |
| IC10X-1 **                      | WNE                      | 1,4554                                 | 7,64±1,26          | —  | ~ 90       | ~1,1          | 28±5 ****            | 26±9 ****         | —                                      |
| CygX-3 **                       | WN3-7                    | 0,19968462(6)                          | 0,027              | —  | > 60       | —             | ~ 10 ****            | ≤ 70 ****         | —                                      |
| NGC300X-1 **                    | WN5                      | 1,346(8)                               | 2,6±0,3            | —  | 68±7       | ~0,87±0,2     | 17±6 ****            | 22±10             | —                                      |
| A0620-00 (V616Mon) ***          | K5V                      | 0,3230160(5)                           | 2,72±0,06          | 83±5   | 51,0±0,9   | 16,5±3,0      | 6,60±0,25            | 0,40±0,045        | 0,12±0,19                              |
| GS2023 + 338 (V404Cyg) ***      | K0IV                     | 6,4714(1)                              | 6,08±0,06          | 38,8±1,1                                     | 56±4       | 17,5±1,4      | 12±2                 | 0,7±0,2           | —                                      |
| GRS1124-68 (GU Mus) ***         | K(2-4)V                  | 0,432606(3)                            | 3,01±0,15          | 106±13                                       | 54±2       | 6,8±2         | 7,3±0,8              | 1,0±0,2           | —                                      |
| GS2000 + 25 (QZ Vul) ***        | K5V                      | 0,3440915(9)                           | 5,01±0,12          | 86±8   | 64±1,3     | 24±5          | 7,5±0,3              | 0,3±0,1           | —                                      |
| GRO J1655-40 (XN Scol 1994) *** | F5IV                     | 2,6219(2)                              | 2,73±0,09          | 93±3   | 70,2±1,2   | 2,5±0,1       | 6,3±0,3              | 2,5±0,2           | 0,7±0,1                                |
| H1705-250 (V2107 Oph) ***       | K5V                      | 0,5222(44)                             | 4,86±0,13          | ≤ 79   | > 60       | > 18,9        | 7,0±1,3              | 0,4±0,1           | —                                      |
| GRO J0422 + 32 (V518 Per) ***   | M2V                      | 0,2121600(2)                           | 1,19±0,02          | 90±2,5                                       | 44±2       | 10±5          | 4,3±0,6              | 0,4±0,1           | —                                      |
| 4U1543-47 (HL Lup) ***          | A2V                      | 1,116407(3)                            | 0,25±0,01          | 46±2   | 20,7±1,5   | 3,6±0,4       | 9,4±1,0              | 2,6±0,3           | 0,8±0,1                                |
| GRS1009-45 (MM Vel) ***         | (K6-M0)V                 | 0,285206(2)                            | 3,17±0,12          | —  | ~ 67 ****  | 7,2±0,9       | 4,2±0,6              | 0,6±0,1           | —                                      |
| SAXJ1819.3-2525 (V4641) Sgr *** | B9III                    | 2,81730(1)                             | 3,13±0,13          | 98,9±1,5                                     | 75±2       | 2,30±0,08     | 7,1±0,3              | 3,1±0,2           | —                                      |
| XTE J1118 + 480 ***             | (K7-M0)V                 | 0,169930(4)                            | 6,1±0,3            | 114±4  | 81±2       | 26±3          | 6,8±0,4              | 0,3±0,02          | —                                      |
| GRS1915 + 105 ***               | KIII                     | 33,5                                   | 9,5±3,0            | 26±3   | 66±1       | 18±1,0        | 14±4                 | 0,8±0,5           | 0,975±0,025                            |
| GX339-4 (V821Aql) ***           | —                        | 1,7557(4)                              | ~ 6,5              | —  | —          | ~ 15          | 9±2                  | 0,6±0,4           | —                                      |
| XTE J1550-564 ***               | G8IV – K4III             | 1,5435(5)                              | 6,86±0,71          | 90±10 ****                                   | 72±5       | > 12          | 9,6±1,2              | 0,5±0,2           | 0,34±0,24                              |
| XTE J1859 + 226 ***             | ~G5                      | 0,382(3)                               | 7,4±1,1            | —  | —          | —             | 9,8±2,2              | ~ 1               | —                                      |
| XTE J1650-500 ***               | K4V ****                 | 0,3205(7)                              | 2,73±0,56          | —  | > 50       | ~ 10 ****     | ≤ 7,3<br>(4,0 – 7,3) | ~(0,4 – 0,7) **** | —                                      |
| GS1354-64 *** (BWCir)           | G(0-5)III                | 2,54451(8)                             | 5,73±0,29          | 69±8   | ≤ 79       | 8,3±3         | ≥ 7,6                | ~ 1 ****          | —                                      |

\*  $P_{\text{orb}}$  — орбитальный период системы,  $f_v(m)$  — функция масс,  $v_{\text{rot}}$  — скорость вращения,  $i$  — угол наклона плоскости обреты системы к картинной плоскости,  $m_X$  — масса чёрной дыры,  $m_v$  — масса оптической звезды,  $a_*$  — безразмерный параметр вращения чёрной дыры,  $a_* = cJ/(GM^2)$ .

\*\* Стационарная.

\*\*\* Транзиентная.

\*\*\*\* Значения параметров, которые нуждаются в подтверждении дальнейшими исследованиями. Ссылки на оригинальные работы приведены в монографии [15].

является ни радиопульсаром, ни рентгеновским пульсаром, ни рентгеновским барстером I типа. Все они показывают лишь иррегулярную или квазипериодическую (но не строго периодическую) переменность рентгеновского излучения на временах вплоть до  $\sim 10^{-3}$  с. В модели, учитывающей колебания внутренних частей аккреционного диска или орбитальное движение горячих пятен во внутренних частях диска, удаётся показать [25], что столь быстрая рентгеновская переменность кандидатов в чёрные дыры обусловлена их очень малыми размерами, которые не превышают нескольких гравитационных радиусов.

Отметим, что помимо описанных ярких различий в наблюдательных проявлениях нейтронных звёзд и кандидатов в чёрные дыры имеются и более тонкие различия, связанные с формой и характером изменения во времени спектров их рентгеновского излучения (см., например, [26]). Эти тонкие различия также свидетельствуют о том, что нейтронные звёзды обладают наблюдаемыми поверхностями, а кандидаты в чёрные дыры ими не обладают (!).

Таким образом, по мере накопления сведений о массах релятивистских объектов постепенно выявляется замечательный результат: нейтронные звёзды и кандидаты в чёрные дыры различаются не только по массам, но и по своим наблюдательным проявлениям, в полном количественном согласии с ОТО. В случае масс, близких к теоретически предсказанному значению  $3M_{\odot}$  (абсолютный верхний предел массы нейтронной звёзды, согласно ОТО), наблюдается разрыв в наблюдательных проявлениях релятивистских объектов. У компактных объектов с массами более  $3M_{\odot}$  не наблюдается, в полном согласии с ОТО, признаков поверхностей, а в тех случаях, когда такие признаки поверхности есть, масса объектов всегда оказывается не превышающей  $3M_{\odot}$ .

Таким образом, все необходимые условия, накладываемые ОТО на наблюдательные проявления аккрецирующих чёрных дыр, выполняются. К сожалению, мы до сих пор не имеем достаточных критериев для отбора реальных чёрных дыр из найденных кандидатов. Дело в том, что некоторые нейтронные звёзды, так же как и чёрные дыры, могут не проявлять признаков наблюдаемой поверхности. Например, феномен рентгеновского пульсара может не наблюдаться из-за соосности магнитного диполя нейтронной звезды и её вращения. В этом случае тяжёлую нейтронную звезду можно ошибочно принять за чёрную дыру. Поэтому, учитывая описанные выше почти фантастические свойства чёрных дыр, мы, соблюдая осторожность, должны заключить, что если ОТО верна в случае экстремально сильных гравитационных полей, то чёрные дыры, безусловно, открыты. Но если мы хотим проверять ОТО в экстремально сильных гравитационных полях, то необходимо прямыми наблюдениями убедиться в отсутствии у кандидатов в чёрные дыры наблюдаемых поверхностей, а также в наличии у них горизонтов событий и эргосфер.

В связи с этим автор настоящего обзора иногда слышит упреки в излишней осторожности и консерватизме. Однако опыт применения ОТО к описанию Вселенной на больших масштабах оправдывает нашу осторожность. Действительно, до 1998 г. мы были уверены в том, что ОТО без  $\Lambda$ -члена правильно описывает структуру и динамику Вселенной на больших масштабах. Однако после

1998 г. было сделано неожиданное открытие, удостоенное в 2011 г. Нобелевской премии. Оказалось, что Вселенная расширяется с ускорением и для её описания на больших масштабах требуется либо ввести в ОТО аналог  $\Lambda$ -члена (новый вид материи, называемый тёмной энергией), либо обобщить ОТО, введя, например, так называемую  $F(R)$ -гравитацию, в последнем случае гравитация отождествляется уже не с кривизной пространства-времени, а с некоторой функцией этой кривизны. Возникает вопрос: если с такими неожиданностями при применении ОТО мы столкнулись, идя в "макромир", то где гарантия того, что, стремясь проникнуть в "микромир", мы не встретимся с новыми неожиданностями? Поэтому в выводах об открытии чёрных дыр мы пока действительно должны соблюдать осторожность. Необходимо подождать результатов эксперимента "Радиоастрон", который обеспечивает реальную возможность получения окончательного доказательства существования чёрных дыр в ядрах ближайших галактик.

В последнее время в связи с введением в строй новых крупных, 8–10-метровых, оптических телескопов началось изучение рентгеновских двойных систем, находящихся в других галактиках [27, 28], что может привести к значительному росту числа измеренных масс нейтронных звёзд и чёрных дыр. Это улучшит статистическую значимость выводов о различии в наблюдательных проявлениях этих двух классов релятивистских объектов.

Новые результаты получены в последние годы в исследованиях вращения звёздных чёрных дыр. Как мы отмечали в обзоре [4], возможность определения углового момента чёрной дыры связана с тем, что если чёрная дыра вращается в том же направлении, что и аккреционный диск, то внутренний край диска подходит к ней значительно ближе, чем в случае невращающейся чёрной дыры, поскольку радиус горизонта событий у вращающейся чёрной дыры меньше. Поэтому при аккреции гравитационное энерговыделение, а следовательно, светимость и температура тепловой компоненты рентгеновского излучения у вращающихся чёрных дыр должны быть больше, чем у невращающихся. Это отмечалось ещё в классической работе И.Д. Новикова и К.С. Торна [11], которые построили теорию дисковой аккреции вещества с учётом эффектов ОТО.

В обзоре [13] описано несколько методов определения углового момента чёрных дыр, включая поляризационные наблюдения в рентгеновском диапазоне аккрецирующих чёрных дыр. Если масса чёрной дыры известна с достаточно высокой точностью, то метод, основанный на описании рентгеновского спектра аккрецирующей чёрной дыры с помощью модели релятивистского тонкого аккреционного диска, развитой Новиковым и Торном [11], является наиболее доступным и весьма надёжным.

К настоящему времени угловые моменты вращения определены для девяти звёздных чёрных дыр (см. табл. 1). Из них пять чёрных дыр находятся в маломассивных транзиентных рентгеновских двойных системах — рентгеновских новых (A0620-00, XTE J1550-564, GRO J1655-40, GRS 1915+105, 4U1543-47) [12] — и четыре чёрные дыры являются компонентами массивных квазистационарных рентгеновских двойных систем: LMCX-3 [29], M33 X-7 [30, 31], LMCX-1 [32], Cyg X-1 [33]. Измеренная величина безразмерного параметра углового момента

для этих девяти чёрных дыр лежит в пределах

$$a_* = \frac{cJ}{GM^2} = 0,98 \text{ (система GRS1915+105) - } \\ - 0,12 \text{ (система A0620-00).}$$

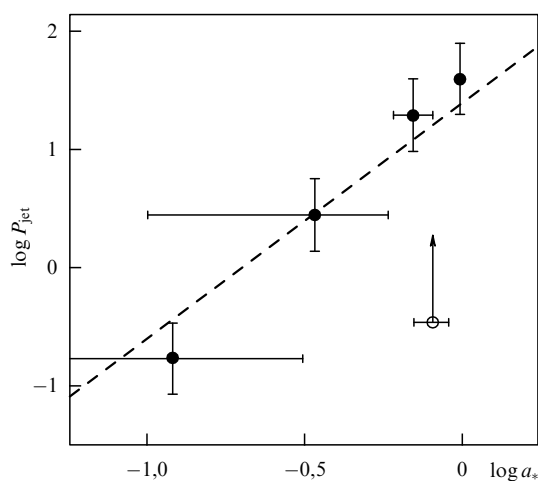
Здесь  $J$  — угловой момент чёрной дыры,  $M$  — её масса,  $G$  — постоянная тяготения.

Замечательный результат недавно получен в работе Р. Нарайяна и Дж. Мак-Клинтока [34]. Ими найдена корреляция между радиопотоками от коллимированных выбросов — джетов от чёрных дыр —  $P_{\text{jet}}$  с величиной безразмерного параметра  $a_*$ , характеризующего угловой момент вращения чёрной дыры (рис. 5):

$$P_{\text{jet}} \sim a_*^2.$$

Это первое наблюдательное указание на то, что релятивистские джеты от аккрецирующих звёздных чёрных дыр могут формироваться посредством переработки энергии вращения чёрной дыры в энергию регулярного поступательного движения вещества коллимированных релятивистских джетов, когда скорости истечения близки к скорости света ("работает" известный механизм Блэнфорда — Знаека [35]).

Большое значение безразмерного параметра  $a_*$  для некоторых чёрных дыр (например, для чёрной дыры массой  $14M_{\odot}$  в рентгеновской двойной системе GRS 1915+105  $a_* = 0,98$ ) свидетельствует о том, что эти объекты не могут быть тяжёлыми нейтронными звёздами, поскольку при столь быстром осевом вращении они были бы разорваны центробежными силами. Следует, однако, иметь в виду, что величины  $a_*$  получены с использованием формул ОТО [11], в связи с чем этот вывод модельно-зависим. Релятивистские коллимированные джеты наблюдаются во многих рентгеновских двойных системах (см., например, обзор [4]). Такие рентгеновские двойные называются микрокварами. Исследования микрокваров представляют особый интерес, поскольку в них происходят процессы, которые в миниатюре



**Рис. 5.** Зависимость мощности релятивистских выбросов (джетов)  $P_{\text{jet}}$  от аккрецирующих звёздных чёрных дыр, оценённой по наблюдаемым радиопотокам, от безразмерного параметра  $a_*$ , характеризующего угловой момент вращения чёрной дыры (из работы [34]). Штриховая линия соответствует теоретической зависимости  $P_{\text{jet}} \sim a_*^2$ , которая следует из работы [35]).

воспроизводят физические процессы в квазарах — очень активных ядрах галактик, а также в ядрах ряда других галактик. В ядрах галактик часто наблюдаются релятивистские коллимированные джеты. Поскольку характерные времена нестационарных процессов в микрокварах сравнительно малы (от нескольких секунд до нескольких месяцев), эти процессы легко наблюдать и исследовать. Затем результаты этих исследований можно использовать при изучении квазаров и ядер галактик, для которых характерные времена нестационарности велики, и потому указанные объекты мы видим как бы в застывшем виде.

#### 4. Сверхмассивные чёрные дыры в ядрах галактик

Первые оценки масс сверхмассивных чёрных дыр в очень активных ядрах галактик — квазарах — были выполнены ещё в 1964 г. в пионерской работе Я.Б. Зельдовича и И.Д. Новикова [36] при разумном предположении о том, что светимости квазаров близки к критической эддингтоновской светимости.

В настоящее время массы сверхмассивных чёрных дыр в ядрах галактик определяются при предположении, что движение "пробных тел" (газовых дисков, газовых облаков, отдельных звёзд вблизи чёрной дыры) управляется гравитационным полем центральной чёрной дыры. Тогда, используя закон тяготения Ньютона и приравняв силу тяготения центростремительной силе, можно получить выражение для массы центральной сверхмассивной чёрной дыры:

$$M_{\text{ВН}} = \frac{\eta v^2 r}{G}, \quad (2)$$

где  $v$  — скорость пробного тела,  $r$  — его расстояние от центральной чёрной дыры,  $\eta = 1-3$  — коэффициент, учитывающий характер движения пробных тел вокруг центральной чёрной дыры (для круговых движений  $\eta = 1$ ). Масса пробного тела сокращается ввиду принципа эквивалентности — равенства инертной и тяготеющей масс. Поэтому для нахождения массы чёрной дыры достаточно знать  $v$  и  $r$ .

Существуют два наиболее надёжных метода определения масс сверхмассивных чёрных дыр в центрах галактик: метод разрешённой кинематики и метод эхокартирования.

Метод разрешённой кинематики, основанный на непосредственных наблюдениях движения пробных тел [37], применяется для наиболее близких галактик, для которых угловое разрешение телескопа позволяет "увидеть" пробные тела, находящиеся в ядре галактики, и непосредственно измерить их скорости и расстояния от центральной чёрной дыры. С помощью метода разрешённой кинематики определена масса чёрной дыры в центре нашей Галактики [3]. С использованием радиоинтерферометров со сверхдлинной базой методом разрешённой кинематики удалось надёжно измерить массу сверхмассивной чёрной дыры в центре галактики NGC 4257:  $M_{\text{ВН}} = 3,9 \times 10^7 M_{\odot}$  [38]. (Более подробно результаты определений масс сверхмассивных чёрных дыр методом разрешённой кинематики представлены в обзоре [37] (см. также [4]).)

К сожалению, для большинства удалённых галактик угловое разрешение телескопов не позволяет увидеть

отдельные пробные тела; в этих случаях для определения масс сверхмассивных чёрных дыр в активных ядрах галактик применяется метод эхокартирования. В данном методе скорости и расстояния пробных тел определяются опосредованно. Скорость  $v$  оценивается по доплеровской ширине линий излучения, формирующихся в газовых облаках, которые движутся вокруг центральной чёрной дыры. Эти линии в спектре ядра галактики уширены вследствие эффекта Доплера, поэтому их полуширина характеризует среднюю скорость движения пробных тел — газовых облаков, излучающих в частотах эмиссионной линии. Характерное расстояние  $r$  газовых облаков от центральной чёрной дыры определяется по времени запаздывания переменности линий излучения относительно переменности непрерывного спектра (континуума) ядра галактики, который излучается в центральных частях ядра. Эффект запаздывания переменности линий излучения относительно переменности континуума в спектрах активных ядер галактик был открыт [39] в 1970–1972 гг. Оказалось, что хотя из-за нестационарных процессов в ядре галактики и линии, и континуум изменяются хаотически, между их изменениями наблюдается корреляция: изменения интенсивностей линий повторяют изменения интенсивности континуума, но с запаздыванием на время  $\Delta t$ , которое для разных галактик составляет от недели до нескольких месяцев (рис. 6). Поскольку из-за сравнительно высокой плотности газа в облаках время тепловой релаксации газа мало, как

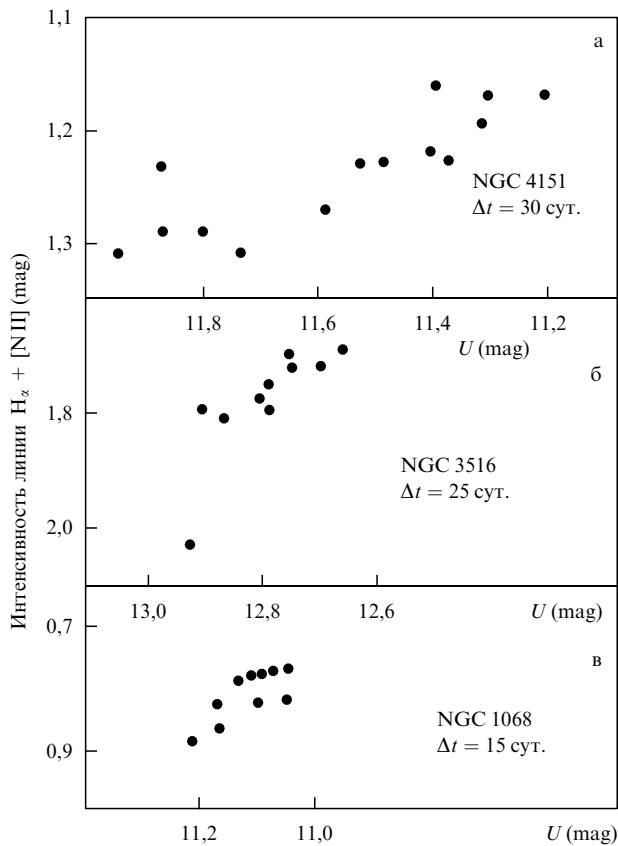


Рис. 6. Корреляция между интенсивностями эмиссионной линии  $H_{\alpha} + [NII]$  и непрерывного спектра в ядрах сейфертовских галактик NGC 4151 (а), NGC 3516 (б), NGC 1068 (в) при учёте времени запаздывания  $\Delta t$  переменности линии относительно континуума.  $U$  (mag) — звёздная величина объекта в фильтре  $U$  (ультрафиолетовый диапазон). (Из работы [39].)

отмечено в работе [39], величина  $\Delta t$  — это время пролёта квантов жёсткого излучения, формирующихся в процессе аккреции вблизи центрального компактного объекта, до газовых облаков — пробных тел, излучающих в частотах линий. Тогда характерное расстояние от пробных тел до центральной сверхмассивной чёрной дыры может быть оценено как  $r \simeq c\Delta t$ . По известным характеристикам скорости  $v$  и расстоянию  $r$  можно оценить массу чёрной дыры по формуле (2). Начиная с работ [40–42] использование метода эхокартирования для определения масс сверхмассивных чёрных дыр в активных ядрах галактик получило широкое распространение [37].

Существуют также косвенные, менее надёжные, методы оценки масс сверхмассивных чёрных дыр, например: по ширинам и абсолютным интенсивностям линий излучения в спектре активного ядра галактики [43]; по эмпирической зависимости между массой чёрной дыры и дисперсией скоростей звёзд в центральных частях галактики; по частоте, соответствующей излому в спектре мощности иррегулярной переменности рентгеновского излучения галактического ядра и т.п. Такие методы позволяют быстро оценивать массы большого числа сверхмассивных чёрных дыр, что важно для статистических исследований. Как правило, результаты, полученные этими методами, калибруются по значениям масс сверхмассивных чёрных дыр, измеренных наиболее надёжными методами разрешённой кинематики и эхокартирования. Следует особо отметить, что первые оценки масс сверхмассивных чёрных дыр в ядрах активных галактик с использованием спектроскопической информации о ширинах эмиссионных линий и их абсолютных интенсивностях были выполнены ещё в 1982–1984 гг. Э.А. Дибеем [43], который для оценки характерных размеров области формирования эмиссионных линий использовал фотоионизационную модель активного ядра галактики. Полученные Э.А. Дибеем оценки масс сверхмассивных чёрных дыр неплохо согласуются с современными оценками, найденными методом эхокартирования.

К настоящему времени методами разрешённой кинематики и эхокартирования измерены массы нескольких сотен сверхмассивных чёрных дыр в ядрах галактик, которые лежат в пределах  $(10^6 - 10^{10}) M_{\odot}$ . Наиболее надёжные значения масс сверхмассивных чёрных дыр в 44 эллиптических галактиках и в 41 спиральной галактике, определённые методом разрешённой кинематики, приведены в недавнем обзоре Корменди и Ху [37]. Эти значения находятся в диапазоне от  $(0,94 - 1,34) \times 10^6 M_{\odot}$  до  $(0,49 - 3,66) \times 10^{10} M_{\odot}$  (значения в скобках характеризуют ошибку определения массы). Надёжные значения масс сверхмассивных чёрных дыр и центральных звёздных скоплений для 82 галактик с известными скоростями вращения (т.е. с известными полными массами, включая массу тёмной материи) приведены в недавней работе Засова и Черепашука [44].

Применение косвенных методов позволило оценить массы многих тысяч сверхмассивных чёрных дыр в ядрах галактик. Например, с использованием данных специального спектродетекторского обзора неба SDSS (Sloan Digital Sky Survey) косвенными методами удалось оценить массы сверхмассивных чёрных дыр в центрах около 60 тыс. квазаров (очень активных галактических ядер) и построить статистическую зависимость масс сверхмассивных чёрных дыр от красного смещения в

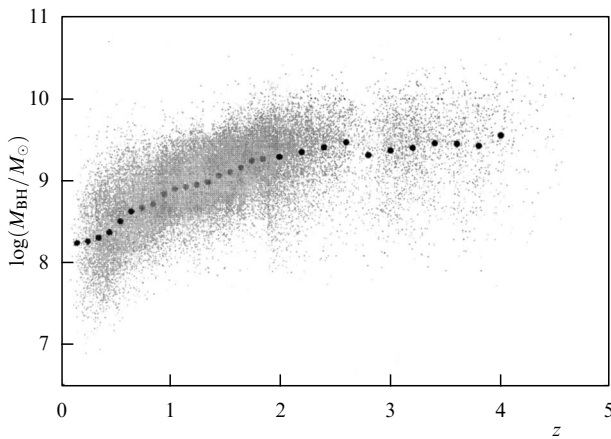


Рис. 7. Зависимость масс 60 тыс. сверхмассивных чёрных дыр в ядрах квазаров от красного смещения. (Из работы [45].)

диапазоне  $z = 0,1-4,5$  [45] (рис. 7). Выяснилось, что в среднем намечается эффект возрастания масс сверхмассивных чёрных дыр с увеличением красного смещения (т.е. с уменьшением собственного возраста квазара). Если данный эффект не сильно отягощён наблюдательной селекцией, то его трудно объяснить в рамках модели наращивания массы сверхмассивной чёрной дыры за счёт аккреции вещества ядерной области квазара. Но особенно трудно объяснить тот факт, что открыто уже свыше десяти квазаров с огромным красным смещением,  $z > 6$ , собственный возраст которых составляет менее 1 млрд лет [46]. Как могли сформироваться столь массивные ( $M_{\text{BH}} = (10^8 - 10^9) M_{\odot}$ ) чёрные дыры за время менее 1 млрд лет? Этот важный наблюдательный факт ставит серьёзную проблему перед теоретиками.

Недавно в работе [47] был выполнен тщательный учёт эффектов наблюдательной селекции и проведено исправление, учитывающее неполноту данных для 9886 квазаров в диапазоне красных смещений  $1 < z < 4,5$ . Авторы [47] подчёркивают, что такая коррекция необходима ввиду того, что спектрофотометрический обзор SDSS при  $z > 1$  является сильно неполным для относительно маломассивных чёрных дыр ( $M_{\text{BH}} \leq 10^9 M_{\odot}$ ). На основе скорректированных на эффект неполноты наблюдательных данных о 9886 квазарах авторы [47] построили функцию распределения сверхмассивных чёрных дыр по массам (функцию масс чёрных дыр) в зависимости от красного смещения  $z$  в диапазоне  $1 < z < 4,5$ . Оказалось, что найденная таким образом функция масс чёрных дыр при увеличении  $z$  смещается в среднем в сторону больших масс.

Сравнение наблюдаемой функции масс чёрных дыр, найденной в [47], с теоретическими моделями роста сверхмассивных чёрных дыр в ядрах галактик выполнено в работе [48]. Авторы [48] использовали модель роста сверхмассивной чёрной дыры, основанную на идее иерархической структуры формирования, при которой рост сверхмассивной чёрной дыры обусловлен слиянием чёрных дыр меньших масс и аккрецией окружающего газа при фиксированном темпе аккреции, не превышающем темпа аккреции, соответствующего критической эддингтоновской светимости. При этом использовались два типа так называемых зародышей сверхмассивной чёрной дыры: маломассивный зародыш (чёрная дыра с

массой в несколько сотен солнечных масс, образовавшаяся при коллапсе ядра водородно-гелиевой звезды населения III, первого поколения) и массивный зародыш ( $M = (10^5 - 10^6) M_{\odot}$ ) — чёрная дыра, образовавшаяся в результате прямого (монолитного) коллапса предгалактического водородно-гелиевого диска с незначительным обилием металлов. Модели таких массивных зародышей описаны, например, в работе [49]. Сравнение теоретических результатов [48] с данными наблюдений [47] привело авторов [48] к выводу о том, что модель с маломассивным зародышем (остаток звезды населения III) не позволяет удовлетворительно описать наблюдаемую функцию масс чёрных дыр для  $M_{\text{BH}} > 10^9 M_{\odot}$  в диапазоне  $1 < z < 4,5$ . В то же время модель с массивным зародышем позволяет удовлетворительно описать наблюдаемую функцию масс чёрных дыр для  $M_{\text{BH}} > 10^9 M_{\odot}$  в случае  $z > 2$  и потому является предпочтительной.

В последние годы в результате анализа профилей рентгеновских  $K_{\alpha}$ -линий железа в спектрах ядер галактик удалось оценить [50–55] значения безразмерного параметра углового момента вращения для ряда сверхмассивных чёрных дыр  $a_* = cJ/(GM_{\text{BH}}^2)$ . Эти значения, в соответствии с теоретическими предсказаниями [56], не превышают критической величины  $a_* = 0,998$ . Другой независимый метод оценки параметра  $a_*$  основан на определении значения потока кинетической энергии джета от сверхмассивной чёрной дыры [57]. Для таких оценок должна быть известна величина магнитного поля на последней устойчивой орбите в аккреционном диске [58] либо на горизонте событий сверхмассивной чёрной дыры [35]. В работах группы Ю.Н. Гнедина [59–61] развит метод определения магнитных полей вблизи сверхмассивных чёрных дыр, основанный на использовании спектрополяриметрических наблюдений ядер галактик и учёте эффекта фарадеевского поворота плоскости поляризации на длине свободного пробега в процессе рассеяния фотонов на электронах плазмы аккреционного диска. С использованием спектрополяриметрических наблюдений активных галактических ядер, выполненных на 6-метровом БТА (Большой телескоп азимутальный) Специальной астрофизической обсерватории (САО) РАН [62] получены оценки параметра  $a_*$  для полутора десятков сверхмассивных чёрных дыр [63, 64]. Найденные значения лежат в диапазоне от  $a_* = 0,920-0,998$  до  $a_* = 0,550-0,650$  (разброс характеризует ошибку определения) и не превышают теоретического верхнего предела  $a_* = 0,998$ .

Ограничения на радиусы сверхмассивных чёрных дыр следуют из наблюдений быстрой переменности оптического, инфракрасного и рентгеновского излучения ядер некоторых галактик на временах менее нескольких десятков минут, что позволяет ограничить радиусы чёрных дыр:  $r < 20r_g$  (см., например, обзор [4]). Сильные, но, к сожалению, модельно-зависимые ограничения на радиусы чёрных дыр получаются из анализа широкой компоненты профиля рентгеновской линии железа  $K_{\alpha}$  на энергии 6,4 кэВ. Ширина этой асимметричной компоненты достигает  $\sim 10^5 \text{ км с}^{-1}$  в шкале скоростей. Из анализа этой компоненты в случае активного ядра галактики MCG 6-30-15 следует [65], что внутренний край аккреционного диска в данном случае расположен на расстоянии менее  $3r_g$  от центральной сверхмассивной чёрной дыры. Это может служить указанием на то, что чёрная дыра вращается.

Прямые измерения радиуса чёрной дыры в центре нашей Галактики выполняются в последние годы с помощью методов наземной межконтинентальной радиоинтерферометрии на коротких волнах ( $\approx 1,3$  мм) с угловым разрешением, лучшим, чем  $10^{-4}$  с дуги [66]. В работе [66] прямыми наблюдениями центра Галактики показано, что размеры светящейся окрестности сверхмассивной чёрной дыры массой  $4 \times 10^6 M_\odot$  меньше размеров её тёмной "тени". По-видимому, авторы [66] наблюдали излучение от приближающейся к наблюдателю внутренней части вращающегося аккреционного диска, яркость которой усилена вследствие релятивистских эффектов. Не исключено также и то, что в данном случае наблюдалось излучение от основания релятивистского джета, формирующегося вблизи чёрной дыры. В обоих случаях из наблюдений [66] следует, что линейный размер сверхмассивной чёрной дыры в центре Галактики близок к её гравитационному радиусу. Для окончательного доказательства того, что сверхмассивный компактный объект в центре Галактики действительно является чёрной дырой, авторы [66] планируют проведение наблюдений со сверхдлинной базой на более коротких волнах ( $\lambda < 1$  мм) и с большим числом приёмных антенн. Если при этом удастся преодолеть трудности, связанные с реализацией межконтинентальной радиоинтерферометрии на очень коротких волнах, то такие наблюдения центра Галактики позволят увеличить угловое разрешение и отношение "сигнал-шум". В итоге авторы [66] надеются получить изображение тёмной "тени" от центральной сверхмассивной чёрной дыры и тем самым окончательно доказать, что этот объект — реальная чёрная дыра.

В связи с этим большие возможности предоставляет космический радиоинтерферометр "Радиоастрон", угловое разрешение которого на длине волны  $\lambda = 1,3$  см лучше, чем  $10^{-5}$  с дуги.

К сожалению, длина волны  $\lambda = 1,3$  см — самая короткая из тех, на которых работает "Радиоастрон", а для того чтобы пробиться к горизонту событий сверхмассивной чёрной дыры в центре Галактики, нужны наблюдения на более коротких волнах,  $\lambda < 1$  мм (при более длинных волнах рассеяние радиоволн на неоднородностях плазмы в ядре Галактики не позволяет "увидеть" ближайшие окрестности центральной сверхмассивной чёрной дыры [66]). Однако в случае галактики М87, в центре которой находится чёрная дыра с массой  $(3-6) \times 10^9 M_\odot$  [67, 68], плотность плазмы в галактическом ядре должна быть существенно ниже, чем в ядре нашей Галактики, а сама галактика М87 видна под большим углом к лучу зрения. Поэтому в данном случае можно надеяться, что с помощью "Радиоастрона" даже на длине волны  $\lambda = 1,3$  см удастся "увидеть" тень центральной сверхмассивной чёрной дыры. Особенно перспективным для подобных экспериментов представляется проект космического радиоинтерферометра "Миллиметрон", разрабатываемый под руководством Н.С. Кардашёва. Этот интерферометр будет работать на очень коротких волнах ( $\lambda < 1$  мм) с огромным угловым разрешением (до  $10^{-9}$  с дуги), что принципиально важно для исследования сверхмассивных чёрных дыр в ядрах многих галактик.

Таким образом, в ядрах нескольких сотен галактик к настоящему времени открыты сверхмассивные ( $M_{\text{ВН}} = (10^6 - 10^{10}) M_\odot$ ) и очень компактные (радиусы не пре-

вышают нескольких гравитационных радиусов) объекты. По всем признакам это, скорее всего, чёрные дыры.

## 5. Демография звёздных и сверхмассивных чёрных дыр

Большое число открытых кандидатов в чёрные дыры позволяет развивать новую область астрофизики — демографию чёрных дыр.

Демография чёрных дыр изучает рождение, рост чёрных дыр и их эволюционную связь с другими объектами Вселенной: звёздами, галактиками и т.п.

В последние годы было установлено близкое подобие наблюдательных проявлений рентгеновских двойных систем с чёрными дырами и ядер галактик [69]. В частности, для сверхмассивных и звёздных чёрных дыр была открыта статистическая зависимость, называемая фундаментальной плоскостью [70]:

$$\lg L_R = (0,60_{-0,11}^{+0,11}) \lg L_X + (0,78_{-0,09}^{+0,11}) \lg M_{\text{ВН}} + 7,33_{-4,07}^{+4,05}, \quad (3)$$

где  $L_R$  — наблюдаемая радиосветимость (обусловленная в основном радиоизлучением релятивистского джета),  $L_X$  — рентгеновская светимость (светимость аккреционного диска и основания джета),  $M_{\text{ВН}}$  — масса чёрной дыры (как сверхмассивной, так и звёздной).

Выявлено также, что переменность активных галактических ядер, содержащих аккрецирующие сверхмассивные чёрные дыры, подобна переменности аккрецирующих звёздных чёрных дыр в рентгеновских двойных системах, если время этой переменности нормировать в зависимости от массы чёрной дыры [69]. Известно, что рентгеновская переменность активных галактических ядер и чёрных дыр в двойных системах может быть описана плотностью спектра мощности переменности  $P(\nu)$ , где  $\nu$  — частота,  $1/\nu$  — характерное время переменности. Функция  $P(\nu)$  на больших характерных временах может быть описана степенным законом:  $P(\nu) \sim \nu^{-\alpha}$ , где  $\alpha \approx 1$ . Этот степенной спектр испытывает излом на меньших характерных временах, принимая вид  $P(\nu) \sim \nu^{-\alpha}$ , где  $\alpha \geq 2$ . Соответствующая частота излома спектра обозначается как  $\nu_B$ , а характерное время излома спектра — как  $T_B = 1/\nu_B$ . Тогда, если  $T_B$  и  $L_{\text{bol}}$  (светимость, характеризующая темп аккреции) определены из наблюдений, масса чёрной дыры  $M_{\text{ВН}}$  может быть оценена из соотношения

$$\lg T_B = 2,1 \lg M_{\text{ВН}} - 0,981 \lg L_{\text{bol}} - 2,32. \quad (4)$$

Подчёркнём, что эта статистическая зависимость справедлива как для звёздных, так и для сверхмассивных чёрных дыр. Чёрные дыры в двойных системах, находящиеся в режиме аккреции, показывают аperiodическую переменность рентгеновского излучения на временах от нескольких суток до  $10^{-2} - 10^{-3}$  с. Подобная переменность наблюдается и в излучении аккрецирующих сверхмассивных чёрных дыр, но на гораздо более длительных временах — от нескольких лет до нескольких месяцев и недель.

В рентгеновских двойных системах с чёрными дырами наблюдаются, помимо иррегулярной переменности, два типа квазипериодических (но не строго периодических) осцилляций рентгеновского потока (QPO —

Quasi-Periodic Oscillation): низкочастотные QPO (LFQPO — Low-Frequency QPO) с характерными частотами 0,1–30 Гц и высокочастотные QPO (HFQPO — High-Frequency QPO), частоты которых лежат в области 40–450 Гц (см., например, [12, 13]). Низкочастотные QPO могут наблюдаться в течение нескольких дней и даже месяцев. Например, у системы с чёрной дырой GRS 1915+105 LFQPO с частотами 2,0–4,5 Гц наблюдались в течение шести месяцев в 1996–1997 гг. Кроме того, у этой системы наблюдались HFQPO с частотами 41 и 67 Гц, а также с частотами 113 и 168 Гц. Попытки связать LFQPO с геометрическими и физическими характеристиками аккрецирующей плазмы встречаются с трудностями, вследствие того что LFQPO-частоты много меньше частот, соответствующих орбитам во внутренних частях аккреционного диска (а именно там формируется рентгеновское излучение). Например, для чёрной дыры массой  $10M_{\odot}$  орбитальная частота 3 Гц соответствует радиусу орбиты в аккреционном диске около  $100r_g$ , в то время как предполагаемый радиус области максимального энерговыделения в диске в рентгеновском диапазоне находится в пределах  $(1–10)r_g$ , в зависимости от параметра вращения чёрной дыры. Многочисленные модели LFQPO трактуют этот феномен в рамках различных механизмов осцилляций аккреционного диска или его структур (см., например, [71]).

Высокочастотные QPO имеют прямое отношение к процессам, происходящим вблизи радиуса последней устойчивой орбиты вокруг чёрной дыры, вследствие того что орбитальная частота на последней устойчивой орбите, согласно [13], равна  $220 (M/(10M_{\odot}))^{-1}$  Гц для шварцшильдовской чёрной дыры и  $1615 (M/(10M_{\odot}))^{-1}$  Гц для Керр-чёрной дыры. Примечательно, что в ряде случаев HFQPO появляются парами с частотами в отношении 3:2. Примеры таких рентгеновских двойных систем с чёрными дырами: GRO J1655-40 (300, 450 Гц), XTE J1550-564 (184, 276 Гц), GRS 1915+105 (113, 168 Гц), H1743-322 (165, 241 Гц). В системе GRS 1915+105 наблюдается вторая пара HFQPO (41, 67 Гц), частоты которых не находятся в отношении 3:2.

Соотношение 3:2 в HFQPO можно рассматривать как свидетельство того, что эти QPO обусловлены некоторыми резонансными явлениями в осцилляциях самых внутренних частей аккреционного диска вокруг чёрной дыры, описываемыми в рамках ОТО (см., например, [72–74]). Как указано в работе [12], намечается эмпирическая связь между частотой HFQPO и массой чёрной дыры в рентгеновской двойной системе:

$$f_0 \approx 931 \left( \frac{M_{\text{ВН}}}{M_{\odot}} \right)^{-1} \text{ Гц},$$

где  $f_0$  — фундаментальная частота пары частот, так что наблюдаемые частоты равны  $2f_0$  и  $3f_0$ .

Квазипериодические осцилляции недавно были открыты и в рентгеновском излучении от аккрецирующих сверхмассивных чёрных дыр в ядрах некоторых галактик. Например, в активном ядре галактики RE J1034+396 обнаружены QPO с характерным периодом около 1 ч [75]. При массе центральной чёрной дыры  $\sim 10^7 M_{\odot}$  этот квазипериод соответствует радиусу орбиты  $\sim 3r_g$ , что даёт реальную оценку сверху размеров этого очень массивного и компактного объекта, которая служит подтверждением применимости для него модели чёрной дыры.

Интересные результаты получены при изучении распределения звёздных чёрных дыр по массам.

Как оказалось, нет зависимости масс релятивистских объектов от масс их спутников в двойных системах [4]. И нейтронные звёзды, и чёрные дыры встречаются в двойных системах, имеющих спутники как с большими, так и с малыми массами. Также отсутствует зависимость между массой чёрной дыры в двойной системе и массой спутника. В этом смысле тесные двойные системы с нейтронными звёздами и чёрными дырами подобны классическим тесным двойным системам, в которых, как неоднократно подчёркивалось Д.Я. Мартыновым, встречаются любые комбинации компонентов [76].

Необычным оказалось и распределение масс нейтронных звёзд и чёрных дыр [77, 78] (рис. 8). Число изученных чёрных дыр звёздных масс не возрастает с уменьшением

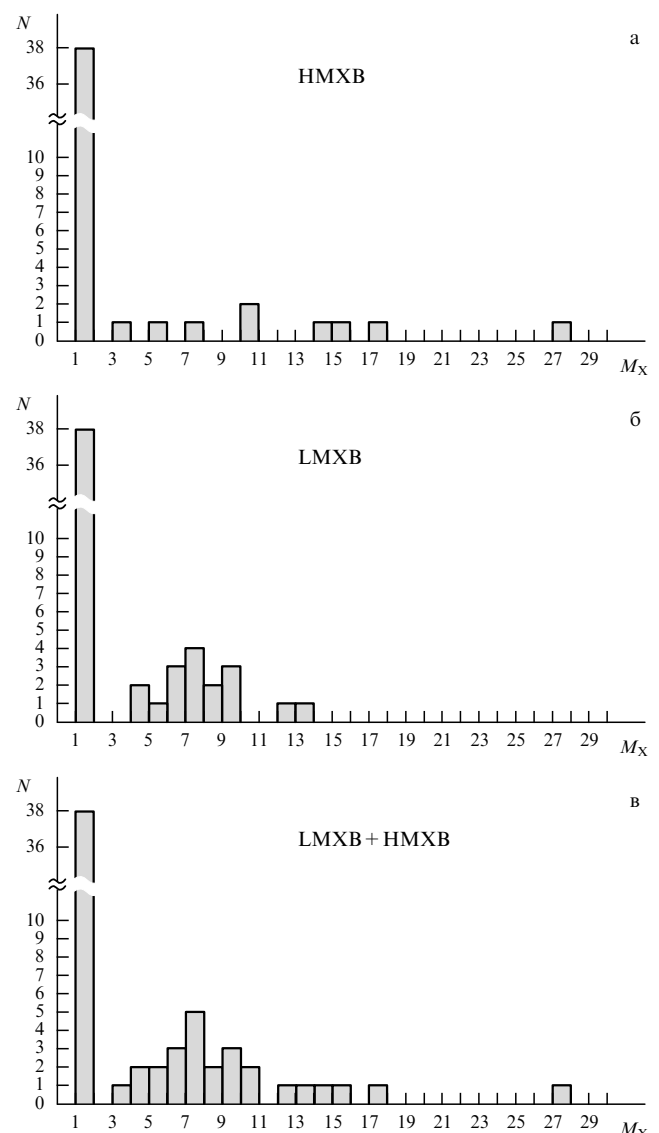


Рис. 8. Распределение масс нейтронных звёзд и чёрных дыр: (а) в массивных рентгеновских двойных системах (High-Mass X-ray Binary — HMXB) со спутниками — оптическими O–B- и WR-звёздами; (б) в маломассивных рентгеновских двойных системах (Low-Mass X-ray Binary — LMXB). (в) Суммарное распределение масс чёрных дыр и нейтронных звёзд (в массивных и маломассивных рентгеновских двойных системах). Высокий пик в левой части рис. а — в соответствии нейтронным звёздам.

их массы. Это удивительно, поскольку распределение масс звёзд в Галактике (наиболее массивные из которых являются производителями релятивистских объектов) таково, что численность звёзд очень сильно (как  $M^{-5}$ ) возрастает с уменьшением массы звезды. Поскольку звёздные чёрные дыры образуются при коллапсах железных ядер массивных ( $M > 30M_{\odot}$ ) звёзд, казалось бы, число звёздных чёрных дыр должно резко возрастать в сторону меньших масс, но этого не наблюдается (см. рис. 8). Можно показать [4, 79], что этот необычный факт не связан с эффектами наблюдательной селекции (такими как разрыв звёздной пары при взрыве сверхновой, потеря массы в виде ветра массивной звездой — производителем релятивистского объекта и т.п.). Кроме того, намечается провал в распределении масс нейтронных звёзд и чёрных дыр в диапазоне масс от  $2M_{\odot}$  до  $4M_{\odot}$ . В этом интервале масс число открытых нейтронных звёзд и чёрных дыр близко к нулю. Если вывод о наличии провала в распределении масс нейтронных звёзд и чёрных дыр в интервале  $(2-4)M_{\odot}$  подтвердится дальнейшими наблюдениями, то он потребует серьёзной теоретической интерпретации.

В связи с этим стоит упомянуть об одной интересной возможности объяснения необычного распределения звёздных чёрных дыр по массам. В работе [80] высказана гипотеза о том, что плоское распределение звёздных чёрных дыр по массам и провал в этом распределении в области  $(2-4)M_{\odot}$  могут быть связаны с усиленным квантовым испарением чёрных дыр, которое следует из некоторых многомерных моделей гравитации (см., например, [81]). В этих моделях гравитации время квантового испарения чёрной дыры много меньше хокинговского [82] и оно может быть оценено по формуле

$$\tau \sim 1,2 \times 10^2 \left( \frac{M_{\text{ВН}}}{M_{\odot}} \right)^3 \left( \frac{1 \text{ мм}}{L} \right)^3 \text{ лет},$$

где  $L$  — характерный масштаб дополнительного (четвёртого) пространственного измерения. При средней массе чёрной дыры  $\sim 9M_{\odot}$  и ожидаемом верхнем пределе величины  $L$  в несколько сотых долей миллиметра время квантового испарения составляет  $10^8 - 10^9$  лет, что меньше возраста Вселенной и сравнимо с временем ядерной эволюции звёзд. Поскольку темп квантового испарения резко (как  $M^{-3}$ ) возрастает с уменьшением массы чёрной дыры, можно предполагать, что наблюдаемый дефицит маломассивных чёрных дыр и провал в распределении масс релятивистских объектов в интервале  $(2-4)M_{\odot}$  связаны с тем, что многие чёрные дыры с относительно малыми массами успели испариться в течение времени жизни Вселенной.

Замечательно то, что в рассматриваемой модели известная из наблюдений величина среднего значения массы звёздной чёрной дыры  $9M_{\odot}$  позволяет наложить ограничение на параметр  $L$ , которое согласуется с ограничениями на этот параметр, следующими из результатов лабораторных физических экспериментов [83]. С другой стороны, если время квантового испарения звёздной чёрной дыры меньше возраста Вселенной ( $1,4 \times 10^{10}$  лет), то уменьшение массы чёрной дыры в рентгеновской двойной системе должно приводить к наблюдаемому изменению её орбитального периода. Поиски таких изменений орбитальных периодов рентгеновских двойных систем с чёрными дырами ведутся.

Результаты этих исследований уже позволили получить ограничение сверху на характерный масштаб дополнительного пространственного измерения:  $L < 0,1$  мм [84]. Поскольку точность определения орбитального периода двойной системы возрастает с увеличением числа протекших периодов, дальнейшее накопление наблюдательных данных по определению орбитальных периодов рентгеновских двойных систем позволит значительно улучшить эту оценку.

Существуют и другие, менее экзотические, объяснения аномального распределения по массам чёрных дыр в двойных системах, связанные, например, с учётом потери массы массивными звёздами в виде звёздного ветра [77], а также с особенностями поздних стадий эволюции массивных звёзд [85–87]. Авторы таких исследований приходят к выводу о том, что масса чёрной дыры, образовавшейся в результате коллапса ядра массивной звезды, определяется не только массой ядра, но и другими характеристиками: вращением ядра, его магнитным полем, неустойчивостями, которые развиваются при коллапсе ядра звезды и т.п.

В последнее время всё более утверждается точка зрения, что коллапсы углеродно-кислородных ядер звёзд Вольфа–Райе с сильным осевым вращением, приводящие к образованию предельно быстро вращающихся (керровских) чёрных дыр в разных галактиках, могут быть источниками знаменитых и пока загадочных космических гамма-всплесков, при которых за несколько секунд в гамма-диапазоне выделяется гигантская энергия, сравнимая с энергией, выделяющейся при аннигиляции значительной доли солнечной массы. Как отмечено в работе [88], орбитальное движение близкого спутника в очень тесной двойной системе благодаря приливному взаимодействию поддерживает быстрое осевое вращение звезды, несмотря на значительную потерю углового момента её вращения при сбросе оболочки во время взрыва сверхновой. Быстрое осевое вращение коллапсирующего ядра звезды приводит к формированию быстровращающейся (керровской) чёрной дыры с коллимированными релятивистскими джетами. Эти джеты пробивают оболочку звезды и выносят наружу центральное гамма-излучение. Таким образом, есть основания предполагать, что, наблюдая так называемые длинные космические гамма-всплески, мы непосредственно "видим" процесс формирования быстровращающихся звёздных чёрных дыр в очень тесных двойных системах.

Обсудим кратко проблему демографии сверхмассивных чёрных дыр. Детальное обсуждение проблемы демографии сверхмассивных чёрных дыр, основанное на статистических исследованиях 85 галактик с наиболее надёжно измеренными массами центральных сверхмассивных чёрных дыр (использовался метод разрешённой кинематики) проведено в недавнем обзоре Корменди и Ху [37]. Как отмечалось в разделе 4, время формирования сверхмассивных чёрных дыр в ядрах галактик относительно мало, менее 1 млрд лет. Об этом свидетельствует открытие свыше десяти квазаров с огромным красным смещением  $z > 6$ . Недавно в работе [89] было высказано предположение, что в центре галактики, красное смещение которой  $z \simeq 3,4$  (собственный возраст галактики порядка 1 млрд лет), находится очень массивная чёрная дыра с массой  $4 \times 10^{10}M_{\odot}$ .

Столь быстрое формирование очень массивных чёрных дыр трудно объяснить в рамках моделей, предпола-

гающих рост сверхмассивной чёрной дыры в результате аккреции газа на маломассивную, затравочную, чёрную дыру, образовавшуюся в результате коллапса ядра массивной ( $M = (100 - 1000) M_{\odot}$ ) звезды населения III, даже если темп аккреции является очень сильным, соответствующим эддингтоновской светимости (см. раздел 4). Поскольку масса чёрной дыры в 40 млрд солнечных масс составляет почти половину массы барионного вещества нашей Галактики, некоторые учёные всерьёз обсуждают вопрос о том, что первично: образование галактики на ранних стадиях эволюции Вселенной с последующим формированием в её центре сверхмассивной чёрной дыры или формирование первичной сверхмассивной чёрной дыры, которая затем "натягивает" на себя барионное вещество, из которого формируются звёзды галактики.

В нашем обзоре [4] мы описали основные статистические зависимости между массой центральной сверхмассивной чёрной дыры и параметрами родительской галактики. К настоящему времени большинство из этих корреляций подтверждено, уточнено и детализировано на большом наблюдательном материале. В частности, показано [37], что сверхмассивные чёрные дыры по-разному коррелируют с разными компонентами галактик (балджами, псевдобалджами и дисками). С 2006 г. мы в Государственном астрономическом институте им. П.К. Штернберга (ГАИШ) ведём наблюдения на 6-метровом телескопе САО РАН скоростей вращения и дисперсии скоростей звёзд и газа галактик с надёжно измеренными массами центральных сверхмассивных чёрных дыр [90, 91]. Это позволяет изучать связь между массой центральной сверхмассивной чёрной дыры и кинематическими характеристиками галактик и их структур. Важно то, что по вращению галактики можно оценить её полную массу, включающую в себя массы как барионной, так и тёмной материи (масса последней может на порядок превышать массу барионной материи). Подтверждена найденная в [92] почти линейная зависимость между массой сверхмассивной чёрной дыры в ядре галактики и массой балджа галактики — сферического сгущения вблизи ядра старых маломассивных звёзд с большой дисперсией скоростей [91, 93].

Выявляется новый удивительный факт: масса центральной сверхмассивной чёрной дыры по отношению к массе балджа галактики возрастает с увеличением красного смещения, т.е. с уменьшением собственного возраста галактики [94].

В последнее время выявляется, наряду с ролью сверхмассивных чёрных дыр, важная роль массивных звёздных скоплений, расположенных в центрах галактик [91, 95, 96]. Хотя эффекты наблюдательной селекции в данном случае могут быть существенными, постепенно утверждается точка зрения о том, что сверхмассивные чёрные дыры существуют в галактиках с массивными звёздными сфероидальными компонентами (например, в массивных эллиптических галактиках или спиралах раннего типа с массивными балджами,  $M_{\text{sph}} \gtrsim 10^{10} M_{\odot}$ ). Однако в большинстве галактик без массивных звёздных сфероидов сверхмассивные чёрные дыры встречаются весьма редко (см., например, [97, 98]). В галактиках со звёздными сфероидами с промежуточными массами ( $10^8 M_{\odot} \lesssim M_{\text{sph}} \lesssim 10^{10} M_{\odot}$ ) существуют как сверхмассивные чёрные дыры, так и массивные звёздные скопления, причём их массы сравнимы между собой (см.,

например, [99, 100]). Выявляется также важная корреляция между массами сверхмассивных чёрных дыр, массами центральных звёздных скоплений и параметрами сфероидальных компонентов галактик:

$$M \sim \sigma^{\beta},$$

где  $M$  — масса сверхмассивной чёрной дыры или звёздного скопления,  $\sigma$  — дисперсия скоростей звёзд сфероидального компонента. Показатель степени  $\beta = 4 - 5$  для сверхмассивных чёрных дыр (см., например, [101]), и  $\beta$  лежит в диапазоне от  $1,57 \pm 0,24$  [101] до  $2,73 \pm 0,29$  [97] для центральных массивных звёздных скоплений [97, 101]. Хотя разброс значений  $\beta$  для центральных звёздных скоплений значителен ( $\beta = 1,57 - 2,73$ ), можно считать, что зависимость массы центрального звёздного скопления от дисперсии скоростей  $\sigma$  является менее сильной и более соответствует вириальной теореме ( $\beta = 2$ ), чем та же зависимость в случае центральной сверхмассивной чёрной дыры. Это позволяет предположить, что формирование и эволюция центральных сверхмассивных чёрных дыр и массивных звёздных скоплений в ядрах галактик связаны с различными механизмами.

Особый интерес представляет выявление связи центральных сверхмассивных чёрных дыр и массивных звёздных скоплений с тёмной материей в галактиках. На решение этой задачи нацелена наша программа наблюдений вращения галактик с известными массами центральных сверхмассивных чёрных дыр [90, 91, 44]. В работах группы А.В. Гуревича [102] показано, что под действием гравитационной неустойчивости в протогалактических сгущениях тёмной материи образуются глубокие и острые минимумы гравитационного потенциала (каспы), в которые "сваливается" барионное вещество, образующее звёздное население формирующейся галактики.

Такой процесс может также стимулировать формирование сверхмассивной чёрной дыры в галактическом ядре. Поэтому связь между массой центральной сверхмассивной чёрной дыры и массой галактического гало, состоящего в основном из тёмной материи, вполне ожидаема. Правда, ввиду действия процессов слияния галактик на ранних стадиях их образования, а также процессов звездообразования в центрах галактик такая связь может оказаться весьма опосредованной. Тем не менее поиск корреляции между массой центральной сверхмассивной чёрной дыры и массой галактического гало, состоящего из тёмной материи, представляет собой важную наблюдательную задачу. Связь между массой сверхмассивной чёрной дыры и вириальной массой галактики (определяемой по её вращению) предсказывается в ряде численных космологических исследований [102 - 105].

Первые указания на наличие такой корреляции были получены в работе Баеса и др. [106], где показано, что имеет место следующая аппроксимационная зависимость:

$$M_{\text{ВН}} \sim M_{\text{halo}}^{1,27}.$$

В работе [106] значения масс сверхмассивных чёрных дыр и предельных скоростей вращения галактик в большинстве случаев оценивались косвенными методами с использованием данных о дисперсии скоростей звёзд в

галактиках. Поэтому удивительно чёткая корреляция  $M_{\text{ВН}}(M_{\text{halo}})$ , найденная в [106], может быть обусловлена скоррелированностью методов определения масс чёрных дыр  $M_{\text{ВН}}$  и предельных скоростей вращения галактик  $V_{\text{far}}$ . В нашей работе [107] корреляция  $M_{\text{ВН}}(M_{\text{halo}})$  впервые была построена на основании наиболее надёжных прямых измерений масс сверхмассивных чёрных дыр (выполненных методами разрешённой кинематики и эхокартирования) и непосредственно наблюдаемых скоростей вращения галактик  $V_{\text{far}}$ . В этом случае величины  $M_{\text{ВН}}$  и  $M_{\text{halo}}$  определяются полностью независимо. Оказалось, что при таком подходе к проблеме корреляции  $M_{\text{ВН}}(V_{\text{far}})$  и  $M_{\text{ВН}}(M_{\text{halo}})$  хотя и существуют, но являются значительно менее чёткими, чем в работе Баеса и др. [106]. Таким образом, связь между массой сверхмассивной чёрной дыры и массой гало галактики оказывается весьма опосредованной. Кроме того, в работе [107] было найдено, что при одной и той же предельной скорости вращения галактики масса центральной сверхмассивной чёрной дыры тем больше, чем больше масса балджа галактики, состоящего в основном из барионного вещества. То есть искомая зависимость является двухпараметрической:

$$M_{\text{ВН}} \sim M_{\text{ВН}}(M_{\text{halo}}, M_{\text{bulge}}).$$

На рисунке 9 представлены найденные в нашей работе [91] корреляции, которые демонстрируют значительную роль тёмной материи в формировании центральной сверхмассивной чёрной дыры в ядре галактики. Здесь представлены две зависимости:  $M_{\text{ВН}}(L_v)$  и  $M_{\text{ВН}}(M_{25})$ , где  $L_v$  — полная светимость галактики в оптическом диапазоне, являющаяся однозначной функцией полной массы барионного вещества, а  $M_{25}$  — так называемая индикативная масса галактики,  $M_{25} = (V_{\text{far}}^2 R_{25})/G$ , где  $V_{\text{far}}$  — наблюдаемая предельная скорость вращения галактики (которая на больших расстояниях от ядра выходит на постоянное значение),  $R_{25}$  — радиус области галактики, ограниченный изофотой, соответствующей поверхностной яркости в 25-ю звёздную величину с одной квадратной секунды, который определяет границу видимой части галактики. Видно, что практически нет корреляции между массой сверхмассивной чёрной

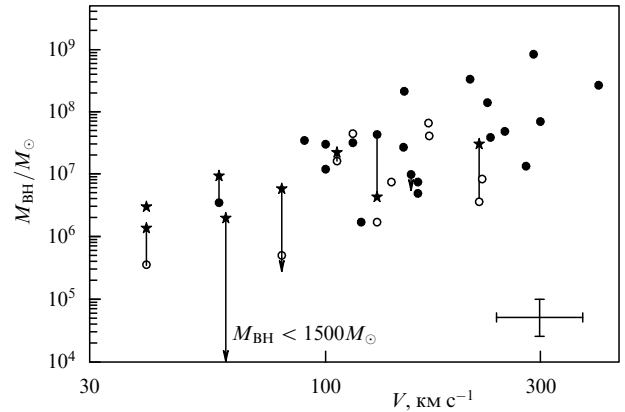


Рис. 10. Корреляция между массой сверхмассивной чёрной дыры  $M_{\text{ВН}}$  и скоростью вращения галактики  $V(R)$  на расстоянии от её центра  $R = 1$  кпк. Обозначения те же, что и на рис. 9. В правом нижнем углу рисунка указаны характерные ошибки. (Из статьи [91].)

дыры и полной барионной массой всей галактики. В то же время если мы рассматриваем индикативную массу  $M_{25}$  для тех же галактик, включающую в себя как барионную материю, так и значительную долю тёмной материи, то наблюдается хорошая корреляция  $M_{\text{ВН}}(M_{25})$ . Этот результат является непосредственным указанием на то, что влияние тёмной материи на формирование центральной сверхмассивной чёрной дыры хотя и является опосредованным, но всё же остаётся существенным. Этот вывод представляет интерес для теоретических исследований проблемы формирования сверхмассивных чёрных дыр в ядрах галактик (см., например, [102]). В работе [91] также обнаружена хорошая корреляция между массой центральной сверхмассивной чёрной дыры и скоростью вращения галактики на расстоянии  $R = 1$  кпк от галактического центра, характеризующей динамически и/или химически обособленную ядерную область дисковых галактик (рис. 10). Поскольку средняя плотность внутренней области галактики в пределах радиуса  $R$  пропорциональна квадрату угловой скорости вращения на этом расстоянии, наличие корреляции на рис. 10 свидетельствует о связи между массой центральной сверхмассивной чёрной дыры и средней плотностью

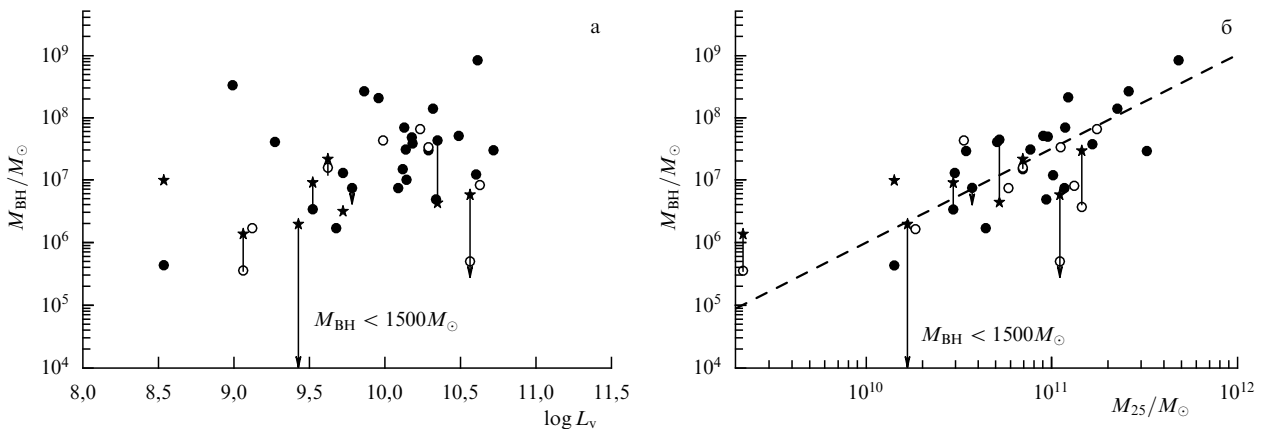


Рис. 9. Сравнение масс сверхмассивных чёрных дыр (а) с полной оптической светимостью родительской галактики  $L_v$ , характеризующей массу барионного вещества, и (б) с индикативной массой галактики  $M_{25} = V_{\text{far}}^2 R_{25}/G$ , включающей в себя массу как барионного вещества, так и тёмной материи. Символы "звёзды" соответствуют центральным звёздным скоплениям. Отрезками прямых соединены кружки (чёрные дыры) и звёзды (скопления), соответствующие одной галактике. Стрелками указаны верхние пределы масс. (Из работы [91].)

материи во внутренних частях галактики. В работе [91] исходя из идеи Баеса и др. [108] и модели, предложенной в работе [109], посвящённой монолитному коллапсу вещества при формировании внутренних областей галактик, была выдвинута гипотеза о том, что именно монолитный коллапс псевдоизотермического газа в области с характерным радиусом  $R \simeq 1$  кпк является ответственным за быстрое формирование как центральной сверхмассивной чёрной дыры, так и "классического" балджа в начальный период формирования галактики. Формирование сверхмассивных чёрных дыр и центральных массивных звёздных скоплений, по-видимому, происходит на разных шкалах времени, причём массы ядерных звёздных скоплений (если они смогли сформироваться вблизи сверхмассивной чёрной дыры), по-видимому, продолжают возрастать после прекращения роста сверхмассивной чёрной дыры.

В работе [44] связь между центральными сверхмассивными чёрными дырами и звёздными скоплениями с кинематикой и цветом родительских галактик изучена более детально. В частности, показано, что масса центрального звёздного скопления  $M_{\text{nc}}$  теснее, чем масса сверхмассивной чёрной дыры  $M_{\text{BH}}$ , коррелирует с кинематическими параметрами и массой галактического диска, а также с полной массой галактики. Линзовидные галактики отличаются в среднем более высокими значениями масс  $M_{\text{BH}}$ , чем в галактиках других типов при прочих равных условиях. Более тесная связь массы  $M_{\text{nc}}$  с тёмными гало галактики позволяет предположить, что потенциальная яма, создаваемая центральным пиком плотности тёмной материи (каспом), который при активном звездообразовании может рассасываться, будет определять скорость роста центрального звёздного скопления в молодой галактике. Вывод о том, что галактики SO-Sb со слабым звездообразованием (обладающие "красным" цветом) отличаются более массивными центральными чёрными дырами, хорошо согласуется со сценарием, в котором разделение галактик на две последовательности ("голубая" и "красная") является результатом значительной потери газа галактикой на стадии высокой активности её ядра (сверхкритический режим аккреции газа на сверхмассивную чёрную дыру) при наличии массивной центральной чёрной дыры с  $M_{\text{BH}} > (10^6 - 10^7) M_{\odot}$ . Соответствующее выметание газа из галактики, обусловленное активностью её ядра, не должно приводить к разрушению центрального звёздного скопления.

## 6. Эксперименты с высоким угловым разрешением

Наиболее убедительным свидетельством существования чёрной дыры было бы получение её прямого изображения. Разумеется, ввиду того что сама чёрная дыра ничего не излучает, наблюдать её в изолированном виде невозможно. Однако в реальной ситуации и звёздные, и сверхмассивные чёрные дыры окружены аккреционными дисками, в которых происходит выделение гравитационной энергии при аккреции. Как отмечалось в разделе 4, на светлом фоне внутренних частей геометрически тонкого аккреционного диска чёрная дыра должна наблюдаться как тёмное пятно (тень), поскольку от горизонта событий никакой сигнал, в том числе и электромагнитное излучение, не может удалиться на

пространственную бесконечность. Вследствие эффектов гравитационного линзирования типичный диаметр тени от чёрной дыры в 2,6 раза больше её удвоенного гравитационного радиуса [110, 111]. Более того, фотоны от аккреционного диска вблизи горизонта событий могут не только искривлять свои траектории, но и захватываться гравитационным полем чёрной дыры и двигаться, совершая много оборотов вокруг неё [112, 113]. Это является одной из причин увеличения видимого диаметра тени.

Размеры и форма тени могут быть вычислены с учётом эффектов ОТО с использованием метода трассировки лучей света вдоль геодезических линий в пространстве-времени чёрной дыры (см., например, [114, 115]). Согласно [115], в случае центра нашей Галактики (радиоисточник SgrA\*) в модели с низкой радиационной эффективностью (модель ADAF (Advection Dominated Accretion Flow)), в которой доминирует адвекция вещества на чёрную дыру, в диапазоне длин волн  $\lambda \leq 1$  мм доминирует синхротронное излучение от источника SgrA\* тепловых электронов в магнитное поле. Лучи света, испускаемые внутренними частями аккреционного диска с низкой радиационной эффективностью, сильно искривляются в гравитационном поле чёрной дыры, а также испытывают поглощение и подвергаются рассеянию в плазме, окружающей чёрную дыру. Это поглощение и рассеяние в межзвёздной среде приводят к дополнительному увеличению эффективного размера видимого изображения чёрной дыры, который возрастает с увеличением длины волны как  $\lambda^2$ . Поэтому, как отмечалось, чтобы наблюдать истинную тень от чёрной дыры в центре нашей Галактики, необходимо проводить наблюдения на коротких волнах с  $\lambda < 1$  мм [66]. В случае быстро вращающихся внутренних частей аккреционного диска распределение яркости асимметрично из-за действия эффекта Доплера и эффектов увлечения системы отсчёта во вращающемся пространстве-времени (в случае вращающейся чёрной дыры). Форма тени для вращающейся чёрной дыры также становится асимметричной из-за действия эффекта увлечения системы отсчёта [112, 114]. На изображение тени может накладываться изображение основания релятивистского выброса — джета, который формируется во внутренних частях аккреционного диска [116].

В работе [116] рассчитана структура ближайших окрестностей сверхмассивной чёрной дыры в центре галактики M87 с коллимированным релятивистским выбросом (джетом). Новые измерения массы сверхмассивной чёрной дыры в M87 [68] дали значение  $6,4 \times 10^9 M_{\odot}$ , что вдвое превышает предыдущую оценку, полученную в пионерской работе Форда и др. [67]. Это значение массы в  $\sim 1600$  раз превышает массу чёрной дыры в центре нашей Галактики. Поэтому на расстоянии в 16 Мпк угловой радиус Шварцшильда для чёрной дыры в центре M87 относительно велик — 4/5 от углового радиуса Шварцшильда чёрной дыры в центре нашей Галактики (табл. 2). Это делает галактику M87 очень перспективной для прямых измерений радиуса чёрной дыры (точнее, её тени) с помощью методов космической и даже наземной межконтинентальной радиоинтерферометрии на коротких радиоволнах ( $\lambda \lesssim 1$  мм).

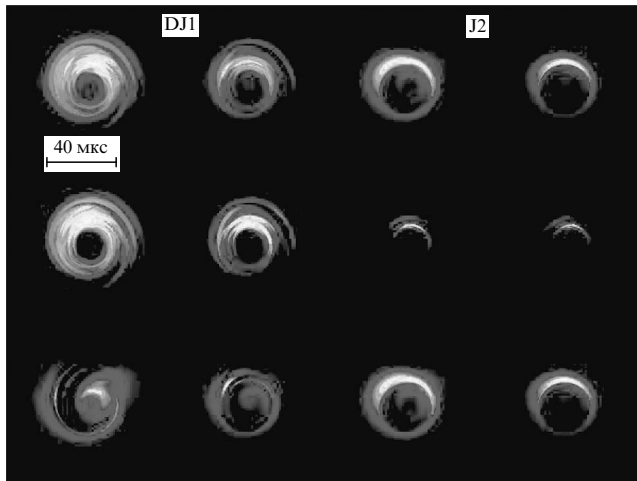
Как подчёркивают авторы работы [116], тёмная тень от сверхмассивной чёрной дыры — прямое свидетельство существования горизонта событий — может быть

**Таблица 2.** Массы чёрных дыр, расстояния и диаметры теней для чёрных дыр с различными массами

| Объект               | Масса/ $M_{\odot}$ | Расстояние, кпк | Радиус Шварцшильда    |                       |            | Диаметр тени, мкс дуги |
|----------------------|--------------------|-----------------|-----------------------|-----------------------|------------|------------------------|
|                      |                    |                 | (см)                  | (а.е.)                | (мкс дуги) |                        |
| Звёздная чёрная дыра | $10^1$             | 1               | $2,95 \times 10^6$    | $1,97 \times 10^{-7}$ | 0,0002     | 0,001                  |
| SgrA*                | $4,1 \times 10^6$  | 8               | $1,09 \times 10^{12}$ | $7,28 \times 10^{-2}$ | 9,10       | 45,48                  |
| M31                  | $3,5 \times 10^7$  | 800             | $1,03 \times 10^{13}$ | $6,88 \times 10^{-1}$ | 0,86       | 4,30                   |
| NGC 4258             | $3,9 \times 10^7$  | 7200            | $1,15 \times 10^{13}$ | $7,76 \times 10^{-1}$ | 0,11       | 0,53                   |
| M87                  | $6,4 \times 10^9$  | 16100           | $1,89 \times 10^{15}$ | $1,26 \times 10^2$    | 7,82       | 39,08                  |

реально "увидена" в ближайшем будущем с помощью межконтинентальной радиоинтерферометрии на коротких волнах с достаточно длинной базой, например такой как между субмиллиметровыми радиотелескопами, расположенными на Гавайских островах и в окрестностях города Мехико.

Авторы [116] выполнили расчёты наблюдаемой структуры окрестностей сверхмассивной чёрной дыры в центре галактики M87 в рамках двух моделей: в модели с доминирующим излучением аккреционного диска и в модели с доминирующим излучением джета. Важным результатом работы [116] является вывод о том, что в излучении вокруг тени от чёрной дыры в M87 может доминировать вследствие малого наклона её оси вращения к лучу зрения ( $25^\circ$ ) излучение контрджета, а излучение переднего джета сильно ослаблено из-за гравитационного захвата фотонов чёрной дырой (рис. 11).

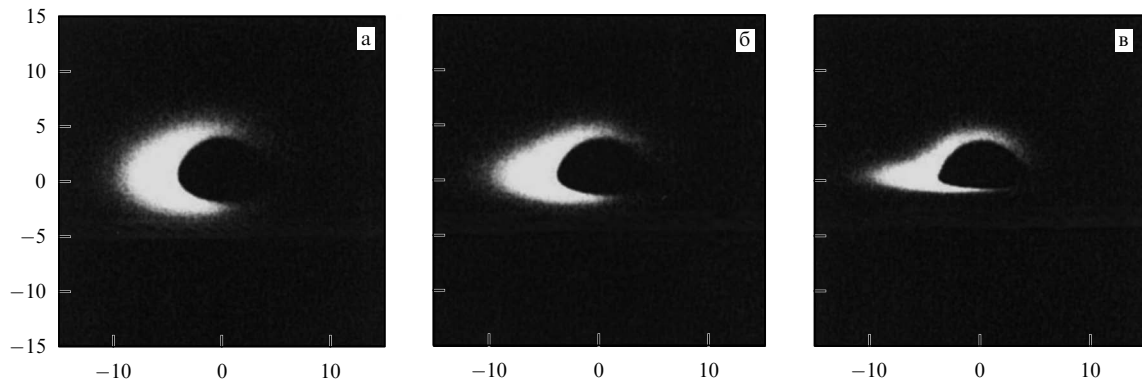


**Рис. 11.** Изображения окрестностей сверхмассивной чёрной дыры в центре галактики M87, полученные на основе расчётов в работе [116]. Видна тень от чёрной дыры на фоне излучения аккреционного диска и джетов. Расчёты выполнены в рамках двух моделей: модели с доминирующим излучением аккреционного диска (две колонки в левой части рисунка) и модели с доминирующим излучением джетов (две колонки в правой части рисунка). В каждой паре колонок левая соответствует длине волны  $\lambda = 1,3$  мм, правая —  $\lambda = 0,87$  мм. В модели с доминирующим излучением диска (две левые колонки) наблюдается излучение диска и слабое излучение джета, а излучение контрджета поглощено аккреционным диском. В модели с доминирующим излучением джетов (две правые колонки) преобладает излучение контрджета, усиленное вследствие искривления лучей света в сильном гравитационном поле чёрной дыры, а излучение переднего джета сильно ослаблено в результате действия сильного гравитационного поля чёрной дыры. Верхняя строка соответствует структуре диск + джет, средняя — диску, нижняя — джету.

В таблице 2 приведены массы некоторых звёздных и сверхмассивных чёрных дыр, расстояния до них и соответствующие линейные и угловые диаметры теней от них. Видно, что ожидаемый угловой диаметр тени от чёрной дыры со звёздной массой очень мал ( $\sim 10^{-9}$  с дуги) — он находится на пределе возможностей даже такого уникального планируемого космического радиоинтерферометра, как "Миллиметр". Однако угловой диаметр тени от сверхмассивной чёрной дыры в ядре нашей Галактики и диаметр теней в ядрах некоторых ближайших галактик весьма велики,  $\sim 5 \times 10^{-5} - 5 \times 10^{-7}$  с дуги, а это уже вполне доступно для космического интерферометра "Радиоастрон" и планируемого радиоинтерферометра "Миллиметр". Например, угловой диаметр тени от горизонта событий сверхмассивной чёрной дыры в центре нашей Галактики ( $M \simeq 4 \times 10^6 M_{\odot}$ ) составляет  $\sim 5 \times 10^{-5}$  с дуги, а в случае галактики M87 с чёрной дырой с массой  $6 \times 10^9 M_{\odot}$  угловой диаметр тени равен  $\sim 4 \times 10^{-5}$  с дуги. Как отмечалось в разделе 4, есть надежда получить угловое разрешение порядка  $10^{-5}$  с дуги даже с помощью стандартных методов наземной межконтинентальной радиоинтерферометрии на коротких ( $\lambda < 1$  мм) волнах [66].

Диаметр и форма тени зависят от массы и углового момента вращения чёрной дыры [115]. Если масса сверхмассивной чёрной дыры известна из независимых наблюдений (например, измерена по движению соседних звёзд вблизи чёрной дыры), а её угловой момент независимо оценён (например, по форме профиля линии железа в спектре рентгеновского излучения), то, сравнивая наблюдаемые размеры и форму тени с вычисленными на основе известных значений массы и углового момента, можно получить окончательное количественное доказательство того, что в центре галактики находится чёрная дыра.

Высокое угловое разрешение позволит также изучить распределение яркости по аккреционному диску в ближайших окрестностях чёрной дыры и, кроме того, исследовать различные нестационарные процессы во внутренних частях аккреционного диска и в основании релятивистского джета. Согласно [117], режим доминирующей адвекции (ADAF) в аккреционном потоке подвержен тепловой неустойчивости. Если режим ADAF реализуется в центральных частях аккреционного диска, то могут формироваться уплотнения плазмы и горячие пятна вблизи горизонта событий чёрной дыры. Это приводит к переменности излучения на коротких временах, порядка нескольких десятков минут (в случае сверхмассивной чёрной дыры). Например, в ядре нашей Галактики наблюдается быстрая переменность инфракрасного и рентгеновского излучения от источника SgrA\*



**Рис. 12.** Картина, которую "увидит" наблюдатель центра Галактики с помощью интерферометра с угловым разрешением  $\sim 10^{-6}$  с на коротких радиоволнах при углах наклона плоскости диска к картинной плоскости  $i = 60^\circ$  (а),  $70^\circ$  (б) и  $80^\circ$  (в). По осям отложены расстояния от центра чёрной дыры по склонению и прямому восхождению в долях шварцшильдовского радиуса чёрной дыры. Видны внутренняя часть яркого аккреционного диска и тень от сверхмассивной чёрной дыры. (Из работы [119].)

[118]. Можно надеяться, что изучение движения ярких пятен в самых близких к горизонту событий частях аккреционного диска позволит получить дополнительные ограничения на метрику пространства-времени вблизи чёрной дыры.

На рисунке 12 приведено изображение тени и ближайших окрестностей аккреционного диска для источника SgrA\* в центре нашей Галактики, построенное по результатам теоретических расчётов [119]. В данном случае тень от чёрной дыры видна на ярком фоне аккреционного диска. Вкладом излучения релятивистского джета пренебрегается. Как известно (см. раздел 1), в центре нашей Галактики расположена чёрная дыра с массой  $\sim 4 \times 10^6 M_\odot$ . На рисунке 12 видны тень от чёрной дыры и сложное распределение яркости вблизи неё: левая часть аккреционного диска, в котором вещество, движущееся со скоростями, близкими к скорости света, приближается к наблюдателю, из-за действия релятивистских эффектов имеет большую яркость и более высокую температуру излучения. Светящийся "ореол" вокруг тени виден даже тогда, когда луч зрения почти лежит в плоскости аккреционного диска. Это связано с искривлением лучей света в сильном гравитационном поле чёрной дыры, в связи с чем становится видна даже задняя часть аккреционного диска. Кроме того, вблизи тени фотоны, испускаемые задней частью аккреционного диска, отклоняются в гравитационном поле чёрной дыры настолько сильно, что движутся по замкнутым траекториям.

Предполагаемая структура ближайших окрестностей чёрной дыры массой  $6 \times 10^9 M_\odot$  в центре галактики M87 [116] изображена на рис. 11. Недавно были опубликованы результаты наблюдений центра галактики M87 методом межконтинентальной радиоинтерферометрии на длине волны 1,3 мм с угловым разрешением порядка  $10^{-5}$  с дуги [120]. Измеренный диаметр светящейся области вокруг сверхмассивной чёрной дыры составляет  $5,5 \pm 0,4$  шварцшильдовских радиусов. Авторы использовали две модели для оценки углового размера светящейся области вблизи чёрной дыры: распределение яркости по закону Гаусса, а также гауссово распределение яркости во внешних частях с сильно пониженной яркостью в центральных частях (что моделирует тёмную тень от центральной чёрной дыры). Оказалось, что обе модели позволяют хорошо описать данные радиоинтерферометри-

ческих наблюдений. Важно то, что модель с тенью от чёрной дыры не отвергается наблюдениями. Дальнейшее накопление наблюдательных данных в этой программе (которую авторы назвали Event Horizon Telescope — телескоп для наблюдений горизонтов событий чёрных дыр) позволит окончательно установить природу сверхмассивного компактного объекта в центре галактики M87.

Приливное разрушение звёзд при их близком прохождении около сверхмассивной чёрной дыры, предсказанное Рисом [121], также может приводить к формированию ярких переменных структур около горизонта событий. Как показано в работах [122, 123], при прохождении звезды в непосредственной близости от чёрной дыры с не очень большой массой ( $M_{\text{ВН}} < 10^8 M_\odot$ ) последовательно происходят следующие события: приливная деформация звезды, её разрушение под действием приливных сил со стороны чёрной дыры, падение звёздного вещества на чёрную дыру, его захват с последующим образованием аккреционного диска и выделением гравитационной энергии. В случае чёрных дыр с очень большими массами ( $M > 10^8 M_\odot$ ) разность сил притяжения со стороны чёрной дыры на переднюю и заднюю части звезды даже на горизонте событий недостаточно велика для разрушения звезды, поэтому приливного разрушения не происходит и звезда целиком проникает под горизонт событий (в сопутствующей системе отсчёта), не производя значительных наблюдаемых эффектов. Частота приливного разрушения звёзд вблизи сверхмассивных чёрных дыр в ядрах галактик оценивается как одна звезда за  $10^4$  лет на одну галактику [124]. Поскольку температура соответствующего транзитного аккреционного диска на расстоянии  $3r_g$  от центра чёрной дыры составляет  $\sim 3 \times 10^5$  К, основное выделение энергии в виде вспышки происходит в ультрафиолетовом и мягком рентгеновском диапазонах спектра. К настоящему времени такие транзитные явления в ядрах галактик, связанные с приливным разрушением звёзд, обнаружены в ядрах около десяти галактик [124–126]. Если звезда достаточно близко подходит к горизонту событий центральной сверхмассивной чёрной дыры, то форма вспышки в значительной степени определяется эффектами ОТО, что также даёт принципиальную возможность для тестирования метрики пространства-времени вблизи горизонта событий. Более того, поскольку дли-

тельность соответствующей вспышки относительно велика, порядка года, процесс разрушения звезды в гравитационном поле сверхмассивной чёрной дыры можно непосредственно наблюдать с помощью интерферометров с высоким угловым разрешением, таких как "Радиоастрон" и "Миллиметрон". Это также даёт принципиальную возможность тестировать метрику пространства-времени вблизи горизонта событий чёрной дыры. В данном случае падающая на сверхмассивную чёрную дыру звезда является пробным телом в гравитационном поле чёрной дыры, движение и разрушение которого определяются метрикой пространства-времени чёрной дыры.

Те звёзды вблизи сверхмассивной чёрной дыры, которые не испытали полного приливного разрушения, в результате огромных приливных возмущений со стороны чёрной дыры могут оказаться звёздами с резко пекулярными свойствами: быстрым осевым вращением, сильным перемешиванием и интенсивной потерей массы [127].

В настоящее время ведутся прямые наблюдения за газовым облаком, приближающимся к сверхмассивной чёрной дыре в центре нашей Галактики, происхождение которого может быть связано со вспышкой новой в центре Галактики, произошедшей в 2000 г. [128]. Происхождение этого облака в непосредственной близости от чёрной дыры должно привести к интересным наблюдательным проявлениям. Это облако было открыто в 2012 г. [129]. Масса облака G2 не превышает трёх масс Земли, эксцентриситет его орбиты равен  $0,9664 \pm 0,0026$ , расстояние от G2 до центральной сверхмассивной чёрной дыры (SgrA\*) в периастре орбиты составляет  $4400 \pm 600$  гравитационных радиусов, момент прохождения через периастр соответствует  $2013,69 \pm 0,04$  году [130]. В работе [131] приведена кривая блеска в радиодиапазоне, соответствующая прохождению облака G2 вблизи сверхмассивной чёрной дыры в центре Галактики.

Наконец, нельзя не упомянуть и о возможности получения прямого доказательства существования чёрных дыр во Вселенной с помощью наблюдения гравитационно-волновых сигналов от слияния чёрных дыр в двойных системах [6, 132]. Наблюдения на лазерных гравитационно-волновых антеннах первого поколения [133] пока не привели к обнаружению гравитационно-волновых сигналов из космоса. Однако через несколько лет вступят в строй антенны второго поколения с чувствительностью выше на 1–2 порядка [6, 134]. Можно надеяться, что при этом будут открыты гравитационно-волновые всплески от сливающихся чёрных дыр в двойных системах. Поскольку к настоящему времени задача о слиянии двух чёрных дыр решена [132, 134] и построены соответствующие "кривые блеска" в гравитационно-волновом излучении при разных параметрах двойных чёрных дыр, сравнение теоретических "кривых блеска" с наблюдаемыми позволит изучить динамические характеристики пространства-времени при слиянии чёрных дыр и тем самым доказать реальное существование чёрных дыр, а также осуществить строгую и всестороннюю проверку ОТО в экстремально сильных гравитационных полях.

## 7. Заключение

После сорока лет наблюдательных исследований чёрных дыр у учёных остаётся всё меньше сомнений в реальном

существовании этих экстремальных объектов во Вселенной. Поэтому на протяжении двух последних десятилетий большинство исследователей уже используют термин "чёрная дыра" вместо более осторожного выражения "кандидат в чёрные дыры" в связи с тем, что весь комплекс наблюдательных данных по этим многочисленным массивным и чрезвычайно компактным объектам находится в великолепном согласии с предсказаниями ОТО для чёрных дыр.

Следует отметить два неожиданных наблюдательных факта из области демографии чёрных дыр, которые нуждаются в дальнейшем теоретическом анализе, — это необычное (плоское) распределение звёздных чёрных дыр по массам и очень быстрый темп роста сверхмассивных чёрных дыр (характерное время менее 1 млрд лет).

Благодаря запуску российского космического радиоинтерферометра "Радиоастрон", а также прогрессу в VLBI-наблюдениях (VLBI — Very-long-baseline interferometry) на коротких волнах (Event Horizon Telescope) появилась реальная возможность получать изображения теней от сверхмассивных чёрных дыр в центрах ближайших галактик и наблюдать процессы вблизи горизонтов событий чёрных дыр. Это позволяет надеяться на то, что в недалёком будущем будут получены окончательные доказательства существования чёрных дыр во Вселенной, что приведёт к прорыву в нашем понимании природы материи и пространства-времени.

## Список литературы

1. Зельдович Я Б Докл. АН СССР **155** 67 (1964) [Zel'dovich Ya B Sov. Phys. Dokl. **9** 195 (1964)]
2. Salpeter E E *Astrophys. J.* **140** 796 (1964)
3. Gillessen S et al. *Astrophys. J.* **692** 1075 (2009)
4. Черепашук А М УФН **173** 345 (2003) [Cherepashchuk A M *Phys. Usp.* **46** 335 (2003)]
5. Новиков И Д, Фролов В П *Физика черных дыр* (М.: Наука, 1986) с. 88 [Novikov I D, Frolov V P *Physics of Black Holes* (Dordrecht: Kluwer Acad., 1989)]
6. Новиков И Д, Фролов В П УФН **171** 307 (2001) [Novikov I D, Frolov V P *Phys. Usp.* **44** 291 (2001)]
7. Логунов А А *Теория гравитационного поля* (М.: Наука, 2000)
8. Babak S V, Grishchuk L P *Int. J. Mod. Phys.* **12** 1905 (2003)
9. Shakura N I, Sunyaev R A *Astron. Astrophys.* **24** 337 (1973)
10. Pringle J E, Rees M J *Astron. Astrophys.* **21** 1 (1972)
11. Novikov I D, Thorne K S, in *Black Holes* (Eds C DeWitt, B S DeWitt) (New York: Gordon and Breach, 1973) p. 343
12. Remillard R A, McClintock J E *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **44** 49 (2006)
13. McClintock J E, in *Short-Period Binary Stars: Observations, Analyses, and Results* (Eds E F Milone, D A Leahy, D W Hobill) (Berlin: Springer, 2008) p. 3
14. Черепашук А М УФН **181** 1097 (2011) [Cherepashchuk A M *Phys. Usp.* **54** 1061 (2011)]
15. Черепашук А М *Тесные двойные звезды Ч. I* (М.: Физматлит, 2012); *Тесные двойные звезды Ч. II* (М.: Физматлит, 2013)
16. Гусейнов О Х, Зельдович Я Б *Астрон. журн.* **43** 313 (1966) [Guseinov O Kh, Zel'dovich Ya B *Sov. Astron.* **10** 251 (1966)]
17. Cherepashchuk A M et al. *Inform. Bull. Variable Stars* (720) (1972)
18. Bahcall J N, Bahcall N A *Astrophys. J.* **178** L1 (1972)
19. Лютый В М, Сюняев Р А, Черепашук А М *Астрон. журн.* **50** 3 (1973) [Lyutyi V M, Syunyaev R A, Cherepashchuk A M *Sov. Astron.* **17** 1 (1973)]
20. Лютый В М, Сюняев Р А, Черепашук А М *Астрон. журн.* **51** 1150 (1974) [Lyutyi V M, Syunyaev R A, Cherepashchuk A M *Sov. Astron.* **18** 684 (1974)]

21. Гончарский А В, Романов С Ю, Черепашук А М *Конечнопараметрические обратные задачи астрофизики* (М.: Изд-во МГУ, 1991) с. 61
22. Бисноватый-Коган Г С, Комберг Б В *Астрон. журн.* **51** 373 (1974) [Bisnovaty-Kogan G S, Komberg B V *Sov. Astron.* **18** 217 (1974)]
23. Kiziltan B et al. *Astrophys. J.* **778** 66 (2013); arXiv:1309.6635
24. Alpar M A et al. *Nature* **300** 728 (1982)
25. McClintock J E, Remillard R A, in *Compact Stellar X-ray Sources* (Eds W Lewin, M van der Klis) (Cambridge Astrophysics Series, No. 39) (Cambridge, UK: Cambridge Univ. Press, 2006) p. 157
26. Cherepashchuk A M *Space Sci. Rev.* **93** 473 (2000)
27. Orosz J A et al. *Nature* **449** 872 (2007)
28. Абубекеров М К, Антохина Э А, Богомазов А И, Черепашук А М *Астрон. журн.* **86** 260 (2009) [Abubekеров М К, Antokhina E A, Bogomazov A I, Cherepashchuk A M *Astron. Rep.* **53** 232 (2009)]
29. Davis S W, Done C, Blaes O M *Astrophys. J.* **647** 525 (2006)
30. Liu J et al. *Astrophys. J.* **679** L37 (2008)
31. Liu J et al. *Astrophys. J.* **719** L109 (2010), Erratum
32. Gou L et al. *Astrophys. J.* **701** 1076 (2009)
33. Gou L et al. *Astrophys. J.* **742** 85 (2011)
34. Narayan R, McClintock J E *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **419** L69 (2012)
35. Blandford R D, Znajek R L *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **179** 433 (1977)
36. Зельдович Я Б, Новиков И Д *ДАН СССР* **158** 811 (1964) [Zel'dovich Ya B, Novikov I D *Sov. Phys. Dokl.* **9** 834 (1965)]
37. Kormendy J, Ho L C *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **51** 511 (2013)
38. Moran J M, Greenhill L J, Herrnstein J R *J. Astrophys. Astron.* **20** 165 (1999)
39. Cherepashchuk A M, Lyutyi V M *Astrophys. Lett.* **13** 165 (1973)
40. Антохин И И, Бочкарев Н Г *Астрон. журн.* **60** 448 (1983) [Antokhin I I, Bochkaev N G *Sov. Astron.* **27** 261 (1983)]
41. Blandford R D, McKee C F *Astrophys. J.* **225** 419 (1982)
42. Gaskell C M, Sparke L S *Astrophys. J.* **305** 175 (1986)
43. Дибай Э А *Астрон. журн.* **61** 209 (1984) [Dibai E A *Sov. Astron.* **28** 123 (1984)]
44. Засов А В, Черепашук А М *Астрон. журн.* **90** 871 (2013) [Zasov A V, Cherepashchuk A M *Astron. Rep.* **57** 797 (2013)]
45. Shen Y et al. *Astrophys. J.* **680** 169 (2008)
46. Volonteri M, Rees M J *Astrophys. J.* **650** 669 (2006)
47. Kelly B C et al. *Astrophys. J.* **719** 1315 (2010)
48. Natarajan P, Volonteri M *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **422** 2051 (2012)
49. Begelman M C, Volonteri M, Rees M J *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **370** 289 (2006)
50. Fabian A C et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **238** 729 (1989)
51. Laor A *Astrophys. J.* **376** 90 (1991)
52. Miniutti G et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **398** 255 (2009)
53. Patrick A R et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **411** 2353 (2011)
54. Patrick A R et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **416** 2725 (2011)
55. Brenneman L W et al. *Astrophys. J.* **736** 103 (2011)
56. Thorne K S *Astrophys. J.* **191** 507 (1974)
57. Daly R A *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **414** 1253 (2011)
58. Blandford R D, Payne D G *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **199** 883 (1982)
59. Gnedin Yu N, Silant'ev N A *Astrophys. Space Phys.* **10** 1 (1997)
60. Гнедин Ю Н, Силантьев Н А, Штернин П С *Письма в Астрон. журн.* **32** 42 (2006) [Gnedin Yu N, Silant'ev N A, Shternin P S *Astron. Lett.* **32** 39 (2006)]
61. Silant'ev N A et al. *Astron. Astrophys.* **507** 171 (2009)
62. Афанасьев В Л и др. *Письма в Астрон. журн.* **37** 333 (2011) [Afanasyev V L et al. *Astron. Lett.* **37** 302 (2011)]
63. Гнедин Ю Н и др. *Астрон. журн.* **89** 635 (2012) [Gnedin Yu N et al. *Astron. Rep.* **56** 573 (2012)]
64. Гнедин Ю Н *УФН* **183** 747 (2013) [Gnedin Yu N et al. *Phys. Usp.* **56** 709 (2013)]
65. Wilms J et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **328** L27 (2001)
66. Doeleman S S et al. *Nature* **455** 78 (2008)
67. Ford H C et al. *Astrophys. J.* **435** L27 (1994)
68. Gebhardt K et al. *Astrophys. J.* **729** 119 (2011)
69. McHardy I M et al. *Nature* **444** 730 (2006)
70. Merloni A, Heinz S, di Matteo T *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **345** 1057 (2003)
71. Titarchuk L, Osheroovich V *Astrophys. J.* **542** L111 (2000)
72. Abramowicz M A, Kluźniak W *Astron. Astrophys.* **374** L19 (2001)
73. Török G et al. *Astron. Astrophys.* **436** 1 (2005)
74. Kato Y *Publ. Astron. Soc. Jpn.* **56** 931 (2004)
75. Gierliński M et al. *Nature* **455** 369 (2008)
76. Мартынов Д Я *УФН* **108** 701 (1972) [Martynov D Ya *Sov. Phys. Usp.* **15** 786 (1973)]
77. Черепашук А М *Астрон. журн.* **78** 145 (2001) [Cherepashchuk A M *Astron. Rep.* **45** 120 (2001)]
78. Черепашук А М *УФН* **172** 959 (2002) [Cherepashchuk A M *Phys. Usp.* **45** 896 (2002)]
79. Özel F et al. *Astrophys. J.* **725** 1918 (2010)
80. Постнов К А, Черепашук А М *Астрон. журн.* **80** 1075 (2003) [Postnov K A, Cherepashchuk A M *Astron. Rep.* **47** 989 (2003)]
81. Randall L, Sundrum R *Phys. Rev. Lett.* **83** 4690 (1999)
82. Hawking S W *Nature* **248** 30 (1974)
83. Long J C, Price J C *Comptes Rendus Physique* **4** 337 (2003)
84. Johannsen T, Psaltis D, McClintock J E *Astrophys. J.* **691** 997 (2009)
85. Постнов К А, Прохоров М Е *Астрон. журн.* **78** 1025 (2001) [Postnov K A, Prokhorov M E *Astron. Rep.* **45** 899 (2001)]
86. Fryer C L, Kalogera V *Astrophys. J.* **554** 548 (2001)
87. Belczynski K et al. *Astrophys. J.* **757** 91 (2012)
88. Тутуков А В, Черепашук А М *Астрон. журн.* **81** 43 (2004) [Tutukov A V, Cherepashchuk A M *Astron. Rep.* **48** 39 (2004)]
89. Ghisellini G et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **399** L24 (2009)
90. Черепашук А М и др. *Астрон. журн.* **87** 634 (2010) [Cherepashchuk A M *Astron. Rep.* **54** 578 (2010)]
91. Засов А В, Черепашук А М, Катков И Ю *Астрон. журн.* **88** 648 (2011) [Zasov A V, Cherepashchuk A M, Katkov I Yu *Astron. Rep.* **55** 595 (2011)]
92. McLure R J, Dunlop J S *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **331** 795 (2002)
93. Beifiori A et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **419** 2497 (2012)
94. Decarli R et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **402** 2453 (2010)
95. Ferrarese L et al. *Astrophys. J.* **644** L21 (2006)
96. Wehner E H, Harris W E *Astrophys. J.* **644** L17 (2006)
97. Leigh N, Böker T, Knigge C *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **424** 2130 (2012)
98. Satyapal S et al. *Astrophys. J.* **704** 439 (2009)
99. Graham A W, Spitler L R *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **397** 2148 (2009)
100. Neumayer N, Walcher C J *Adv. Astron.* **2012** 709038 (2012)
101. Graham A W *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **422** 1586 (2012)
102. Ильин А С, Зыбин К П, Гуревич А В *ЖЭТФ* **125** 5 (2004) [Ilyin A S, Zybin K P, Gurevich A V *JETP* **98** 1 (2004)]
103. Ferrarese L *Astrophys. J.* **578** 90 (2002)
104. Di Matteo T et al. *Astrophys. J.* **593** 56 (2003)
105. Booth C M, Schaye J *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **405** L1 (2010)
106. Baes M et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **341** L44 (2003)
107. Засов А В, Петроченко Л Н, Черепашук А М *Астрон. журн.* **82** 407 (2005) [Zasov A V, Petrochenko L N, Cherepashchuk A M *Astron. Rep.* **49** 362 (2005)]
108. Baes M et al. *Astron. Astrophys.* **467** 991 (2007)
109. Xu B-X, Wu X-B, Zhao H-S *Astrophys. J.* **664** 198 (2007)
110. Fukue J *Publ. Astron. Soc. Jpn.* **55** 155 (2003)
111. Takahashi R *Astrophys. J.* **611** 996 (2004)
112. Zakharov A F et al. *New Astron.* **10** 479 (2005)
113. Beckwith K, Done C *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **359** 1217 (2005)
114. Huang L et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **379** 833 (2007)
115. Takahashi R, Watarai K *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **374** 1515 (2007)
116. Dexter J, McKinney J C, Agol E *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **421** 1517 (2012)
117. Blandford R D, in *Lighthouses of the Universe: The Most Luminous Celestial Objects and Their Use for Cosmology: Proc. of the MPA/ESO/MPE/USM Joint Astronomy Conf., Garching, Germany, 6–10 August 2001* (Eds M Gilfanov, R Sunyaev, E Churazov) (Berlin: Springer-Verlag, 2002) p. 381
118. Genzel R et al. *Nature* **425** 934 (2003)
119. Watarai K-Y et al. *Publ. Astron. Soc. Jpn.* **57** 513 (2005)
120. Doeleman S S et al. *Science* **338** 355 (2012)
121. Rees M J *Science* **247** 817 (1990)

122. Khokhlov A, Novikov I D, Pethick C J *Astrophys. J.* **418** 181 (1993)
123. Ivanov P B, Novikov I D *Astrophys. J.* **549** 467 (2001)
124. Komossa S, Greiner J *Astron. Astrophys.* **349** L45 (1999)
125. Komossa S, in *Reviews in Modern Astronomy* Vol. 15 (Ed. R E Schielicke) (Berlin: Wiley-VCH, 2002) p. 27
126. Gezari S et al. *Nature* **485** 217 (2012)
127. Alexander T, Livio M *Astrophys. J.* **560** L143 (2001)
128. Meyer F, Meyer-Hofmeister E *Astron. Astrophys.* **546** L2 (2012)
129. Gillessen S et al. *Nature* **481** 51 (2012)
130. Gillessen S et al. *Astrophys. J.* **763** 78 (2013)
131. Sadowski A et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **432** 478 (2013)
132. Thorne K, in *Ginzburg Conf. on Physics, May 28–June 2, 2012, Moscow, Russia. Abstracts* (Moscow: Lebedev Physics Institute, 2012) p. 33
133. Abbott B P et al. (The LIGO Scientific Collab., The Virgo Collab.) *Nature* **460** 990 (2009)
134. Pretorius F *Astrophys. Space Sci. Library* **359** 305 (2009)

### Black holes in binary stellar systems and galactic nuclei

**A.M. Cherepashchuk**

*P.K. Sternberg State Astronomical Institute, M.V. Lomonosov Moscow State University,  
Universitetskii prosp. 13, 119991 Moscow, Russian Federation  
E-mail: cherepashchuk@gmail.com*

In the last 40 years, after pioneering papers by Ya.B. Zeldovich and E.E. Salpeter in which a powerful energy release from nonspherical accretion of matter onto a black hole was predicted, a lot of observational studies of black holes in the Universe have been carried out. By the present time, masses of several dozens of stellar-mass black holes ( $M_{\text{BH}} = (4-20) M_{\odot}$ ) in X-ray binary systems and of several hundreds of supermassive black holes ( $M_{\text{BH}} = (10^6 - 10^{10}) M_{\odot}$ ) in galactic nuclei have been measured. Estimated radii of these massive and compact objects do not exceed several gravitational radii. For about ten stellar-mass black holes and several dozens supermassive black holes, the values of the dimensionless angular momentum  $a_*$  have been estimated, which, in agreement with theoretical predictions, do not exceed the limiting value  $a_* = 0.998$ . A new field of astrophysics, the black hole demography, which studies the birth and growth of black holes, as well as their evolutionary connection to other objects in the Universe — stars, galaxies, etc., is rapidly developing. In addition to supermassive black holes, massive stellar clusters are observed in galactic nuclei, and their evolution is distinct from that of supermassive black holes. Evolutionary relations between supermassive black holes in galactic nuclei and spheroidal stellar components (bulges) of galaxies, as well as with dark matter galactic haloes emerge. The launch into orbit of the space radio interferometer Radioastron opened up the real possibility to finally prove that numerous massive and highly compact objects with properties very similar to those of black holes are real black holes in the sense of A. Einstein's General Relativity. Similar proofs of the existence of black holes in the Universe can be obtained by intercontinental radio interferometry at short wavelengths  $\lambda \lesssim 1$  mm (the international program "Event Horizon Telescope").

PACS numbers: 04.70.Bw, 97.60.Jd, **98.54. – h**

DOI: 10.3367/UFNr.0184.201404d.0387

Bibliography — 134 references

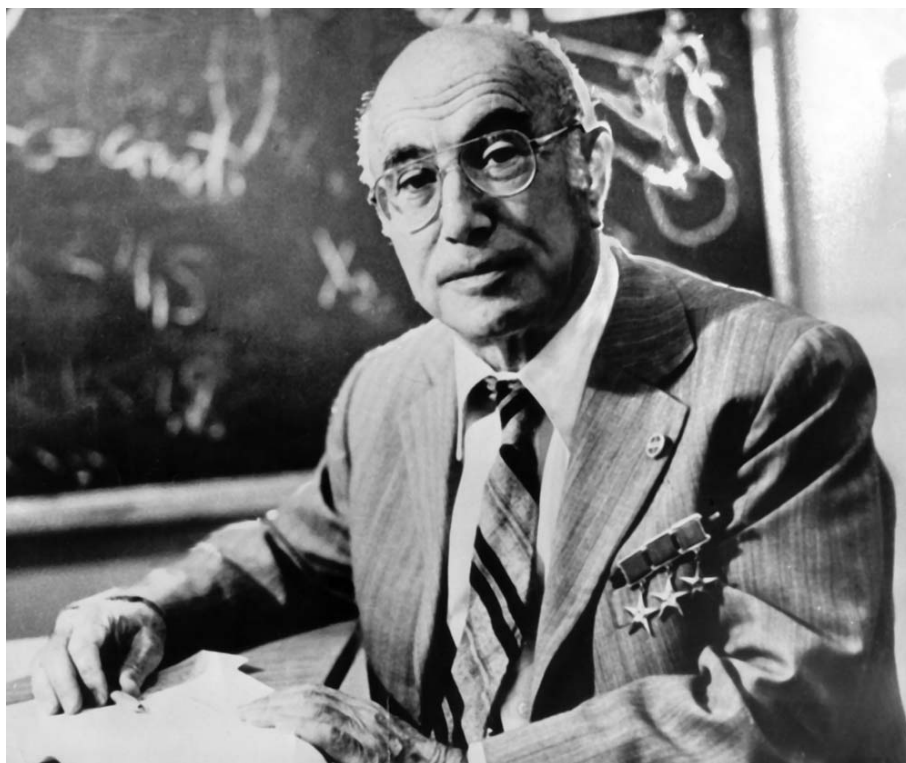
*Received 9 October 2013*

*Uspekhi Fizicheskikh Nauk* **184** (4) 387–407 (2014)

*Physics – Uspekhi* **57** (4) (2014)



# Российская Академия Наук



26 марта 2014 года (среда) в 10 часов утра в конференц-зале Физического института имени П.Н. Лебедева Российской академии наук (РАН) (Ленинский просп., 53, главное здание, 3-й этаж) состоялась Научная сессия Отделения физических наук (ОФН) РАН и Объединённого физического общества Российской Федерации, посвящённая 100-летию со дня рождения академика

## *Якова Борисовича Зельдовича*

На сессии были представлены следующие доклады:

1. Академик **Илькаев Р.И.** (Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики (ВНИИЭФ), г. Саров). *Яков Борисович Зельдович в атомном проекте.*
2. Академик **Старобинский А.А.** (Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау РАН). *Я.Б. Зельдович и теория ранней Вселенной.*
3. Академик **Сюняев Р.А.** (Институт космических исследований РАН). *Поверхность последнего рассеяния и чернотельная фотосфера Вселенной — предсказания Я.Б. Зельдовича.*
4. Академик **Четверушкин Б.Н.** (Институт прикладной математики (ИПМ) РАН). *Зельдович и ИПМ.*
5. Д.ф.-м.н. **Баренблатт Г.И., Корин А.Дж., Простокишин В.М.** (Институт океанологии им. П.П. Ширшова РАН). *Турбулентное течение при больших числах Рейнольдса: уроки исследования.*
6. Д.ф.-м.н. **Б.В. Новожилов** (Институт химической физики им. Н.Н. Семёнова РАН). *Химическая физика Я.Б. Зельдовича.*
7. Член-корреспондент РАН **Л.И. Пономарёв** (Всероссийский научно-исследовательский институт неорганических материалов (ВНИИНМ) им. А.А. Бочвара). *ВНИИНМ имени А.А. Бочвара.*

Выступления с воспоминаниями коллег и учеников Я.Б. Зельдовича.

Статьи, написанные на основе заслушанных докладов, планируется опубликовать в одном из последующих номеров журнала *Успехи физических наук*.

К 100-ЛЕТИЮ СО ДНЯ РОЖДЕНИЯ Я.Б. ЗЕЛЬДОВИЧА

# Радиационно-доминированный пограничный слой между аккреционным диском и поверхностью нейтронной звезды: теория и наблюдения

М.Р. Гильфанов, Р.А. Сюняев

*Наблюдения маломассивных рентгеновских двойных в нашей и других галактиках привлекли внимание к задаче о пограничном слое, в котором аккрецирующее вещество тормозится от скорости кеплеровского вращения (порядка половины скорости света) до скорости вращения нейтронной звезды, выделяя при этом около половины своей гравитационной энергии. В излучении нейтронной звезды появляется горячая спектральная компонента, которая отсутствует у чёрных дыр. Обсуждаются различные подходы к решению задачи о радиационно-доминированном пограничном слое и, в частности, рассмотрена теория левитирующего слоя растекания, в которой торможение вещества происходит одновременно с его распределением по поверхности нейтронной звезды.*

PACS numbers: 97.10.Gz, 97.60.Jd, 97.80. – d

DOI: 10.3367/UFNr.0184.201404e.0409

## Содержание

1. Введение (409).
  2. Излучение пограничного слоя (412).
  3. Теория пограничного слоя (415).
  4. Наблюдения излучения пограничного слоя в галактических рентгеновских двойных звёздных системах (419).
  5. Заключение (421).
- Список литературы (421).

## 1. Введение

Около половины всех ярких рентгеновских источников, известных в нашей Галактике, представляют собой нейтронные звёзды со сравнительно слабым магнитным полем, на которые перетекает вещество с маломассивной звезды-донора в тесной двойной системе. Рентгеновская светимость этих источников в  $\sim 10^4 - 10^5$  раз превышает болометрическую светимость нашего Солнца, а их излучение демонстрирует сильную переменность на временных масштабах от нескольких десятков лет до нескольких миллисекунд. Необходимость интерпретации результатов их наблюдений привлекла внимание астрофизиков к задаче о пограничном слое, в котором

аккрецирующее вещество тормозится от скорости кеплеровского вращения до скорости вращения нейтронной звезды, выделяя при этом около половины своей гравитационной энергии и обеспечивая около половины наблюдаемой светимости в таких источниках, как Скорпион X-1. Важная роль пограничного слоя обусловлена не только его большим энерговыделением, но и относительно малой площадью его поверхности, сравнимой с площадью поверхности нейтронной звезды или меньшей её. Это приводит к появлению в спектрах излучения аккрецирующих нейтронных звёзд горячей спектральной компоненты большой светимости, которая отсутствует в излучении аккрецирующих чёрных дыр.

В обзоре обсуждаются различные теоретические подходы к решению задачи о пограничном слое и, в частности, рассматривается теория слоя растекания, в которой торможение вещества происходит одновременно с его распределением по поверхности нейтронной звезды. Модель слоя растекания пришла на смену классической концепции, согласно которой пограничный слой рассматривался как продолжение аккреционного диска при пренебрежении меридиональным движением вещества и радиальным переносом энергии. Модель слоя растекания, предложенная Иногамовым и Сюняевым [1] в 1999 г. в приближении "мелкой воды", оказалась успешной в теоретическом описании процесса торможения и перераспределения аккрецирующего вещества и в объяснении результатов наблюдений.

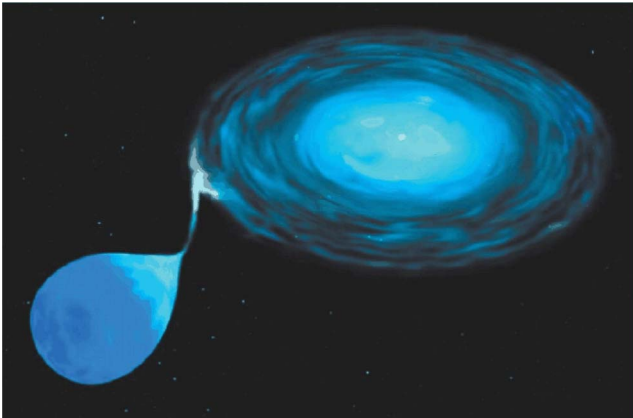
Центральной проблемой теории слоя растекания является задача о торможении гиперзвукового потока, движущегося над поверхностью нейтронной звезды со скоростью  $\sim 1/2$  скорости света  $c$ . Представим себе нейтронную звезду со слабым магнитным полем — тщательно отполированный бильярдный шар с массой

М.Р. Гильфанов, Р.А. Сюняев. Институт космических исследований РАН,  
ул. Профсоюзная 84/32, 117997 Москва, Российская Федерация  
E-mail: gilfanov@iki.rssi.ru  
Max-Planck-Institut für Astrophysik,  
Karl-Schwarzschild-Str. 1, 85748 Garching, Germany

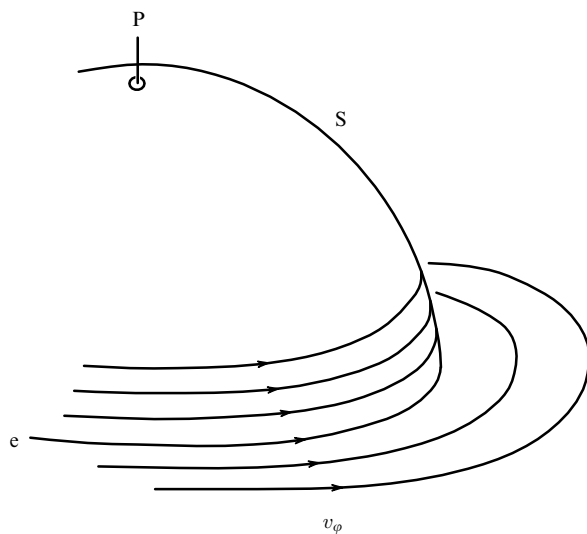
Статья поступила 17 января 2014 г.,  
после доработки 24 февраля 2014 г.

в полторы массы Солнца ( $M_{\odot} \approx 2 \times 10^{33}$  г) и радиусом  $\sim 10-15$  км, — на которую идёт дисковая аккреция вещества с большим удельным угловым моментом [2] (рис. 1, 2). Темп перетекания вещества с соседней нормальной звезды составляет от  $\sim 10^{-10} M_{\odot}$  до  $\sim 10^{-8} M_{\odot}$  в год или, что то же самое,  $\sim 10^{16}-10^{18}$  г  $c^{-1}$ .

При больших светимостях, характерных для аккрецирующих нейтронных звёзд в тесных двойных системах, плазма в левитирующем пограничном слое оказывается радиационно-доминированной — давление излучения  $P_r = E_r/3$  превышает давление плазмы  $P_{pl} = 2N_e k_B T_e$ , а скорость звука в нём может достигать  $\sim 0,1c$ . Плотность потока рентгеновского излучения, формирующегося в слое растекания, такова, что сила давления света урав-



**Рис. 1.** Схематическое изображение маломассивной рентгеновской двойной системы. В левой части рисунка изображена маломассивная звезда-донор, заполняющая свою полость Роша, вещество которой перетекает через внутреннюю (первую) точку Лагранжа и аккрецирует на нейтронную звезду. Вследствие совместного действия силы гравитационного притяжения к компактному объекту и центробежной силы форма звезды-донора сильно отличается от сферической. Из-за большого углового момента аккрецирующего вещества формируется аккреционный диск, который заполняет значительную часть полости Роша компактного объекта, находящегося в его центре. (Рисунок с интернет-сайта <http://chandra.harvard.edu>.)



**Рис. 2.** Вращение вещества в диске и на поверхности нейтронной звезды: S — поверхность нейтронной звезды, P — её полюс, e — экватор. (Из работы [1].)

новешивает разность силы гравитации и центробежной силы, а высота однородной атмосферы достигает  $\sim 1$  км. Эта задача не имеет аналогов в атмосфере Земли и не поддается моделированию в лабораторных условиях. Это одна из немногих красивейших, но не решённых полностью задач современной астрофизики.

Здесь уместно напомнить, что в 1969 г. Зельдович и Шакура [3] были первыми, кто начал детально рассматривать физические процессы торможения радиального потока протонов и электронов на поверхность нейтронной звезды со слабым магнитным полем в картине сферически-симметричной аккреции. В работе [3], используя решение уравнения Компанейца [4], найденное Зельдовичем и Сюняевым [5], Зельдович и Шакура впервые указали на важнейшую роль комптонизации в формировании спектра рентгеновского излучения.

В ньютоновском приближении половина энергии, выделяемой при аккреции,

$$L_d = \frac{1}{2} \dot{M} \frac{GM_*}{R_*}, \quad (1)$$

излучается в протяжённом диске ( $G$  — гравитационная постоянная,  $M_*$  и  $R_*$  — масса и радиус нейтронной звезды). Другая половина энергии заключена в кинетической энергии вращения вещества на внутренней границе диска. Вещество в аккреционном диске вращается с кеплеровской скоростью  $v_k = (GM/R_*)^{1/2}$ , которая вблизи поверхности нейтронной звезды может достигать половины скорости света. Наблюдаемые частоты вращения нейтронных звёзд в маломассивных рентгеновских двойных лежат в интервале  $\sim 45-600$  Гц [6], что соответствует скорости движения поверхности нейтронной звезды  $\sim (0,01-0,2)c$ . Возникает задача о торможении слаборелятивистского потока столкновительной плазмы в тонком пограничном слое, где скорость вращения вещества убывает от половины скорости света до скорости вращения поверхности звезды на её экваторе и где диссипирует вся избыточная кинетическая энергия (рис. 2, 3). Угловой момент аккрецируемого вещества при этом должен передаваться звезде, ускоряя её вращение (что, по-видимому, объясняет большой разброс в наблюдаемых частотах вращения нейтронных звёзд [6]). С учётом того, что часть энергии затрачивается на ускорение вращения нейтронной звезды, светимость пограничного слоя определяется следующим выражением:

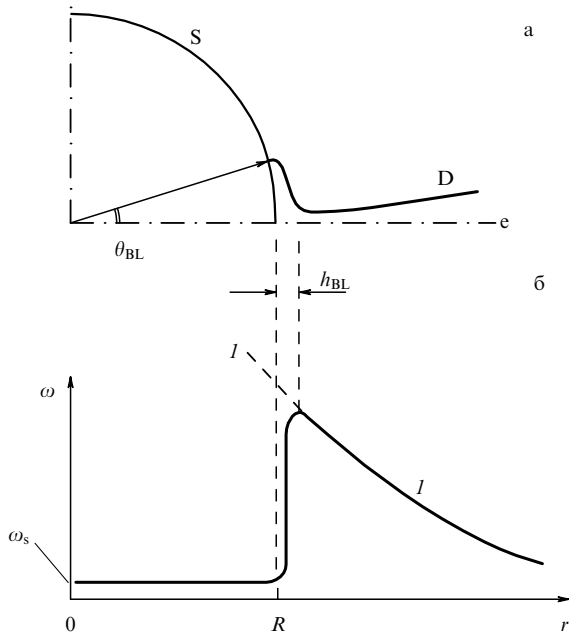
$$L_{BL} = \frac{1}{2} \dot{M} \frac{GM_*}{R_*} \left(1 - \frac{\Omega_*}{\Omega_K}\right)^2, \quad (2)$$

где  $\Omega_*$  — частота вращения нейтронной звезды,  $\Omega_K$  — кеплеровская частота на её поверхности [7–9]. Так как  $\Omega_K \sim 1,5-2$  кГц, для типичной нейтронной звезды множитель в скобках в правой части уравнения (2) близок к единице, т.е. другая половина гравитационной энергии аккрецирующего вещества выделяется в пограничном слое вблизи поверхности нейтронной звезды.

В астрофизике широко используется понятие эддингтоновской светимости:

$$L_{Edd} = \frac{4\pi G M m_p c}{\sigma_T} \approx 1,3 \times 10^{38} \frac{M_*}{M_{\odot}} \text{ эрг } c^{-1}. \quad (3)$$

Вывести формулу для эддингтоновской светимости можно следующим образом. Рассмотрим пару протон–электрон в гравитационном поле объекта массой  $M_*$  и



**Рис. 3.** Пограничный слой между аккреционным диском и поверхностью нейтронной звезды. (а) Геометрия классической модели пограничного слоя при сравнительно небольшом темпе аккреции,  $\dot{M} \sim 0,1\dot{M}_{\text{Edd}}$ :  $e$  — экваториальная плоскость,  $D$  — аккреционный диск,  $S$  — поверхность нейтронной звезды. (б) Зависимость угловой скорости  $\omega$  от радиальной координаты  $r$ :  $I$  — кеплеровское вращение,  $\omega \propto r^{-3/2}$ ,  $h_{\text{BL}}$  и  $\theta_{\text{BL}}$  — радиальный и меридиональный размеры пограничного слоя. Предполагается, что нейтронная звезда вращается твердотельно с угловой скоростью  $\omega_s$ . (Из работы [1].)

светимостью  $L$  [эрг  $\text{с}^{-1}$ ]. Силе гравитационного притяжения протона к звезде (компактному объекту)  $F_{\text{grav}} = GM_*m_p/r^2$  противодействует сила давления света на электрон  $F_{\text{ip}} = \sigma_T q/c$ , где  $q = L/4\pi r^2$  — поток излучения от изотропного источника на расстоянии  $r$  от него,  $\sigma_T = 8\pi r_e^2/3$  — сечение томсоновского рассеяния (плазма вблизи яркого рентгеновского источника является сильно ионизованной и имеет очень высокую температуру, поэтому основной вклад в непрозрачность вещества даёт томсоновское рассеяние). Сферически-симметричная аккреция возможна лишь при  $F_{\text{grav}} > F_{\text{ip}}$ . При  $F_{\text{grav}} < F_{\text{ip}}$  должен происходить отток плазмы от источника излучения. Эти две силы уравниваются при эддингтоновской светимости, определяемой уравнением (3). Примечательно, что самые яркие рентгеновские источники в двойных звёздных системах в нашей и других галактиках имеют светимости на уровне эддингтоновской для массы нейтронной звезды [10]. Это огромная светимость, в 30000 раз превышающая светимость нашего Солнца во всех диапазонах электромагнитного спектра. Ниже мы будем также использовать значение критического эддингтоновского потока излучения с единицы поверхности нейтронной звезды:

$$q_{\text{Edd}} = \frac{L_{\text{Edd}}}{4\pi R_*^2} = \frac{GM_*m_p c}{R_*^2 \sigma_T} = 10^{25} \frac{M_*}{M_\odot} \left( \frac{10 \text{ км}}{R_*} \right)^2 \text{ эрг с}^{-1} \text{ см}^{-2}. \quad (4)$$

Столь значительный поток теплового излучения, сравнимый с потоком от мощного лазера, может излучаться лишь в том случае, если поверхность имеет температуру выше  $\sim 2 \times 10^7$  К, или  $\sim 2$  кэВ. (Эта оценка сделана по

формуле Стефана – Больцмана в простейшем предположении чернотельной излучающей способности.) При таких температурах излучение должно приходиться на рентгеновский диапазон. Подчеркнём, что при эддингтоновском критическом потоке излучения сила давления света уравнивается с силой гравитационного притяжения к звезде и вещество в поле излучения может левитировать.

По-видимому, около половины из примерно 300 известных рентгеновских источников в двойных звёздных системах в нашей Галактике представляют собой аккрецирующие нейтронные звёзды со сравнительно слабыми магнитными полями ( $< 10^8$  Гс) [10 – 12]. Несколько сотен таких систем наблюдаются спутниками Chandra и X-ray Multi-Mirror Mission-Newton (ХММ-Newton) во внешних галактиках, где их число пропорционально массе родительской галактики — на каждые  $10^{11} M_\odot$  звёзд наблюдается примерно  $10^2$  систем со светимостью, превышающей  $\sim 0,1 L_{\text{Edd}}$  [13]. Аккреция вещества с кеплеровским угловым моментом может ускорять вращение нейтронной звезды в таких системах, уменьшая период её вращения вплоть до миллисекундного. Общепринятой является точка зрения, что именно этот процесс отвечает за появление миллисекундных пульсаров после прекращения аккреции [14 – 16].

Давление поля величиной, меньшей  $\sim 10^8$  Гс, не может существенно влиять на динамику аккрецирующего потока. Эти объекты в определённом диапазоне светимостей (т.е. темпов аккреции) проявляют себя как рентгеновские барстеры (от англ. burst — вспышка). В выпавшем на поверхность звезды веществе, состоящем в основном из водорода и гелия, квазипериодически, каждые несколько часов, дней или недель, происходит взрывное ядерное горение гелия, превращающегося в углерод, кислород и более тяжёлые элементы [17]. Наблюдения этих ярких рентгеновских вспышек продолжительностью около 10 с также подтверждают, что ядерное пламя пробегает всю поверхность нейтронной звезды, что возможно лишь при сравнительно небольшом магнитном поле.

Отметим, что у чёрной дыры нет твёрдой поверхности, на которой аккрецирующее вещество могло бы накапливаться и сжиматься до необходимых для ядерного взрыва плотностей и температур. Поэтому наблюдения рентгеновских всплесков от аккрецирующих объектов однозначно свидетельствуют о том, что мы имеем дело с нейтронными звёздами [18].

Таким образом, около 100 или более ярких рентгеновских источников в нашей Галактике представляют собой нейтронные звёзды со слабыми магнитными полями в тесных двойных звёздных системах, в которых вещество для аккреции поставляет второй компонент системы — маломассивная нормальная звезда или белый карлик. Эти источники называются маломассивными рентгеновскими двойными (см. рис. 1). Именно в этих объектах основная доля рентгеновского излучения идёт из радиационно-доминированного левитирующего пограничного слоя, находящегося вблизи поверхности звезды. Наблюдаемое излучение несёт информацию о параметрах пограничного слоя и возникающих в нём неустойчивостях, приводящих к быстрой переменности потока излучения.

Наблюдается сильная аперриодическая и квазипериодическая переменность рентгеновского излучения от

маломассивных рентгеновских двойных в широком интервале частот с характерными среднеквадратическими значениями (root mean square — rms) до нескольких десятков процентов [19], обязанная своим происхождением турбулентности в аккреционном диске и явлениям на интерфейсе между аккреционным диском и поверхностью нейтронной звезды. Наличие сравнительно узких пиков в спектре мощности — так называемых квазипериодических осцилляций (Quasi-Periodic Oscillations — QPO) [20, 21] — говорит о существовании резонансов в аккреционном потоке (например, связанных с биениями между кеплеровской частотой на внутренней границе аккреционного диска и частотой вращения нейтронной звезды), природа и механизм действия которых до сих пор до конца не поняты.

Замечательным и в то же время ожидаемым открытием явилось обнаружение обсерваторией Rossi X-ray Timing Explorer (RXTE) килогерцевых квазипериодических осцилляций с частотами около 1 кГц [21]. Как правило, наблюдаются два пика, частота которых может варьироваться от наблюдения к наблюдению, но разница между ними остаётся примерно постоянной. Эти осцилляции, по всей вероятности, связаны с неоднородностями в аккреционном диске вблизи его внутренней границы, а их частоты соответствуют фундаментальным частотам движения частиц в сильном гравитационном поле вблизи нейтронной звезды — кеплеровской частоте и частоте прецессии периастрона эксцентричных (слегка) орбит [22].

В настоящее время можно считать практически доказанным, что модуляция рентгеновского излучения, приводящая к феномену аперриодической и периодической переменности на частотах  $\nu \geq 10^{-2} - 10^{-1}$  Гц, происходит вблизи поверхности нейтронной звезды — в пограничном слое и на внутренней границе аккреционного диска [23, 24]. В то же время более низкочастотная переменность возникает в протяжённом аккреционном диске и модулирует темп, с которым вещество втекает в пограничный слой, что, естественно, отражается на его светимости [23, 25].

Отметим, что данный обзор посвящён только аккрецирующим нейтронным звёздам с высокой светимостью ( $\geq 10^{-2} L_{\text{Edd}}$ ). У нейтронных звёзд с меньшей светимостью роль давления света мала и картина торможения аккреционного потока вблизи поверхности звезды совершенно другая. Мы также не рассматриваем нейтронные звёзды с сильным магнитным полем,  $B \sim 10^{11} - 10^{12}$  Гс. Рентгеновские источники с такими нейтронными звёздами — рентгеновские пульсары — как правило, ассоциируются с молодыми системами — массивными рентгеновскими двойными, расположенными в областях интенсивного звездообразования [13]. Магнитное поле молодой нейтронной звезды вызывает разрушение аккреционного диска на больших расстояниях от неё и радикальное изменение структуры аккреционного потока. В этих источниках коллимация аккреционного потока магнитным полем приводит к появлению феномена рентгеновских пульсаций [26–31].

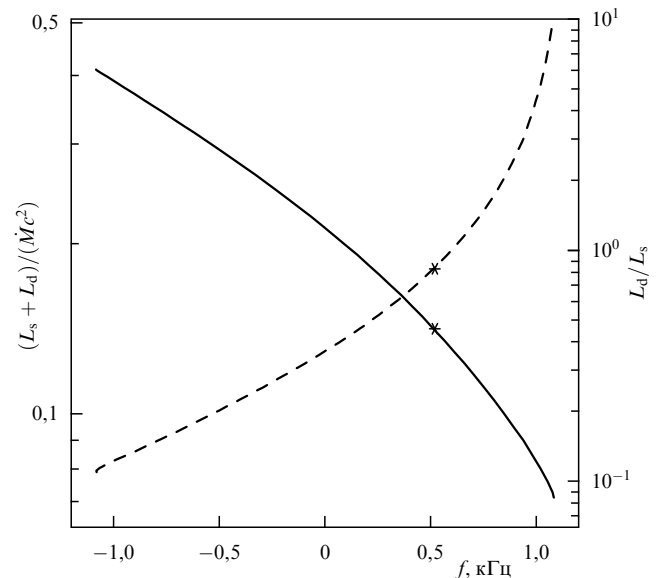
## 2. Излучение пограничного слоя

Рассмотрение в рамках общей теории относительности (ОТО) показывает, что доля энергии, выделяемой вблизи поверхности невращающейся нейтронной звезды, может

заметно превышать ньютоновское значение, определяемое уравнением (2). Так, в метрике Шварцшильда светимость пограничного слоя в два раза превышает светимость аккреционного диска, если радиус нейтронной звезды больше радиуса последней устойчивой кеплеровской орбиты [32]:

$$R_{\text{ISCO}} = 3R_S = \frac{6GM_*}{c^2} \approx 8,86 \frac{M_*}{M_\odot} \text{ км}, \quad (5)$$

где  $R_S = 2GM_*/c^2$  — радиус Шварцшильда. Доля светимости пограничного слоя может быть ещё выше, если  $R_* \leq R_{\text{ISCO}}$  (рис. 4). Однако в этом случае возникнет "зазор" между внутренней границей аккреционного диска и поверхностью нейтронной звезды, в котором аккрецирующее вещество движется по спирали с большим шагом со скоростью, близкой к скорости свободного падения ( $\sim 0,5c$ ), и тормозится при ударе о поверхность нейтронной звезды. Очевидно, что структура потока в этом случае будет отличаться от таковой в классической задаче о пограничном слое. Торможение вещества при ударе о поверхность нейтронной звезды и возникающее при этом излучение рассмотрены в работе [35]. Радиус нейтронной звезды с большой вероятностью находится в интервале  $\sim 10 - 15$  км [24, 36, 37], т.е. составляет  $\sim (2,5 - 4) R_S$ . Поэтому до сих пор неясно, реализуется ли в природе конфигурация с зазором между аккреционным диском и нейтронной звездой. С другой стороны, в работе [35] продемонстрировано, что при наличии зазора следует ожидать жёстких степенных спектров излучения, простирающихся в область энергий до  $\sim 200$  кэВ. Это, по всей видимости, противоречит



**Рис. 4.** Полное энергосвечение  $L_d + L_s$  в аккреционном диске и на поверхности нейтронной звезды (сплошная кривая) и их отношение  $L_d/L_s$  (штриховая кривая) в зависимости от частоты вращения нейтронной звезды  $f$ . Расчёт сделан для постоянной гравитационной массы нейтронной звезды  $M = 1,4M_\odot$  и для уравнения состояния Фридмана–Пандхарипанде–Скирма вещества средней жёсткости (EOS Friedman–Pandharipande–Skyrme) [33]. Звёздами на кривых показана частота  $f_*$ , при которой радиус нейтронной звезды равен радиусу последней устойчивой кеплеровской орбиты. При меньших частотах вращения нейтронной звезды,  $f \leq f_*$ , возникает зазор между внутренней границей аккреционного диска и поверхностью нейтронной звезды. (Из работы [34].)

наблюдениям (см. раздел 4) и может говорить о том, что зазора между аккреционным диском и нейтронной звездой нет, по крайней мере в большинстве маломассивных рентгеновских двойных в нашей Галактике. Отметим, что зазор может отсутствовать и при  $R_* \leq R_{\text{ISCO}}$  в случае, если эффективная толщина пограничного слоя в области экватора звезды превышает его толщину.

Зависимость полного энерговыделения от частоты вращения и соотношение вкладов аккреционного диска и пограничного слоя для нейтронной звезды с гравитационной массой  $1,4M_\odot$  показаны на рис. 4, где представлены результаты точного расчёта в рамках ОТО с учётом реальной метрики пространства-времени и вероятного уравнения состояния вещества в ядре нейтронной звезды [9, 34]. Отрицательные и положительные значения скорости вращения нейтронной звезды  $f$  соответствуют противо- и сонаправленному вращению звезды и аккреционного диска. Как и следовало ожидать, при увеличении частоты вращения нейтронной звезды доля энергии, выделяемой в пограничном слое, убывает. Однако это убывание более быстрое, чем предсказывается ньютоновской формулой (2). Обратное поведение наблюдается в случае, если направления вращения аккреционного диска и нейтронной звезды противоположны, тогда основная доля энергии выделяется в пограничном слое. Также интересно отметить, что при противоположных вращениях диска и нейтронной звезды эффективность аккреции  $\eta = L/\dot{M}c^2$  значительно превосходит ньютоновское значение и для массивных нейтронных звёзд может достигать величины  $\eta \approx 0,67$  [34]. Это связано с торможением вращения нейтронной звезды. Для сравнения приведём значение в случае аккреции на невращающуюся нейтронную звезду массой  $1,4M_\odot$ :  $\eta \approx 0,21$  [34].

Для практического применения при интерпретации наблюдательных данных удобны приближённые формулы для светимости аккреционного диска  $L_d$  и пограничного слоя  $L_s$ , полученные в работе [34]:

$$L_s + L_d \approx \left( 0,213 - 0,153 \frac{f}{1 \text{ кГц}} + 0,02 \left( \frac{f}{1 \text{ кГц}} \right)^2 \right) \dot{M}c^2, \quad (6)$$

$$\frac{L_s}{L_s + L_d} \approx 0,737 - 0,312 \frac{f}{1 \text{ кГц}} - 0,19 \left( \frac{f}{1 \text{ кГц}} \right)^2. \quad (7)$$

Роль пограничного слоя в формировании излучения аккрецирующих нейтронных звёзд в тесных двойных системах определяется не только его значительным вкладом в светимость, но и тем фактом, что площадь поверхности пограничного слоя значительно меньше площади поверхности аккреционного диска. По этой причине температура излучения пограничного слоя в несколько раз превышает температуру излучения аккреционного диска:

$$T_{\text{BL}} \sim T_{\text{disk}} \left( \frac{S_{\text{disk}}}{S_{\text{BL}}} \right)^{1/4}, \quad (8)$$

где  $S_{\text{BL}}$  и  $S_{\text{disk}}$  — площади поверхности пограничного слоя и внутренней области аккреционного диска соответственно. Различные модели пограничного слоя предсказывают сильно различающиеся значения отношения площадей  $S_{\text{disk}}/S_{\text{BL}}$  (см. раздел 3). Наблюдения показывают, что при темпе аккреции порядка  $1/2$  эддингтонов-

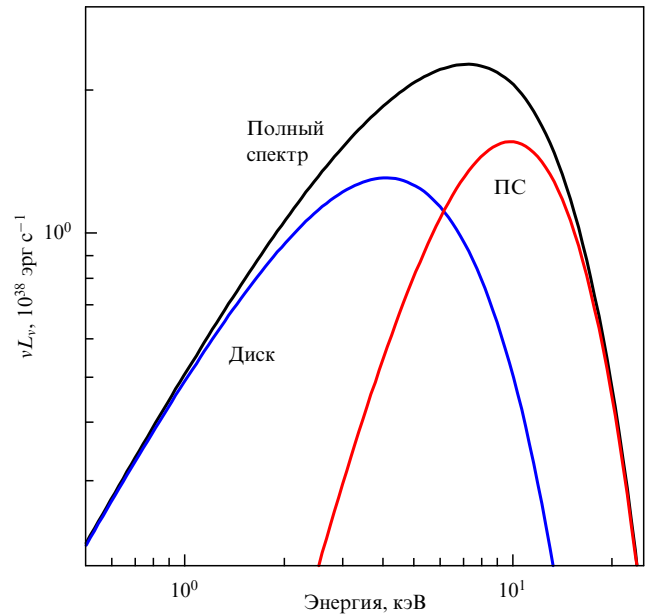


Рис. 5. Спектр излучения аккрецирующей нейтронной звезды в тесной двойной системе со светимостью  $\sim 2 \times 10^{38}$  эрг  $\text{с}^{-1}$ . Показаны вклады аккреционного диска (Диск), пограничного слоя (ПС) и их сумма (Полный спектр).

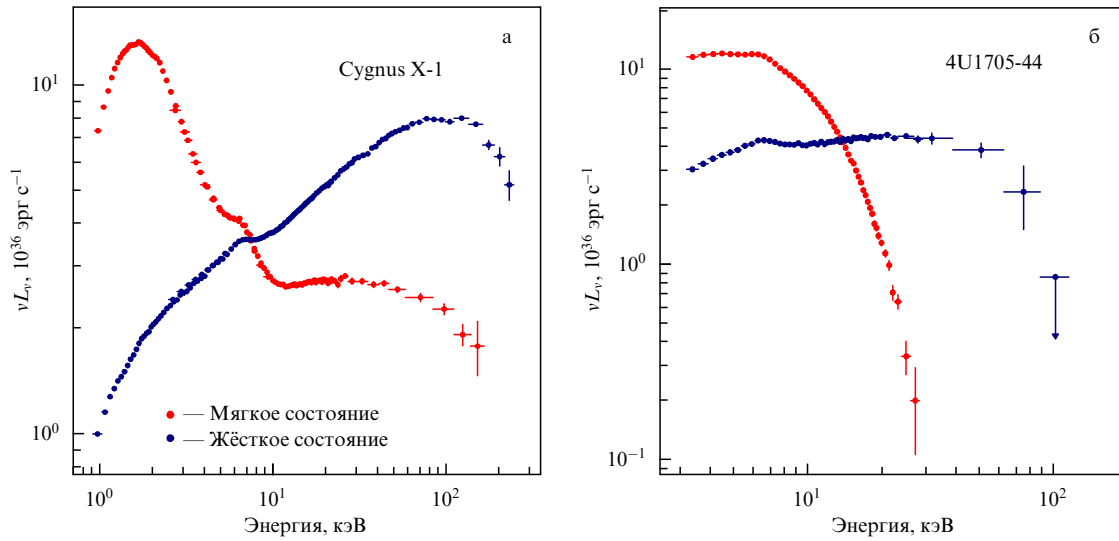
ского значения температура пограничного слоя превышает температуру аккреционного диска в  $\sim 3-4$  раза (см. раздел 4). Спектр аккрецирующей нейтронной звезды при таких темпах аккреции схематически изображён на рис. 5. При меньших значениях темпа аккреции температура аккреционного диска, соответственно, ниже.

Эффективная температура пограничного слоя ограничена значением, при котором поток излучения становится равным локальному эддингтоновскому значению (уравнение (4)). Если локальное энерговыделение превысит критическое эддингтоновское значение (т.е. давление излучения превысит силу гравитации), то истечение вещества приведёт к уменьшению темпа аккреции и, соответственно, к уменьшению локального энерговыделения до эддингтоновского значения<sup>1</sup>. Этот широко известный вывод теории подтверждён наблюдениями — светимости ярчайших нейтронных звёзд в нашей Галактике не превышают эддингтоновского значения, вычисленного с учётом вкладов аккреционного диска и пограничного слоя (см. ниже) [10, 23]. Пренебрегая центробежной силой, легко показать, что эддингтоновская температура для полностью ионизованного водорода определяется выражением

$$\sigma_T \frac{\sigma T_{\text{Edd}}^4}{c} = \frac{GM_* m_p}{R_*^2} \left( 1 - \frac{R_s}{R_*} \right)^{3/2}, \quad (9)$$

где  $\sigma$  — постоянная Стефана–Больцмана,  $T_{\text{Edd}}$  — эддингтоновская температура для бесконечно удалённого наблюдателя. Для нейтронной звезды массой  $1,4M_\odot$  и радиусом  $10-15$  км  $T_{\text{Edd}} \sim 1,5$  кэВ. В формуле

<sup>1</sup> Известно, что есть возможность в предположении специальной геометрии или интенсивного оттока вещества в несколько раз обойти эддингтоновский предел. Однако рассмотрение частных случаев, далёких от основных задач обзора, едва ли представляет интерес для широкого читателя.



**Рис. 6.** Наблюдаемая спектральная плотность излучаемой энергии в мягком и жёстком спектральном состоянии чёрной дыры Лебедь X-1 (а) и нейтронной звезды 4U1705-44 (б). В обоих случаях радикальное изменение формы спектра излучения связано с перераспределением долей энергии, излучаемых в оптически-плотном аккреционном диске и оптически-тонкой горячей короне, расположенной в непосредственной близости от релятивистского объекта. В случае нейтронных звёзд переход аккреционного диска и пограничного слоя из оптически-плотного режима в оптически-тонкий режим происходит одновременно. В высоком состоянии спектр нейтронной звезды имеет бóльшую цветовую температуру, чем спектр чёрной дыры, из-за вклада излучения пограничного слоя и меньшей площади излучаемой поверхности вследствие меньшего линейного размера нейтронной звезды. Появление степенных спектров излучения с экспоненциальным завалом характерно для задачи комптонизации низкочастотного излучения в горячей плазме. Наклон спектра определяется температурой электронов и средним числом рассеяний в облаке горячей плазмы (или, что то же самое, оптической толщиной) [39]. В жёстком состоянии спектр комптонизированного излучения нейтронной звезды мягче. Это связано с излучением поверхности нейтронной звезды, охлаждающим электроны в короне [40]. Спектральная плотность приведена в единицах  $\nu L_\nu$ , характеризующих светимость в полосе  $\Delta E$  порядка  $E$ . (Из работ [41, 42].)

(9) учтено, что гравитационное красное смещение уменьшает температуру, регистрируемую бесконечно удалённым наблюдателем. Для типичных значений масс и радиусов нейтронных звёзд величина этого эффекта составляет  $\sim 15\%$ .

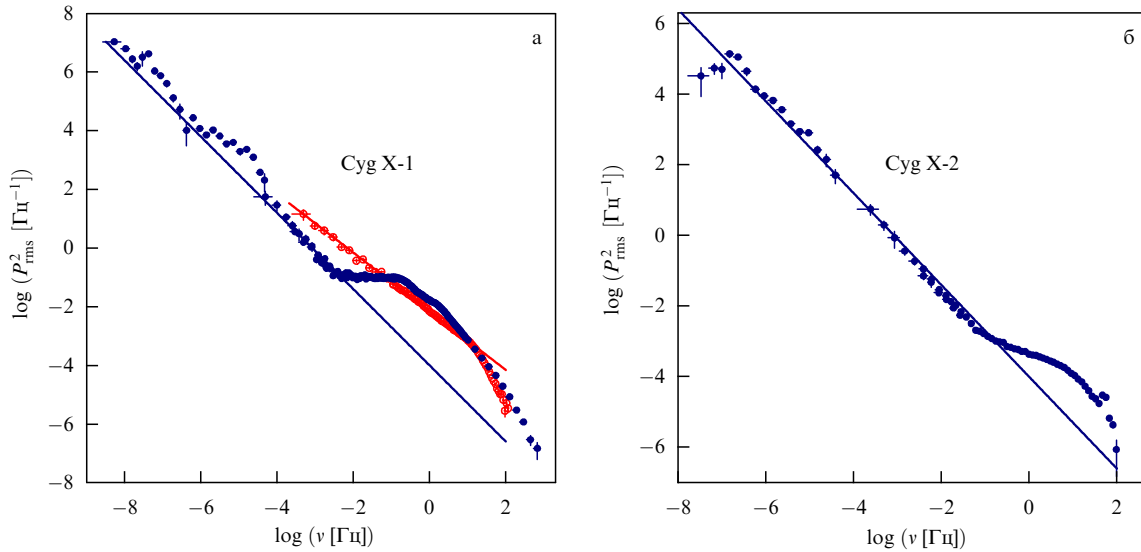
Заметим, что искривление лучей в сильном гравитационном поле вращающейся нейтронной звезды может усложнить геометрию задачи, в частности, наблюдатель может регистрировать часть излучения второй (невидимой в классическом приближении) полусферы поверхности нейтронной звезды. Вращение нейтронной звезды ( $v/c \sim 0,1$ ) приводит к дальнейшим искажениям спектра излучения пограничного слоя (аналогом которых в классическом приближении является эффект Доплера).

Однако наиболее важным эффектом, который необходимо учитывать при сравнении с наблюдениями, является то, что из-за комптоновского рассеяния на свободных электронах в атмосфере нейтронной звезды цветовая температура  $T_c$  излучения пограничного слоя (так же как и аккреционного диска) не равна его эффективной температуре  $T_{\text{eff}}$  — спектр оказывается более "жёстким", чем планковский спектр той же светимости. Для параметров плазмы, типичных для аккреционного диска,  $T_c/T_{\text{eff}} \sim 1,7$  [38], т.е. соответствующее значение цветовой температуры составляет  $\sim 2,5$  кэВ. Это значение близко к наблюдаемому в маломассивных двойных системах в нашей Галактике (см. раздел 4).

Так как радиус нейтронной звезды близок к радиусу последней устойчивой кеплеровской орбиты вокруг невращающейся чёрной дыры,  $R_{\text{ISCO}} = 3R_s$ , следует ожидать, что в целом структура аккреционного диска не зависит от природы компактного объекта — нейтронной звезды или чёрной дыры. Это подтверждается

наблюдениями. В частности, в случае аккреции на нейтронную звезду, как и в случае чёрной дыры, наблюдаются два спектральных состояния — мягкое (высокое) и жёсткое (низкое), как показано на рис. 6. Переход из жёсткого спектрального состояния в мягкое происходит, когда светимость превышает несколько процентов от эддингтоновской светимости (3). Спектры аккреционного диска вокруг нейтронной звезды и чёрной дыры одинаково успешно описываются одними и теми же моделями (например, [42]), а спектр мощности низкочастотных флуктуаций рентгеновского потока (определяемый характеристиками турбулентности в аккреционном диске) в обоих классах источников следует степенному закону  $P_\nu \propto \nu^{-\alpha}$  с показателем  $\alpha \approx 1,3$  (рис. 7).

Сравнивая спектры излучения аккрецирующих нейтронных звёзд и чёрных дыр, следует иметь в виду, что пограничный слой в случае последних отсутствует. Соответственно, отсутствует и спектральная компонента, связанная с его излучением. Интересно отметить, что по этой причине при одинаковом темпе аккреции светимость аккрецирующей нейтронной звезды будет примерно в 2–3 раза выше, чем светимость шварцшильдовской чёрной дыры. Напомним, что эффективность аккреции  $\eta = L/\dot{M}c^2$  на невращающуюся чёрную дыру составляет  $\eta \approx 0,057$  [32], а на нейтронную звезду с учётом излучения пограничного слоя —  $\eta \approx 0,21$  (см. рис. 4 и уравнение (7)) [34]. В случае чёрной дыры "недостающая" энергия, запасённая в виде кинетической энергии аккрецирующего вещества, адвектируется за горизонт событий чёрной дыры. Напротив, в случае нейтронной звезды эта энергия выделяется в пограничном слое вблизи её поверхности. Другим интересным следствием является то, что удельная критическая свети-



**Рис. 7.** Широкополные спектры мощности флуктуаций рентгеновского излучения (а) чёрной дыры Лебедь X-1 и (б) нейтронной звезды Лебедь X-2 (тёмные символы). Сплошными линиями показан степенной закон  $P_\nu \propto \nu^{-1,3}$ , нормировка которого одинакова на обоих рисунках. Низкочастотная часть спектра мощности,  $\log \nu \leq -2$ , хорошо описываемая степенным законом, связана с турбулентностью и неустойчивостями в протяжённом аккреционном диске. Дополнительная компонента аperiodической переменности на частотах  $\log \nu \geq -2$  рождается в оптически-тонкой короне вблизи чёрной дыры,  $r \leq 100R_S$  (Лебедь X-1) [43] либо в пограничном слое и на его интерфейсе с аккреционным диском (нейтронная звезда в источнике Лебедь X-2) [23]. Отметим, что масса чёрной дыры в источнике Лебедь X-1, составляющая  $\approx 15M_\odot$  [44], в  $\sim 10$  раз превышает типичные массы нейтронных звёзд. Так как характерные времена большинства неустойчивостей в аккреционном диске возрастают пропорционально массе компактного объекта [45], т.е.  $\nu \propto 1/M_*$ , в источнике Лебедь X-2 эта компонента аperiodической переменности расположена на более высоких частотах. На рисунке а светлыми символами показаны также спектр мощности чёрной дыры Лебедь X-1 в высоком состоянии и его аппроксимация степенным законом  $P_\nu \propto \nu^{-1}$ . В этом случае оптически-плотный и геометрически-тонкий аккреционный диск, вероятно, простирается до последней устойчивой кеплеровской орбиты и оптически-тонкая квазисферическая часть аккреционного потока незначительна [41]. (Из работы [42].)

мость  $L_{\text{crit}}/M_*$ , при которой давление излучения может приводить к значительному оттоку аккрецирующего вещества, для нейтронных звёзд в  $\sim 2-3$  раза выше, чем для чёрных дыр. Важно подчеркнуть, что излучение слоя растекания достаточно слабо влияет на вещество аккреционного диска и его движение в радиальном направлении.

Несмотря на сходство глобальной структуры аккреционных потоков для нейтронных звёзд и чёрных дыр, присутствие нейтронной звезды с твёрдой поверхностью, на которой выделяется кинетическая энергия аккрецирующего вещества и которая может излучать фотоны, приводит к ряду различий между аккрецирующими нейтронными звёздами и чёрными дырами. Наиболее очевидное из них заключается в том, что низкотемпературное (по сравнению с температурой электронов горячей короны  $T_e \sim 50-100$  кэВ) излучение поверхности нейтронной звезды приведёт к более интенсивному охлаждению короны и понижению параметра комптонизации в случае нейтронных звёзд [40]. По этой причине степенные спектры нейтронных звёзд в жёстком состоянии имеют более крутой наклон и тепловой завал на меньших энергиях, чем чёрные дыры (см. рис. 6).

При низких темпах аккреции во внутренней части аккреционного диска возможен переход к адвекционно-доминированному слабоизлучательному режиму аккреции [46]. При этом режиме аккреции плазма в диске сильно разогревается и становится двухтемпературной — протоны имеют температуру в несколько десятков МэВ, а электроны — до 100 кэВ. Однако при аккреции на нейтронную звезду адвектируемая энергия, в отличие от таковой в случае аккреции на чёрную дыру, не может без

следа уходить в нейтронную звезду, а должна полностью излучаться в пограничном слое вблизи поверхности [47]. Уже при светимостях, превышающих примерно несколько процентов от эддингтоновской светимости, излучения пограничного слоя будет достаточно для охлаждения адвекционного потока [40] за счёт комптонизации [4, 48]. Адвекционное решение со сверхкритической аккрецией и геометрически-толстым диском [49, 50] также неприменимо в случае аккреции на нейтронную звезду — при отсутствии чёрной дыры, на которую могло бы уноситься излучение, выделившееся в ходе аккреции, но запертое в оптически-толстом аккреционном потоке. У нейтронной звезды есть поверхность, а в стационарной задаче вся энергия, выделившаяся при аккреции, должна уйти на бесконечность.

### 3. Теория пограничного слоя

Классическая модель пограничного слоя, разработанная в 1970–1980-е годы [7, 51–56], рассматривает пограничный слой как часть аккреционного диска, т.е. предполагается, что движением вещества в направлении, перпендикулярном плоскости аккреционного диска, можно пренебречь ( $v_z \ll v_R$ ), так же как и переносом излучения в радиальном направлении. (Отметим, что в более поздних работах последнее ограничение было снято (см., например, [56]).) В этой модели торможение вещества в пограничном слое обусловлено турбулентной или магнитной вязкостью, так же как и в аккреционном диске. Предполагается, что турбулентная вязкость достаточно эффективна, так что торможение вещества происходит за конечное число оборотов на кеплеровской

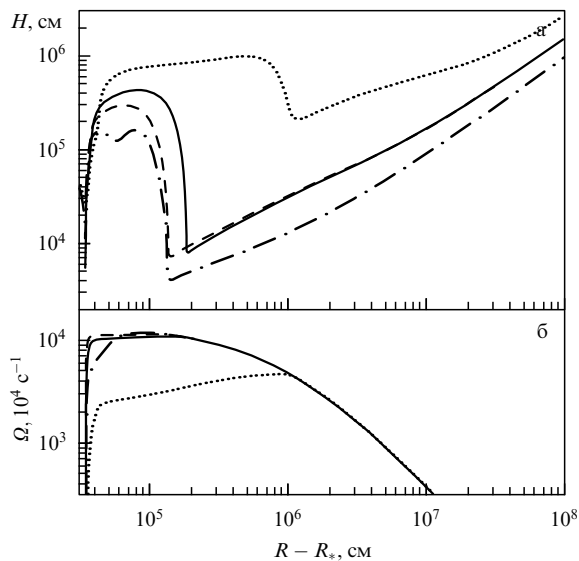
орбите, аналогично торможению спутника при вхождении в атмосферу. Производная угловой скорости по радиальной координате в пограничном слое положительна,  $d\omega/dr > 0$  (см. рис. 3). Пренебрегая силой давления излучения и растеканием вещества по поверхности нейтронной звезды, можно вычислить характерную толщину пограничного слоя — как и для аккреционного диска, она определяется высотой однородной атмосферы с учётом проекции силы гравитации на тангенциальное направление,

$$H_{\text{BL}} \approx \sqrt{2}R_* \frac{c_s}{v_K}, \quad (10)$$

а размер пограничного слоя по радиусу — высотой однородной атмосферы в радиальном направлении,

$$\Delta R_{\text{BL}} \approx R_* \frac{c_s^2}{v_K^2 (1 - \Omega_*^2 / \Omega_K^2)}, \quad (11)$$

где  $c_s$  — скорость звука,  $v_K$  — кеплеровская скорость вблизи поверхности нейтронной звезды [7]. Множитель в скобках в знаменателе правой части (11) учитывает эффект центробежной силы, противодействующей гравитационному притяжению нейтронной звезды. Так как скорость звука в радиационно-доминированном пограничном слое велика, его радиальный размер и толщина в вертикальном направлении оказываются сравнимыми. Структура пограничного слоя, полученная в результате детального численного расчёта, проведённого в работе [57] в классическом приближении, показана на рис. 8.



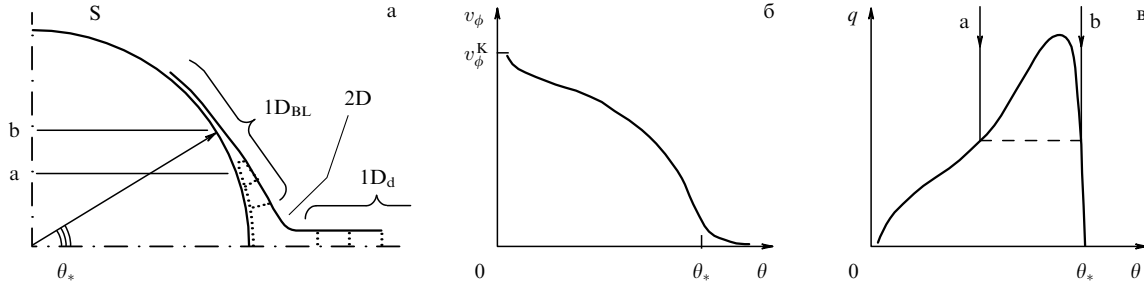
**Рис. 8.** Толщина аккреционного диска в вертикальном направлении  $H$  (а) и угловая скорость вращения вещества  $\Omega$  (б) как функции расстояния до поверхности нейтронной звезды. Приведены результаты для различных темпов аккреции для невращающейся нейтронной звезды:  $\dot{M} = 10^{-10} M_{\odot} \text{ год}^{-1}$  (штрихпунктирная кривая),  $\dot{M} = 10^{-9} M_{\odot} \text{ год}^{-1}$  (пунктирная кривая),  $\dot{M} = 10^{-8} M_{\odot} \text{ год}^{-1}$  (сплошная кривая). Показан также результат расчёта для звезды, вращающейся с частотой  $f_* = 636$  Гц, и темпа аккреции  $\dot{M} = 10^{-9} M_{\odot} \text{ год}^{-1}$  (штриховая кривая). Обращает на себя внимание малая толщина диска в переходной зоне от аккреционного диска к пограничному слою, а также резкое значительное увеличение вертикального размера аккреционного потока в пограничном слое. При больших темпах аккреции,  $\dot{M} \rightarrow \dot{M}_{\text{Edd}}$ , радиальный и вертикальный размеры пограничного слоя становятся сравнимыми с радиусом нейтронной звезды. Результаты расчёта для стандартной  $\alpha$ -модели турбулентной вязкости [2] при  $\alpha = 0,1$ . (Из работы [57].)

Интересным предсказанием теории дисковой аккреции является образование узкой (по высоте) "шейки" (она хорошо видна на рис. 8) вблизи внутренней границы диска. С внешней стороны шейки вязкие силовые напряжения отводят угловой момент наружу. Турбулентное трение приводит к диссипации энергии и нагреванию вещества диска. Ближе к поверхности звезды градиент скорости вращения меняет знак и вязкие силовые напряжения отводят угловой момент по направлению к звезде. В области шейки вязкие силовые напряжения малы, ничтожно малы также нагрев вещества и давление вещества и излучения. Это и есть причина образования шейки. Из рисунка 8 видно, что при сравнительно низких темпах аккреции теория и расчёты предсказывают толщину шейки в несколько сотых долей радиуса звезды. При этом шейка тоньше, чем толщина диска на расстояниях в несколько радиусов звезды. При высоких темпах аккреции,  $\dot{M} \rightarrow \dot{M}_{\text{Edd}}$ , в игру вступают радиальный перенос излучения и адвекция излучения в диске. Это приводит к заметному утолщению шейки.

В численном решении классической задачи о пограничном слое, полученном в работе [57], размеры пограничного слоя составляют заметную долю от радиуса нейтронной звезды, а при достаточно высоком темпе аккреции становятся с ним сравнимыми (см. рис. 8). Это связано с тем, что поток с единицы поверхности пограничного слоя ограничен локальным эддингтоновским значением (см. уравнение (4)). Необходимость излучить светимость  $L_{\text{BL}} \sim 10^{37} - 10^{38}$  эрг  $\text{с}^{-1}$  приводит к "раздуванию" пограничного слоя давлением излучения, т.е. к увеличению площади его поверхности. Вследствие этого перестаёт соблюдаться основное предположение, лежащее в основе классической теории пограничного слоя, о пренебрежимо малой роли движений в направлении, перпендикулярном плоскости аккреционного диска, и полном отсутствии радиального переноса излучения. Этот недостаток классической теории был устранён в новой теории пограничного слоя, созданной в конце 1990-х годов [1, 58].

Принципиально новый подход к проблеме пограничного слоя был предложен в работе [1]. В отличие от традиционной модели, модель Иногамова и Сюняева одновременно с торможением аккрецирующего вещества учитывает его перераспределение по поверхности нейтронной звезды. В такой постановке задачи правильнее говорить не о пограничном слое между аккреционным диском и нейтронной звездой, а о слое растекания аккрецирующего вещества по поверхности нейтронной звезды (рис. 9).

В отличие от энерговыделения в стандартной модели, где оно сосредоточено вблизи экватора, в модели Иногамова и Сюняева энерговыделение происходит в достаточно широком слое с меридиональным размером  $\theta_*$ , который возрастает с увеличением темпа аккреции. При  $\dot{M} \rightarrow \dot{M}_{\text{Edd}}$ ,  $\theta_* \rightarrow 90^\circ$ , т.е. при больших светимостях, слой вращающегося вещества покрывает всю поверхность нейтронной звезды. Торможение вещества в слое растекания при высоких светимостях, в отличие от такового в стандартной модели, происходит медленно, вещество совершает  $\sim 10^2 - 10^3$  оборотов, продвигаясь по мере торможения к полюсам вращения нейтронной звезды. Динамика вещества в радиальном направлении определяется балансом силы гравитации, проекции центробежной силы и силы давления излучения. Большая скорость



**Рис. 9.** Модель слоя растекания. (а) Геометрия слоя растекания: S — поверхность нейтронной звезды, 1D<sub>d</sub> и 1D<sub>bl</sub> — аккреционный диск и слой растекания на поверхности нейтронной звезды, допускающие одномерное рассмотрение, 2D — переходная зона, в которой необходимо учитывать как радиальное, так и меридиональное движение вещества. (б) Зависимость линейной скорости вращения  $v_\phi$  от широты  $\theta$ . Вращение вещества существенно в диапазоне широт  $0 < \theta < \theta_*$ , вне этой области вещество теряет почти всю азимутальную скорость  $v_\phi$  и практически не вращается. (в) Зависимость локальной плотности потока излучения от широты  $\theta$ . Стрелками а и б ограничена область яркого кольца на поверхности звезды, характеризующаяся повышенным энерговыделением. (Из работы [1].)

вращения вещества вблизи экваториальной плоскости приводит к тому, что центробежная сила почти уравновешивает силу тяжести, поэтому эффективное значение локального эддингтоновского потока  $q_{\text{eff}}$  вблизи экватора значительно меньше стандартного значения  $q_0$ , определяемого уравнением (9). По мере торможения вещества и его продвижения к полюсам роль центробежной силы уменьшается и  $q_{\text{eff}}(\theta) \rightarrow q_0$ . Как показали результаты расчётов в работе [1], в большей части слоя растекания поток излучения равен с высокой точностью эффективному локальному эддингтоновскому значению,  $q(\theta) \approx q_{\text{eff}}(\theta)$ . Используя этот результат, можно определить меридиональный размер слоя растекания из следующего уравнения:

$$\dot{M} \frac{(v_\phi^K)^2}{4} = 2\pi R_*^2 \int_0^{\theta_*} q_{\text{eff}}(\theta) \sin \theta \, d\theta, \quad (12)$$

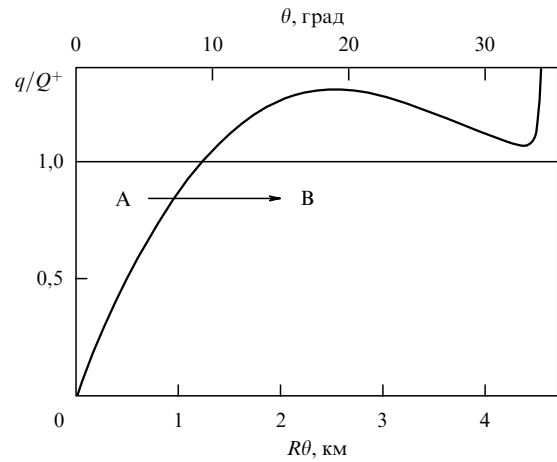
где эффективный локальный эддингтоновский поток выражается в виде

$$q_{\text{eff}}(\theta) = \frac{m_p c}{R_* \sigma_T} \left[ (v_\phi^K)^2 - v_\phi^2(\theta) \right]. \quad (13)$$

Здесь  $v_\phi^K$  — кеплеровская скорость на поверхности нейтронной звезды. Для того чтобы найти  $\theta_*$  из уравнения (12), необходимо знать зависимость скорости вращения от широты  $v_\phi(\theta)$ , которая определяется в результате решения полной задачи о торможении вещества в слое растекания. Пренебрегая центробежной силой, можно определить нижний предел  $\theta_*$ :

$$\theta_* > \arcsin \frac{L_{\text{BL}}}{L_{\text{Edd}}}. \quad (14)$$

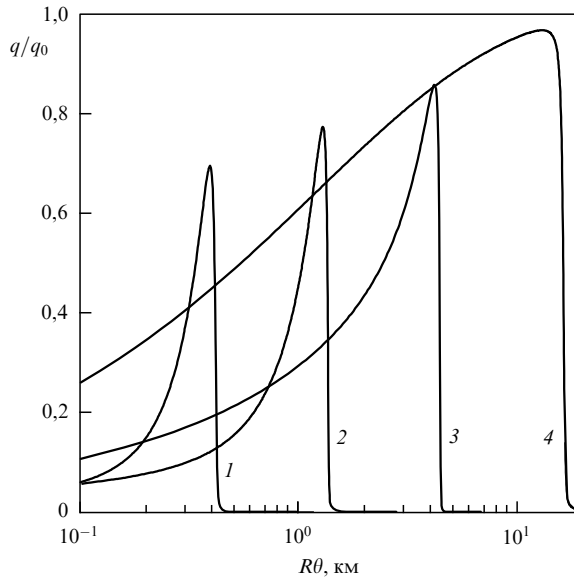
Поскольку угловая скорость вещества  $v_\phi(\theta)$  уменьшается с увеличением широты, из уравнения (13) следует, что локальный поток излучения возрастает с увеличением широты, достигая максимального значения вблизи внешней границы слоя растекания  $\theta_*$ . Это приводит к появлению на слое растекания двух ярких поясов (в северном и южном полушариях), в которых излучается до ~ 70 % его полной светимости (см. рис. 9). Повышенная яркость в этих поясах обеспечивается механической адвекцией тепловой энергии из приэкваториальной области при меридиональном движении вещества (рис. 10).



**Рис. 10.** Отношение потока энергии  $q$ , излучаемой с единицы поверхности слоя растекания, к энерговыделению, обусловленному силами трения  $Q^+$  на единицу контактной поверхности между слоем растекания и нейтронной звездой. Результат численного расчёта для  $L_s/L_{\text{Edd}} = 0,2$ .  $\theta$  — широта, отсчитываемая от экватора нейтронной звезды,  $R\theta$  — линейная координата вдоль меридиана. Энергия переносится из зоны А в зону В вследствие механической адвекции тепловой энергии в меридиональном направлении, которая во многом определяет динамику слоя растекания. Энерговыделение в экваториальной плоскости должно равняться нулю, так как в противном случае давление света отбросит аккреционный диск, в котором гравитация уравновешивается центробежной силой. (Из работы [1].)

При возрастании темпа аккреции положение ярких поясов смещается к полюсам вращения нейтронной звезды, при этом их ширина увеличивается (рис. 11) [1].

Так как сила давления излучения и центробежная сила почти точно уравновешивают силу гравитации, эффективная высота однородной атмосферы достигает  $\approx 1$  км, что значительно больше стандартного значения высоты однородной атмосферы на поверхности нейтронной звезды в отсутствие вращения и давления излучения,  $\sim 10-100$  см. В результате слой растекания левитирует над поверхностью нейтронной звезды. Меридиональная компонента центробежной силы, направленная к экватору нейтронной звезды, определяет структуру слоя растекания в меридиональном направлении. Распространение вещества в этом направлении возможно только при потере углового момента, что приводит к уменьшению меридиональной компоненты центробежной силы [1, 58].



**Рис. 11.** Меридиональная зависимость потока энергии  $q_0$ , излучаемой с единицы поверхности слоя растекания.  $q$  — эддингтоновское значение потока,  $R\theta$  — линейная координата, отсчитываемая от экватора нейтронной звезды вдоль её меридиана. Кривые 1–4 соответствуют светимости слоя растекания  $L_s/L_{\text{Edd}} = 0,01, 0,04, 0,2, 0,8$ . Видно, как при увеличении светимости слоя растекания положение ярких поясов смещается по направлению к полюсам вращения нейтронной звезды, при этом их ширина увеличивается. (Из работы [1].)

Центральной проблемой в задаче о слое растекания является механизм торможения. Речь идёт о торможении гиперзвукового потока, движущегося со скоростью  $\sim (0,4-0,5) c$  над "подшовой" слоя растекания — плотной атмосферой из ранее выпавшего вещества. Примерной аналогией для этой задачи является задача о ветре над гладкой поверхностью. При малой вязкости зависимость скорости потока от высоты описывается известным логарифмическим профилем Прандтля–Кармана (см., например, [59]). Решение задачи с левитирующим слоем растекания над поверхностью нейтронной звезды было получено в работе [1] именно в этом приближении. Предсказания такой модели слоя растекания достаточно хорошо объясняют наблюдаемые энергетические спектры излучения слоя растекания и согласуются с данными о его временной переменности.

Однако в работе [58] показано, что реальная ситуация сложнее и простое решение с тонкой "подшовой" и плавным профилем скорости вращения  $v_\phi(r)$ , в котором скорость  $v_\phi$  уменьшается до скорости вращения нейтронной звезды вследствие турбулентной вязкости, возможно лишь при выборе коэффициента вязкости в модели Прандтля–Кармана, в несколько сотен раз меньшего, чем общепринятое значение. Точно так же в модели  $\alpha$ -вязкости Шакуры–Сюняева [1] требуется значение  $\alpha$ -параметра на уровне  $10^{-4}-10^{-3}$ . Турбулентная вязкость при стандартных предположениях о параметрах способна лишь незначительно уменьшить скорость вращения потока аккрецирующего вещества, что приводит к появлению массивного быстровращающегося приэкваториального слоя, в котором вращение затухает чрезвычайно медленно.

Градиент азимутальной скорости может приводить к генерации в "подшове" слоя растекания внутренних

гравитационных волн, распространяющихся в направлении потока [58]. Нелинейные процессы опрокидывания волн связывают волны в соседних слоях и передают угловой момент в глубинные области нейтронной звезды, приводя к эффективному торможению потока. Однако такой подход приводит к картине с сильным энерговыделением на больших глубинах, соответствующих поверхностной плотности  $\Sigma > 10^7-10^9 \text{ г см}^{-2}$ . Это в свою очередь приводит к повышению температуры в глубинных слоях и стационарному горению гелия, т.е. к исчезновению феномена рентгеновских всплесков, что очевидным образом противоречит наблюдениям. Для решения этой проблемы в работе [58] была выдвинута гипотеза о возникновении уединённой гигантской гравитационной волны на глубинах, соответствующих  $\Sigma \sim 10^5-10^6 \text{ г см}^{-2}$ . Такая нелинейная волна может обеспечить торможение вещества, выпавшего из левитирующего слоя, и уменьшить температуру на глубинах, где происходит горение гелия, открывая тем самым возможность для его взрывного горения. Несомненно, эта гипотеза требует дальнейшего исследования, тем не менее в данный момент она представляется более разумной, чем предположение об аномально низких значениях коэффициентов вязкости.

Другой возможный механизм вязкости в пограничном слое предложен в работах [60, 61]. В этой модели угловой момент переносится звуковыми волнами, возбуждаемыми в результате гидродинамических неустойчивостей в сдвиговом течении пограничного слоя. Распространяясь внутрь и наружу и затухая, звуковые волны передают угловой момент звезде и веществу аккреционного диска, внешнего по отношению к пограничному слою. В этой картине задача о пограничном слое заметно усложняется, так как перенос и диссипация углового момента перестают быть локальными процессами, определяемыми локальными свойствами потока. Более того, звуковые волны переносят, наряду с угловым моментом, энергию, что может кардинально изменить картину энерговыделения в пограничном слое. Эффективность этого механизма, так же как и механизма торможения за счёт гравитационных (поверхностных) волн, ещё предстоит исследовать в детальных численных расчётах.

Аналогично спектрам рентгеновских всплесков при светимости, близкой к эддингтоновскому пределу [62], локальные спектры слоя растекания могут быть описаны [36] дилутированным планковским спектром, цветовая и эффективная температуры которого связаны соотношением

$$T_c = f_c T_{\text{eff}}. \quad (15)$$

Для характерных параметров задачи коэффициент жёсткости лежит в диапазоне  $f_c \approx 1,6-1,9$ . Точное рассмотрение задачи радиационного переноса в слое растекания в работе [36] показало, что при достаточно высоком темпе аккреции,  $L \geq 0,1 L_{\text{Edd}}$ , его интегральный спектр также может быть достаточно хорошо описан дилутированным однотемпературным планковским спектром. Важно, что цветовая температура излучения слоя растекания слабо зависит от деталей его вертикальной структуры и определяется главным образом компактностью нейтронной звезды  $M/R_*$ . Это открывает возможность измерения компактности нейтронной звезды по измере-

ниям формы спектра слоя растекания (см. раздел 4). Такая возможность успешно реализована в работах [24, 36].

В заключение этого раздела отметим, что численные расчёты аккреции и зарождения магнито-ротационной неустойчивости [63–66] в радиационно-доминированных аккреционных дисках, проводимые сейчас многими сильнейшими группами вычислительной астрофизики [67], позволяют надеяться, что в не очень далёком будущем будет осуществлено численное моделирование трёхмерной задачи аккреции вещества с большим угловым моментом на нейтронную звезду со слабым магнитным полем. Такие расчёты позволят не только проверить правильность выводов приближённых полуаналитических теоретических моделей [1, 58, 60], но и учесть роль магнито-ротационной неустойчивости в формировании турбулентности в слое растекания и генерации в нём различных гидродинамических и магнитогиродинамических неустойчивостей.

#### 4. Наблюдения излучения пограничного слоя в галактических рентгеновских двойных звёздных системах

Очевидно, что наблюдения галактических рентгеновских двойных могли бы дать уникальную возможность проверки теорий пограничного слоя. Однако задача измерения спектра излучения пограничного слоя усложняется из-за сходства спектров пограничного слоя и аккреционного диска. При высоком темпе аккреции,  $\dot{M} \geq 0,05\dot{M}_{\text{Edd}}$ , оба спектра имеют примерно планковскую форму (или представляют собой сумму разнотемпературных планковских спектров) [1, 2, 36] с несколько различающимися температурами и примерно одинаковыми светимостями (см. рис. 5). Их сумма, соответственно, имеет плавную куполообразную форму, на которой отдельные спектральные компоненты неразличимы (рис. 12, см. также рис. 5). Более того, переход аккреционного потока из состояния, в котором основное энерговыделение происходит в оптически-непрозрачном режиме, в оптически-тонкое состояние (переход из мягкого спектрального состояния в жёсткое (см. раздел 2)) происходит одновременно для аккреционного диска и пограничного слоя (см. рис. 6). Это усложняет анализ и интерпретацию спектров рентгеновских барстеров и стало причиной многих неоднозначных и противоречивых результатов и выводов.

Задача была решена в начале 2000-х годов благодаря использованию, наряду со спектральными данными, информации о временной переменности рентгеновского потока от этих источников. Как было предложено ещё в 1980-е годы, характеристики временной переменности могут быть различными для излучения пограничного слоя и аккреционного диска [68]. Дальнейший прогресс стал возможен почти 20 лет спустя благодаря большой эффективной поверхности детекторов обсерватории RXTE и разработке новых методов анализа данных. С использованием метода частотно-разрешённой спектроскопии (Fourier frequency-resolved spectroscopy) было показано, что спектрально-временная переменность рентгеновского излучения аккрецирующих нейтронных звёзд на частотах  $f \geq 1$  Гц при высоком темпе аккреции,  $\dot{M} \geq 0,05\dot{M}_{\text{Edd}}$ , описывается линейным уравнением [23]

$$S(E, t) = S_0(E) + S_1(E) f(t). \quad (16)$$

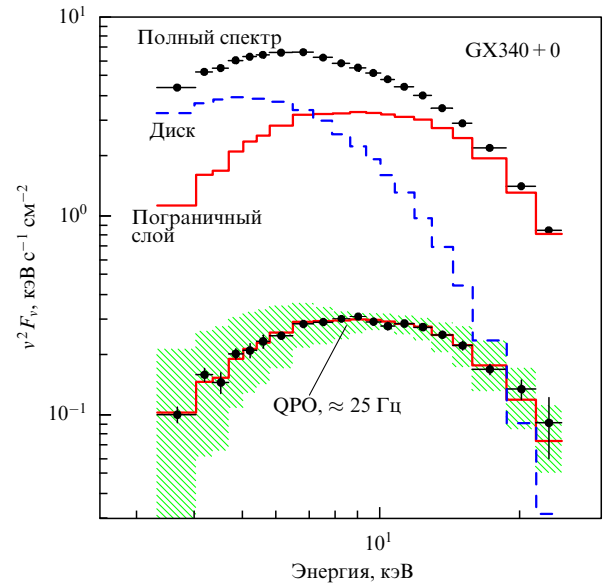
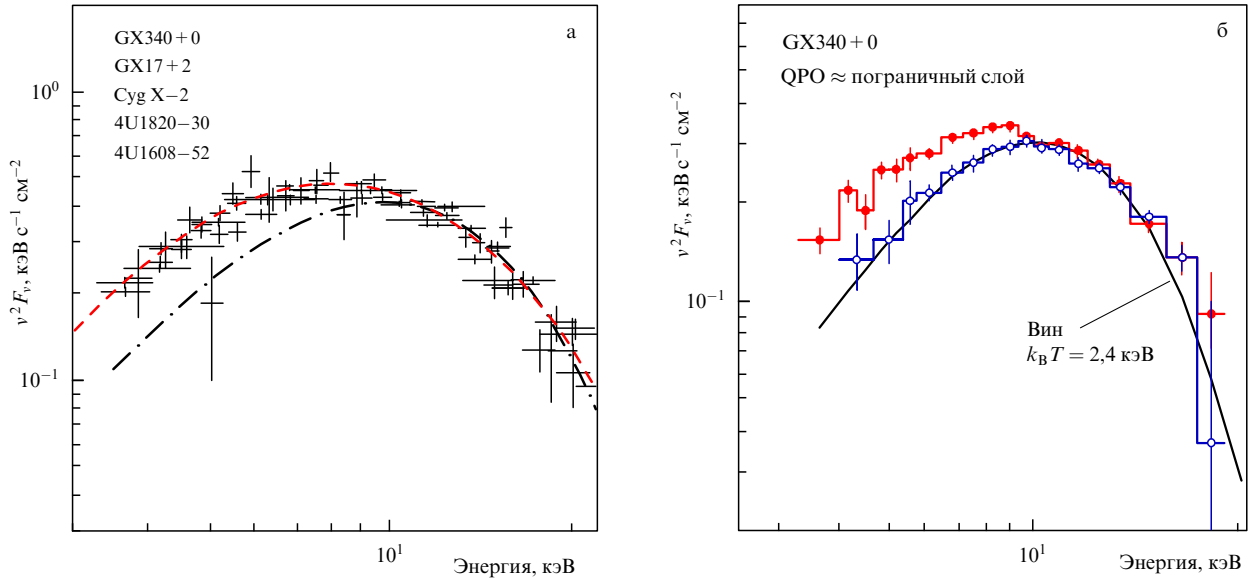


Рис. 12. Спектры излучения аккреционного диска и пограничного слоя в сравнении со спектром переменной компоненты излучения нейтронной звезды GX340 + 0, полученные по результатам наблюдений обсерватории RXTE.  $F_v$  — спектральная плотность потока,  $v$  — частота. Спектр переменной компоненты совпадает по форме с теоретически ожидаемым спектром излучения пограничного слоя. Кружками с ошибками показаны полный спектр и спектр переменной компоненты (QPO) на частоте  $\approx 25$  Гц. Штриховой гистограммой изображён теоретический спектр аккреционного диска, рассчитанный, как описано в работе [23]. Сплошной гистограммой в верхней части рисунка показан спектр пограничного слоя, вычисленный как разность между полным наблюдаемым спектром источника и теоретическим спектром аккреционного диска. Сплошная гистограмма в нижней части рисунка — тот же спектр, нормированный на светимость переменной компоненты. (Из работы [23].)

Анализ спектров  $S_0(E)$  и  $S_1(E)$  позволил сделать вывод, что компонента  $S_0(E)$  соответствует излучению аккреционного диска, а компонента  $S_1(E) f(t)$  — излучению пограничного слоя [23, 24] (см. рис. 12). Таким образом, переменность рентгеновского излучения в аккрецирующих нейтронных звёздах связана с вариациями светимости пограничного слоя, спектр которого остаётся неизменным в процессе этих вариаций. Очевидно, что  $S_1(E)$  представляет собой спектр излучения пограничного слоя. Также было продемонстрировано, что спектр пограничного слоя одинаков в разных источниках и он остаётся практически неизменным при изменении глобального темпа аккреции почти в 10 раз, в интервале  $\dot{M} \approx (0,1 - 0,9) \dot{M}_{\text{Edd}}$  [23, 24]. При дальнейшем увеличении темпа аккреции,  $\dot{M} \rightarrow \dot{M}_{\text{Edd}}$ , спектр пограничного слоя приближается к планковскому спектру [23] с температурой  $k_B T \approx 2,4$  кэВ в системе отсчёта бесконечно удалённого наблюдателя (рис. 13).

Независимость спектра пограничного слоя от темпа аккреции и светимости является прямым экспериментальным подтверждением вывода теории слоя растекания [1] о том, что локальный поток излучения равен эддингтоновскому значению (см. раздел 3). Экспериментально измеренное значение цветовой температуры излучения пограничного слоя  $k_B T \approx 2,4$  кэВ близко к эддингтоновской температуре на поверхности нейтронной звезды, описываемой уравнением (9). Из уравнения (9), учитывая ожидаемое значение коэффициента ужесточения спектра  $T_c/T_{\text{eff}} \approx 1,7$ , нетрудно найти радиус



**Рис. 13.** Спектры излучения пограничного слоя в нескольких нейтронных звёздах, полученные по результатам наблюдений обсерватории RXTE. (а) Спектры переменной компоненты для пяти аккрецирующих нейтронных звёзд высокой светимости. Рисунок демонстрирует постоянство спектров пограничного слоя в источниках, светимости и темпы аккреции которых различаются почти в 10 раз — от  $\dot{M} \leq 0,1 \dot{M}_{\text{Edd}}$  до  $\dot{M} \sim 0,9 \dot{M}_{\text{Edd}}$ . Спектры откорректированы на межзвёздное поглощение. Штриховая кривая соответствует спектру комптонизированного излучения с параметрами  $k_B T_s = 1,5$ ,  $k_B T_e = 3,3$  кэВ,  $\tau = 5$ , штрихпунктирная кривая — планковскому спектру с температурой  $k_B T_{\text{bb}} = 2,4$  кэВ. (Из работы [24].) (б) Эволюция спектра излучения переменной компоненты в источнике GX340+0 при изменении темпа аккреции от  $\dot{M} \approx 0,9 \dot{M}_{\text{Edd}}$  (тёмные символы) до  $\dot{M} \approx \dot{M}_{\text{Edd}}$  (светлые символы). Спектры откорректированы на межзвёздное поглощение. Сплошной кривой показан виновский спектр с температурой  $k_B T = 2,4$  кэВ, наилучшим образом описывающий наблюдаемый спектр при  $\dot{M} \approx \dot{M}_{\text{Edd}}$ . При таких температурах виновский спектр в области энергий  $E \geq 3$  кэВ близок к планковскому. Спектры нормированы на одинаковый поток в диапазоне энергий 10–25 кэВ. (Из работы [23].)

нейтронной звезды массой  $1,4 M_{\odot}$ , при котором цветовая температура излучения с эддингтоновской плотностью потока равна наблюдаемому значению  $k_B T \approx 2,4$  кэВ. Полученное значение радиуса  $R_* \approx 14$  км. Более точный анализ [24], в том числе с учётом решения уравнения переноса излучения в слое растекания [34], даёт близкие значения радиуса и компактности нейтронной звезды  $M_*/R_*$ .

В теории слоя растекания [1] поток вещества через шейку пограничного слоя регулируется поступлением вещества из протяжённого диска, модулированным возникающими в нём неустойчивостями, имеющими достаточно большие характерные времена. Гидродинамические процессы в левитирующем слое растекания могут приводить к усилению этой модуляции и переменности формирующегося в зоне ярких колец рентгеновского излучения. Это объясняет значительную амплитуду переменности излучения слоя растекания на временных масштабах, много больших характерных для него временных масштабов. Именно эта переменность исследовалась методами частотно-разрешённой спектроскопии, как описано выше.

Однако в слое растекания должны развиваться неустойчивости, имеющие из-за его меньших размеров меньшие характерные времена и более высокие частоты переменности, чем свойственные протяжённому аккреционному диску. Скорость звука в слое растекания близка к  $c_s \sim 0,1c$ , а характерное звуковое время в радиальном направлении  $\tau_{\text{BL}} \sim \Delta R_{\text{BL}}/c_s$  порядка нескольких десятков микросекунд. Поэтому следует ожидать появления в спектрах мощности флуктуаций рентгеновского потока дополнительной компоненты с характерными

частотами в интервале  $\sim 5-40$  кГц, связанной с турбулентностью и неустойчивостями различной природы в слое растекания. Обнаружение такой компоненты переменности стало бы ещё одним убедительным подтверждением теории и мощным инструментом диагностики физических условий и параметров турбулентности, подобно тому как квазипериодическая и аперриодическая переменности рентгеновских двойных на частотах ниже  $\sim 1$  кГц являются средством диагностики аккреционного диска, его короны и (в случае нейтронной звезды с сильным магнитным полем) его взаимодействия с магнитосферой.

К сожалению, чувствительность лучших рентгеновских телескопов, работавших на орбите до настоящего времени, недостаточна для детектирования переменности рентгеновского потока на частотах  $\geq 1$  кГц. Наилучшие верхние пределы амплитуды переменности в этом диапазоне частот, полученные по данным орбитальной обсерватории RXTE, составляют  $\sim 5-10\%$  [25]. Перспективные проекты орбитальных обсерваторий для рентгеновского тайминга LOFT (Large Observatory for X-ray Timing) Европейского космического агентства и "Рентгеновский микрофон" (Россия) предусматривают увеличение эффективной площади рентгеновских детекторов от  $\approx 0,5-1$  м<sup>2</sup>, достигнутой к настоящему времени на RXTE, до  $\approx 10$  м<sup>2</sup>. Это позволит повысить чувствительность рентгеновского тайминга до амплитуды относительных вариаций потока  $\sim 10^{-3}-10^{-2}$  (среднеквадратичное отклонение) и может привести к обнаружению переменности рентгеновского излучения в килогерцевом диапазоне частот. Тем самым будет открыта возможность для экспериментальной диагностики турбулентно-

сти в слое растекания при физических параметрах, недостижимых в условиях земных лабораторий.

## 5. Заключение

Толчком для многих исследований, обсуждаемых в обзоре, стало то, что Я.Б. Зельдович — крупнейший специалист в области радиационной гидродинамики и высокотемпературных явлений — привлёк внимание своих учеников к задачам аккреции на нейтронные звёзды и чёрные дыры, что позволило им получить ряд важных и интересных результатов.

Якова Борисовича интересовали пределы применимости проверенных в лаборатории законов физики в уникальных астрофизических условиях сильнейших гравитационных и магнитных полей, огромных плотностей энергии излучения. Задачи аккреции, гибели массивных звёзд и процессы на ранних этапах расширения горячей Вселенной вдохновляли его и продолжают вдохновлять новые поколения молодых учёных, интересующихся астрофизикой и космологией. Сегодня мы знаем, что наблюдательные методы космологии и внегалактической астрономии уже привели к обнаружению эффектов "новой физики" — "тёмного вещества" и "тёмной энергии", ждущих для своего объяснения новых идей и новых экспериментов.

Один из авторов (Р.А.С.) благодарен Н.А. Иногамову (Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау) за многочисленные плодотворные обсуждения вопросов, затронутых в данном обзоре.

## Список литературы

- Иногамов Н А, Сюняев Р А *Письма в Астрон. журн.* **25** 323 (1999) [Inogamov N A, Sunyaev R A *Astron. Lett.* **25** 269 (1999)]
- Shakura N I, Sunyaev R A *Astron. Astrophys.* **24** 337 (1973)
- Зельдович Я Б, Шакура Н И *Астрон. журн.* **46** 225 (1969) [Zel'dovich Ya B, Shakura N I *Sov. Astron.* **13** 175 (1969)]
- Компанец А С *ЖЭТФ* **31** 876 (1956) [Kompaneets A S *Sov. Phys. JETP* **4** 730 (1957)]
- Zeldovich Ya B, Sunyaev R A *Astrophys. Space Sci.* **4** 301 (1969)
- Galloway D *AIP Conf. Proc.* **983** 510 (2008)
- Shakura N I, Sunyaev R A *Adv. Space Res.* **8** 135 (1988)
- Kluźniak W, Ph.D. Thesis (Stanford, Calif.: Stanford Univ., 1988)
- Сибгатуллин Н Р, Сюняев Р А *Письма в Астрон. журн.* **24** 894 (1998) [Sibgatullin N R, Sunyaev R A *Astron. Lett.* **24** 774 (1998)]
- Grimm H-J, Gilfanov M, Sunyaev R *Astron. Astrophys.* **391** 923 (2002)
- Liu Q Z, van Paradijs J, van den Heuvel E P J *Astron. Astrophys.* **469** 807 (2007)
- Liu Q Z, van Paradijs J, van den Heuvel E P J *Astron. Astrophys.* **455** 1165 (2006)
- Гильфанов М Р *УФН* **183** 752 (2013) [Gil'fanov M R *Phys. Usp.* **56** 714 (2013)]
- Бисноватый-Коган Г С, Комберг Б В *Письма в Астрон. журн.* **2** 338 (1976) [Bisnovaty-Kogan G S, Komberg B V *Sov. Astron. Lett.* **2** 130 (1976)]
- Chakrabarty D, Morgan E H *Nature* **394** 346 (1998)
- Wijnands R, van der Klis M *Nature* **394** 344 (1998)
- Strohmayer T, Bildsten L, in *Compact Stellar X-ray Sources* (Cambridge Astrophysics Series, No. 39, Eds W Lewin, M van der Klis) (Cambridge, UK: Cambridge Univ. Press, 2006) p. 113
- Narayan R, Heyl J S *Astrophys. J.* **574** L139 (2002)
- van der Klis M, in *X-Ray Binaries* (Cambridge Astrophysics Series, No. 26, Eds W H G Lewin, J van Paradijs, E P J van den Heuvel) (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1995) p. 252
- van der Klis M et al. *Nature* **316** 225 (1985)
- van der Klis M *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **38** 717 (2000)
- Stella L, Vietri M *Phys. Rev. Lett.* **82** 17 (1999)
- Gilfanov M, Revnitsev M, Molkov S *Astron. Astrophys.* **410** 217 (2003)
- Revnitsev M G, Gilfanov M R *Astron. Astrophys.* **453** 253 (2006)
- Sunyaev R, Revnitsev M *Astron. Astrophys.* **358** 617 (2000)
- Giacconi R et al. *Astrophys. J.* **167** L67 (1971)
- Gnedin Yu N, Sunyaev R A *Astron. Astrophys.* **25** 233 (1973)
- Basko M M, Sunyaev R A *Astron. Astrophys.* **42** 311 (1975)
- Баско М М, Сюняев Р А *Астрон. журн.* **53** 950 (1976) [Basko M M, Sunyaev R A *Sov. Astron.* **20** 537 (1976)]
- Липунов В М *Астрофизика нейтронных звезд* (М.: Наука, 1987) [Lipunov V M *Astrophysics of Neutron Stars* (Berlin: Springer-Verlag, 1992)]
- Ghosh P *Rotation and Accretion Powered Pulsars* (Hackensack, N.J.: World Scientific, 2007)
- Сюняев Р А, Шакура Н И *Письма в Астрон. журн.* **12** 286 (1986) [Syunyaev R A, Shakura N I *Sov. Astron. Lett.* **12** 117 (1986)]
- Lorenz C P, Ravenhall D G, Pethick C J *Phys. Rev. Lett.* **70** 379 (1993)
- Сибгатуллин Н Р, Сюняев Р А *Письма в Астрон. журн.* **26** 813 (2000) [Sibgatullin N R, Sunyaev R A *Astron. Lett.* **26** 699 (2000)]
- Kluźniak W, Wilson J R *Astrophys. J.* **372** L87 (1991)
- Suleimanov V, Poutanen J *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **369** 2036 (2006)
- Özel F, Baym G, Güver T *Phys. Rev. D* **82** 101301(R) (2010)
- Shimura T, Takahara F *Astrophys. J.* **445** 780 (1995)
- Sunyaev R A, Titarchuk L G *Astron. Astrophys.* **86** 121 (1980)
- Sunyaev R A, Titarchuk L, in *Proc. of the 23rd ESLAB Symp. on Two Topics in X Ray Astronomy, Bologna, Italy, 13–20 September 1989* Vol. 1 (ESA SP, No. 296, Eds J Hunt, B Battrick) (Paris: European Space Agency, 1989) p. 627
- Gilfanov M, Churazov E, Revnitsev M *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **316** 923 (2000)
- Gilfanov M *Lecture Notes Phys.* **794** 17 (2010)
- Churazov E, Gilfanov M, Revnitsev M *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **321** 759 (2001)
- Orosz J A et al. *Astrophys. J.* **742** 84 (2011)
- Shakura N I, Sunyaev R A *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **175** 613 (1976)
- Narayan R, Yi I *Astrophys. J.* **428** L13 (1994)
- Garcia M R et al. *Astrophys. J.* **553** L47 (2001)
- Левич Е В, Сюняев Р А *Астрон. журн.* **48** 461 (1971) [Levich E V, Syunyaev R A *Sov. Astron.* **15** 363 (1971)]
- Abramowicz M A et al. *Astrophys. J.* **332** 646 (1988)
- Paczyński B, Wiita P J *Astron. Astrophys.* **88** 23 (1980)
- Pringle J E *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **178** 195 (1977)
- Pringle J E, Savonije G J *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **187** 777 (1979)
- Tylenda R *Acta Astron.* **31** 267 (1981)
- Meyer F, Meyer-Hofmeister E *Astron. Astrophys.* **221** 36 (1989)
- Bisnovaty-Kogan G S *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **269** 557 (1994)
- Popham R, Narayan R *Astrophys. J.* **442** 337 (1995)
- Popham R, Sunyaev R *Astrophys. J.* **547** 355 (2001)
- Иногамов Н А, Сюняев Р А *Письма в Астрон. журн.* **36** 896 (2010) [Inogamov N A, Sunyaev R A *Astron. Lett.* **36** 848 (2010)]
- Ландау Л Д, Лифшиц Е М *Гидродинамика* (М.: Наука, 1986) [Landau L D, Lifshitz E M *Fluid Mechanics* (Oxford: Pergamon Press, 1987)]
- Belyaev M A, Rafikov R R *Astrophys. J.* **752** 115 (2012)
- Belyaev M A, Rafikov R R, Stone J M *Astrophys. J.* **770** 67 (2013)
- Лapidус И И, Сюняев Р А, Титарчук Л Г *Письма в Астрон. журн.* **12** 918 (1986) [Lapidus I I, Syunyaev R A, Titarchuk L G *Sov. Astron. Lett.* **12** 383 (1986)]
- Велихов Е П *ЖЭТФ* **36** 1398 (1959) [Velikhov E P *Sov. Phys. JETP* **9** 995 (1959)]
- Chandrasekhar S *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **46** 253 (1960)
- Balbus S A, Hawley J F *Astrophys. J.* **376** 214 (1991)

66. Hawley J F, Balbus S A *Astrophys. J.* **376** 223 (1991)
67. Jiang Y-F, Stone J M, Davis S W *Astrophys. J.* **778** 65 (2013)
68. Mitsuda K et al. *Publ. Astron. Soc. Jpn.* **36** 741 (1984)

### **Radiation-dominated boundary layer between accretion disc and neutron star surface: theory and observations**

**M.R. Gilfanov, R.A. Sunyaev**

*Space Research Institute, Russian Academy of Sciences,  
ul. Profsoyuznaya 84/32, 117997 Moscow, Russian Federation  
E-mail: gilfanov@iki.rssi.ru  
Max-Planck-Institut für Astrophysik,  
Karl-Schwarzschild-Str. 1, 85748 Garching, Germany*

Observations of low-mass X-ray binaries in our and external galaxies have drawn attention to the accretion disc boundary layer where the accreting matter is slowed down from its Keplerian orbital velocity of about half of the speed of light to the neutron star's rotational velocity and in which it releases about half of its gravitational energy. Correspondingly, a hot spectral component appears in the emission of accreting neutron stars, which is absent in accreting black holes. We review different approaches to the problem of the radiation-dominated boundary layer. In particular, we consider the theory of levitating spreading layer, which assumes the accreting matter to slow down while spreading over the neutron star surface.

PACS numbers: 97.10.Gz, 97.60.Jd, **97.80. – d**

DOI: 10.3367/UFNr.0184.201404e.0409

Bibliography — 68 references

*Received 17 January 2014, revised 24 February 2014*

*Uspekhi Fizicheskikh Nauk* **184** (4) 409–422 (2014)

*Physics – Uspekhi* **57** (4) (2014)

## К 100-ЛЕТИЮ СО ДНЯ РОЖДЕНИЯ Я.Б. ЗЕЛЬДОВИЧА

## Искажения спектра реликтового излучения при рекомбинации первичной плазмы в ранней Вселенной

В.Г. Курт, Н.Н. Шахворостова

В настоящее время практически все физические процессы, происходившие в эпоху рекомбинации водорода и гелия в интервале красных смещений  $900 < z < 7000$ , хорошо изучены. Теоретические работы последнего десятилетия по этой теме восстанавливают полную картину рекомбинации и различных эффектов, обусловленных ею. Наиболее важный с точки зрения будущих наблюдений эффект — это уникальные искажения чернотельного спектра реликтового излучения (РИ), связанные с излучением фотонов в процессе рекомбинации. Совокупность этих фотонов образует космологический рекомбинационный спектр, накладывающийся на планковский трёхградусный спектр РИ. Динамика рекомбинации водорода определяется двумя процессами: двухфотонным переходом  $2s \rightarrow 1s$  и выходом  $L_{\alpha}$ -фотонов из профиля линии в результате многократного рассеяния в расширяющейся среде. Около 57% всего водорода во Вселенной при  $z \lesssim 1400$  рекомбинировало через двухфотонный канал, так что именно этот процесс является определяющим для динамики рекомбинации водорода. Отношение концентраций фотонов РИ и барионов огромно, поэтому дополнительные "рекомбинационные" фотоны составляют всего около  $10^{-9} - 10^{-8}$  от общего количества, и вызываемые ими искажения спектра РИ малы. Наиболее перспективными для будущих наблюдений представляются относительные искажения в рэлей-джинсовской области спектра РИ, на дециметровых волнах. Так, на частоте 300 МГц ожидаются относительные искажения интенсивности порядка  $10^{-7} - 10^{-6}$ . Бальмеровская и пашеновская серии водорода попадают в диапазон максимума РИ. В виновской части спектра наблюдениям будет сильно мешать космический инфракрасный и субмиллиметровый фон, практически делая невозможными прямые наблюдения. Измерение искажений вблизи максимума также пока невозможно при современном уровне развития аппаратуры (относительные искажения там менее  $10^{-8}$ ). Однако ряд исследователей считает, что точность 10 нК вполне достижима в ближайшем будущем. Поскольку спектр РИ одинаков во всех направлениях, для наблюдений можно выбрать любой участок неба, причём желательно, чтобы влияние различных космических фонов и помех там было минимальным (например, вблизи галактического пояса). Существенно также, что искомым сигнал должен быть неполяризованным — это можно использовать для отделения его от сигналов других источников.

PACS numbers: 52.40.Db, 98.70.Vc, 98.80.Es

DOI: 10.3367/UFNr.0184.201404f.0423

## Содержание

## 1. Введение (424).

1.1. Реликтовое излучение как инструмент изучения эволюции Вселенной. 1.2. До и после эпохи рекомбинации: краткий экскурс в эволюцию Вселенной.

## 2. Реликтовое излучение и его свойства (426).

2.1. Открытие реликтового излучения. 2.2. Анизотропия реликтового излучения. 2.3. Спектральные характеристики реликтового излучения.

## 3. Тепловая история Вселенной до рекомбинации первичной плазмы (428).

В.Г. Курт, Н.Н. Шахворостова. Астрокосмический центр, Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Ленинский просп. 53, 119991 Москва, Российская Федерация  
E-mail: vkurt@asc.rssi.ru, nadya@asc.rssi.ru

Статья поступила 3 марта 2014 г.

3.1. Эволюция состава вещества в ранней Вселенной. 3.2. Искажения спектра реликтового излучения при энерговыделении в ранней Вселенной.

## 4. Рекомбинация первичной водородно-гелиевой плазмы (430).

4.1. Излучение плазмы при рекомбинации. 4.2. Физика рекомбинации первичной водородной плазмы. 4.3. Основные методы численного расчёта кинетики рекомбинации первичной плазмы. 4.4. Рекомбинация первичной гелиевой плазмы и современные численные расчёты кинетики рекомбинации.

## 5. Искажение спектра реликтового излучения в процессе рекомбинации первичной плазмы (436).

5.1. Искажения в коротковолновой области спектра реликтового излучения. 5.2. Излучение при переходах между высокими уровнями атомов водорода и гелия. 5.3. Замечания о возможной методике будущих наблюдений.

## 6. Заключение (440).

## 7. Приложение. Сравнение рекомбинационного излучения первичной плазмы с излучением газовых туманностей (441).

Список литературы (442).

## 1. Введение

### 1.1. Реликтовое излучение как инструмент изучения эволюции Вселенной

XX век ознаменовался бурным развитием космологии — науки о строении и эволюции Вселенной. Эта сравнительно молодая теоретическая наука в течение нескольких десятков лет обрела прочный наблюдательный фундамент, заложенный многочисленными наземными, баллонными и космическими экспериментами. Не будет преувеличением сказать, что в связи с развитием наблюдательной техники в настоящее время космология становится всё более точной. В круг её задач теперь входят не только развитие теоретических представлений об эволюции Вселенной и интерпретация экспериментальных данных, но и максимально точное измерение различных космологических параметров. Это стало возможным благодаря современным космическим экспериментам WMAP<sup>1</sup> и Planck<sup>2</sup>, направленным на изучение характеристик реликтового излучения (РИ), или космического микроволнового фонового излучения (СМБР) в англоязычной литературе, с очень высокой точностью. Поскольку это излучение присутствовало во Вселенной начиная с самых первых секунд её жизни, современный микроволновый фон несёт в себе отпечатки физических процессов, происходивших в различные периоды её эволюции.

Современная картина эволюции Вселенной и физических процессов, происходивших в ней на всех этапах её развития, представляет собой так называемую стандартную космологическую модель. Наблюдательный базис этой модели составляют карта температурных неоднородностей реликтового излучения, по которой мы судим о распределении материи в "догалактическую" эпоху, и обширные каталоги галактик, демонстрирующие современное трёхмерное распределение вещества во Вселенной (например, каталог SDSS<sup>3</sup>). Эти данные позволяют на основе известных законов развития гравитационной неустойчивости вычислить начальный спектр возмущений плотности в ранней Вселенной и ряд космологических параметров, непосредственно влияющих на эволюцию этих возмущений вплоть до момента образования современной крупномасштабной структуры. Так, открытие и измерение температурной анизотропии реликтового излучения свидетельствует о том, что в ранней Вселенной не существовало галактик, а относительные флуктуации плотности вещества тогда составляли всего  $10^{-5}$ . Между тем современная карта распределения галактик показывает, что контраст неоднородностей существенно изменился в результате роста начальных возмущений, обусловленного гравитационной неустойчивостью, образовались гравитационно-связанные структуры — гало материи. Эти гало со временем эволюционировали с увеличением масштаба неоднородности. Средний масштаб, на котором современное распределе-

ние материи во Вселенной становится линейным, т.е. пропорциональным кубу радиуса, составляет около 10 Мпк. Однако в различных областях Вселенной этот масштаб может быть меньше или больше, в зависимости от массы вещества в конкретной области (см., например, монографию [1], а также недавние обзоры [2–5]).

Итак, карта температурной анизотропии РИ — важнейший инструмент исследования Вселенной. Однако с точки зрения понимания физических условий, имевших место во Вселенной в различные периоды, не менее важным инструментом является спектр РИ. Спектральные характеристики РИ содержат в себе информацию о тепловой истории Вселенной, т.е. о состоянии материи в прошлом и её взаимодействии с излучением. Спектр РИ с высокой точностью соответствует распределению Планка, и это свидетельствует о том, что в прошлом материя и излучение находились в состоянии термодинамического равновесия (ТДР). Любые физические процессы, приводящие к отклонению от ТДР или к выделению энергии, оставили бы след в спектре РИ, а характеристики этих спектральных особенностей однозначно указывали бы на красное смещение  $z$ , при котором произошёл выброс энергии, и на механизм энергетического выделения.

Детальная теория взаимодействия вещества и излучения в ранней Вселенной впервые была развита в работах Я.Б. Зельдовича, В.Г. Курта и Р.А. Сюняева [6–8] и П.Дж.Е. Пиблса [9] (см. также монографию [10]). В этих работах впервые были исследованы искажения спектра РИ вследствие излучения при рекомбинации первичной плазмы, детально рассмотрено отклонение спектра РИ от равновесного при комптон-эффекте на горячих электронах, изучено искажение спектра РИ при выделении энергии в различные периоды. Все эти вопросы более подробно будут рассмотрены в данном обзоре, а особое внимание будет уделено искажениям спектра РИ при рекомбинации плазмы. Отметим, что с возрастанием точности измерений температурной анизотропии и спектра РИ интерес к этой теме сильно возрос и было инициировано большое число работ разных авторов, в которых развивалась и уточнялась теория рекомбинации, детально исследовались различные типы искажений спектра РИ. Но основные идеи, сформулированные в работах [6–9], остались неизменными (см. раздел 4).

В настоящее время все физические процессы, происходившие в эпоху рекомбинации первичной плазмы, детально описаны и с высокой точностью воспроизведены в ряде численных кодов (см. раздел 4.4). Эти численные коды могут быть использованы как при интерпретации данных по анизотропии РИ, так и для предсказания амплитуды и формы искажений спектра РИ при планировании экспериментов. В первом случае точность численных расчётов кинетики рекомбинации плазмы, а значит и учёт разнообразных тонких эффектов, диктуется высокой точностью экспериментов по измерению анизотропии. Так, для успешной интерпретации данных космической обсерватории Planck необходимо в численных расчётах воспроизвести зависимость степени ионизации вещества от времени с точностью до 0,01 %. Во втором случае мы имеем дело с крайне малой амплитудой искажений спектра РИ (иначе эти искажения были бы уже обнаружены); относительное изменение интенсивности РИ вследствие этих искажений по теоретическим расчётам составляет не более  $10^{-8}$ . Таким образом, здесь точность теории намного опере-

<sup>1</sup> Wilkinson Microwave Anisotropy Probe — космический аппарат, запущенный НАСА для измерения температурной анизотропии реликтового излучения. Работал на орбите с 2001 по 2010 год.

<sup>2</sup> Космический аппарат Европейского космического агентства, предназначенный для получения карты анизотропии РИ с очень высокой точностью. Работал на орбите с 2009 по 2013 год.

<sup>3</sup> Каталог Sloan Digital Sky Survey (<http://www.sdss.org>).

жает возможности эксперимента в настоящее время. Тем более заманчивым представляется будущее обнаружение космологического рекомбинационного спектра (т.е. совокупности фотонов, излучённых в процессе рекомбинации первичной плазмы). Это, во-первых, станет прямым подтверждением существования фазы рекомбинации вещества в ранней Вселенной, а во-вторых, даст независимый метод измерения барионной плотности во Вселенной и ряда других космологических параметров.

Итак, ситуация на данный момент такова, что имеется полное понимание физики всех процессов в рассматриваемую эпоху и того, как должны проявляться в наблюдениях следствия этих процессов. Теперь дело за экспериментом, возможности которого, безусловно, возрастают, давая надежду на то, что в недалёком будущем предсказания теории будут подтверждены экспериментально (см. раздел 5.3).

## 1.2. До и после эпохи рекомбинации: краткий экскурс в эволюцию Вселенной

Период рекомбинации первичной водородно-гелиевой плазмы, который является одним из ключевых периодов в истории Вселенной, соответствует интервалу красных смещений  $900 \lesssim z \lesssim 7000$ . Вследствие расширения Вселенной температура материи уменьшается, плазма рекомбинирует и излучение отделяется от вещества, т.е. начиная с момента рекомбинации фотоны уже не взаимодействуют с веществом (барионами) и распространяются свободно, подвергаясь только красному смещению. Фотоны достигают наблюдателя при красном смещении  $z = 0$ , и именно их мы наблюдаем как реликтовое излучение. Обычное вещество (барионы) при этом переходит из ионизованного состояния в нейтральное, наступает так называемый период нейтрального водорода (и гелия). Именно в этот период во Вселенной из малых возмущений плотности вещества начинают образовываться гравитационно-связанные структуры. С рекомбинацией заканчивается эра доминирования излучения и наступает эпоха доминирования тёмной небарионной материи, в которую частицы тёмной материи образуют гравитационно-связанные структуры — гало, а остывшие барионы оседают к центрам гало и формируют галактические диски. На рисунке 1 этот момент соответствует переходу от периода, обозначенного как  $r$ , к периоду  $m$ . Остановимся на этом рисунке подробнее.

Как известно, материя во Вселенной включает в себя несколько компонентов, вносящих разный вклад в общую плотность, — по последним данным эксперимента Planck это [11] тёмная энергия ( $\Omega_A/\Omega_0 \sim 68,3\%$ ), тёмная (небарионная) материя ( $\Omega_m/\Omega_0 \sim 26,8\%$ ), обычное (барионное) вещество ( $\Omega_b/\Omega_0 \sim 4,9\%$ ), массивные нейтрино ( $\Omega_\nu/\Omega_0 \sim 0,1\%$ ) и излучение ( $\Omega_r/\Omega_0 \sim 0,01\%$ ). Здесь  $\Omega_i = \rho_i/\rho_{cr}$  — отношение плотности  $i$ -го компонента к критической плотности. Сумма всех составляющих  $\Omega_0$ , равная единице с высокой точностью, определяет геометрические свойства Вселенной и её эволюцию. Согласно стандартной космологической модели Вселенная расширяется, и на больших масштабах мы наблюдаем так называемый хаббловский поток, т.е. разлёт, растаскивание вещества. Динамика этого разлёта может быть описана как зависимость масштабного фактора  $a(t)$  от нормированного хаббловского радиуса  $H_0/H$ , где  $H_0 = 67,3 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}$  — современное значение постоянной

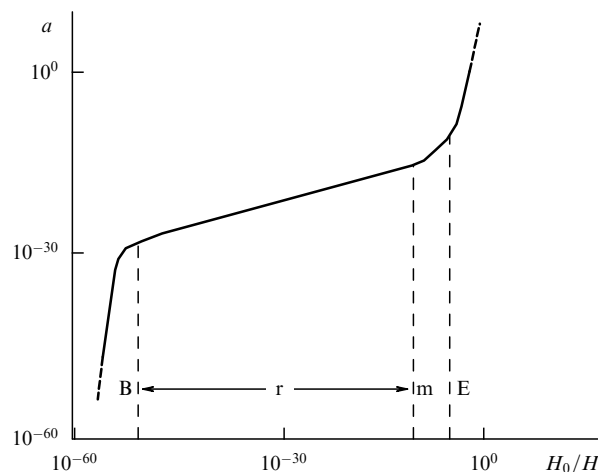


Рис. 1. Масштабный фактор Вселенной  $a$  как функция нормированного хаббловского радиуса  $H_0/H$ . Здесь  $H_0 = 67,3 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}$  — современное значение постоянной Хаббла. Отмечены эпохи Большого взрыва (B), доминирования радиации ( $r$ ), материи ( $m$ ) и тёмной энергии (E). Границы между этими периодами соответствуют моментам времени  $10^{-36}$  с (B), 380 тыс. лет ( $r$ ), 10 млрд лет ( $m$ ) от начала расширения. (Из монографии [1].)

Хаббла [11]. Эта зависимость представлена на рис. 1. Степенной наклон этой функции  $\gamma^{-1} \equiv -(d \ln a)/(d \ln H)$  больше единицы на стадиях инфляции (B) и доминирования тёмной энергии (E) и меньше единицы на радиационной ( $r$ ) и материальной ( $m$ ) стадиях. Как видно из рис. 1, за время радиационно-доминированной и материальной стадий Вселенная расширилась на 30 порядков. В то же время наблюдаемый размер Вселенной порядка  $10^{28}$  см, что превышает планковский радиус  $l_{Pl} \sim 10^{-33}$  см более чем на 60 порядков! Следовательно, размер современной Вселенной не может быть объяснён без введения инфляционной (экспоненциальной) стадии расширения.

В настоящее время идея инфляционного расширения Вселенной на самой ранней стадии её существования считается общепризнанной [12]. Идея инфляции, которая впервые была высказана Э.Б. Глинером [13, 14] (см. также [15, 16]), поддержана и развита в работах А.А. Старобинского [17, 18], а затем в работах А.Д. Линде [19, 20] и А. Гуса [21], заключается в том, что в очень ранней Вселенной уравнение состояния материи выражалось в виде закона  $p = -\rho$ . Такое состояние материи, характеризующееся отрицательным давлением<sup>4</sup> (антигравитация), приводит к ускоренному расширению Вселенной, при котором масштабный фактор возрастает со временем экспоненциально:  $a(t) \sim \exp(Ht)$ , где  $H(t) = \dot{a}/a$  — постоянная Хаббла. На стадии инфляции  $H$  остаётся постоянной, но после окончания инфляции  $H$  начинает изменяться со временем; дальнейшее расширение Вселенной происходит по закону, следующему из уравнений Фридмана:  $a(t) \sim t^\alpha$ , где  $\alpha < 1$ , и формируется так называемый хаббловский поток. Таким образом, первопричиной возникновения хаббловского потока является антигравитация, инфляционное разлетание вещества [22–25].

<sup>4</sup> В общем случае  $p = w\rho$ , при этом параметр  $w$  может быть переменным во времени.

Инфляционная модель позволяет преодолеть две принципиальные трудности классической фридмановской космологии. Первая из них — это проблема причинности, заключающаяся в однородности и изотропности крупномасштабного распределения вещества и свойств реликтового излучения. Физический размер причинно-связанной области на момент рекомбинации вещества соответствует 2 угловым градусам на небесной сфере. Поскольку свойства реликтового излучения одинаковы на всех угловых масштабах, в том числе больших  $2^\circ$ , возникает вопрос: почему причинно-несвязанные области совпадают по своим свойствам? Вторая трудность — это проблема плоскостности Вселенной, заключающаяся в том, что плотность нашей Вселенной очень близка к критической ( $\Omega_0 = 1$ ), а кривизна равна нулю на всех стадиях эволюции вплоть до очень ранних. Обе эти трудности легко устраняются введением инфляционной стадии расширения Вселенной, начавшейся через  $10^{-42}$  с после Большого взрыва и длившейся всего  $10^{-36}$  с. Инфляция приводит к тому, что размер причинно-связанной области в прошлом намного превышает размер современного горизонта. При этом независимо от начальной кривизны мира инфляция приводит к тому, что Вселенная при экспоненциальном расширении становится плоской.

Состояние вещества с отрицательным давлением неустойчиво, и в результате вещество распадается, образуя обычную гравитирующую материю. Частицы материи находятся в термодинамическом равновесии, и справедливо уравнение состояния для релятивистской материи (радиационно-доминированная фаза):  $p = \epsilon/3$ , где  $\epsilon$  — плотность энергии. В этот же момент возникает так называемая барионная асимметрия Вселенной, т.е. избыток барионов по сравнению с антибарионами. В результате мы живём во Вселенной без антивещества, с малым по сравнению с числом фотонов количеством барионов:  $n_b/n_\gamma \sim 10^{-9}$ . Эта эпоха называется эпохой горячего бариосинтеза, для неё характерны энергии частиц до  $\sim 10^{16}$  ГэВ.

При понижении температуры вещества до  $\sim 10^{16}$  К (энергия частиц  $\sim 1$  ТэВ) происходит электрослабый фазовый переход, в результате которого слабые и электромагнитные взаимодействия, бывшие до этого едиными, расщепляются на электромагнитные взаимодействия, основным квантом которых является фотон, и слабые взаимодействия с участием нейтрино, основными квантами которых являются  $W_\pm$ - и  $Z_0$ -бозоны. Далее при температуре  $10^{12}$  К (энергия частиц  $\sim 100$  МэВ) происходит конфайнмент (невыветание) кварков, т.е. в свободном состоянии кварки уже не могут существовать, они соединяются и образуют протоны и нейтроны. Через 1 с после Большого взрыва, после эпохи образования протонов и нейтронов, наступает эпоха нуклеосинтеза, которая продолжается вплоть до момента 200 с после Большого взрыва. В этот период синтезируются лёгкие ядра: гелий  $^4\text{He}$ , доля которого в результате составила  $Y_{\text{He}} \approx 0,25-0,26$ , небольшое количество ядер  $^3\text{He}$ , дейтерия и лития. Более тяжёлые ядра синтезируются в значительно более позднюю эпоху в звёздах. Примерно через 300 с после начала расширения Вселенной температура становится недостаточно велика для протекания ядерных реакций образования гелия и других лёгких ядер, т.е. относительная концентрация ядер уже не изменяется. Температура в эту эпоху составляла  $T \sim (1-5) \times 10^9$  К,

что соответствует энергии частиц  $\sim 100-500$  МэВ. При красном смещении  $z \approx 7000$ , когда температура  $T \approx 2 \times 10^4$  К, эволюция Вселенной переходит в фазу рекомбинации, которая обсуждалась выше. А период нейтрального водорода (образно называемый "тёмные века") заканчивается при  $z \sim 10-20$  реионизацией вещества на стадии нелинейной эволюции объектов (галактик, скоплений, сверхскоплений).

## 2. Реликтовое излучение и его свойства

### 2.1. Открытие реликтового излучения

Явление расширения Вселенной было единственным экспериментальным тестом космологии до середины 1960-х годов. Новая эра началась в 1965 г., когда А. Пензиас и Р. Вильсон открыли реликтовое излучение. Как было сказано в разделе 1, фотоны РИ приходят к нам с поверхности последнего рассеяния, когда Вселенная вследствие расширения охладилась до температуры 3000 К, что привело к рекомбинации вещества. Возраст Вселенной на тот момент составлял около 380 тыс. лет, и с тех пор фотоны распространялись свободно и практически не взаимодействовали с веществом. Сам факт существования РИ является прямым свидетельством в пользу горячей модели эволюции Вселенной, предложенной Г. Гамовым в 1946 г. [26] (см. также [27]). История предсказания и открытия РИ, которая изобилует интересными фактами, сама по себе увлекательна. Описание её можно найти, например, в монографии [28]. Здесь мы кратко остановимся лишь на основных событиях.

Реликтовое излучение было открыто А. Пензиасом и Р. Вильсоном, сотрудниками американской фирмы Bell Telephone Laboratories. В 1964 г., измеряя излучение Галактики с помощью рупорного рефлектора, исследователи настроили приёмник на волну  $\lambda = 7,3$  см, чтобы уточнить уровень шума. При этом они направили антенну на тёмный участок Галактики, но измеренный сигнал оказался неожиданно большим. После многократных проверок было установлено, что измеряемый сигнал не зависит от направления и он не связан с земными источниками. А. Пензиас и Р. Вильсон опубликовали эти результаты в *Astrophysical Journal* [29]. В это же время другая группа в составе Р. Дикке, П. Дж. Пиблса, П. Ролла и Д. Уилкинсона готовила аналогичный эксперимент сознательно, намереваясь проверить выводы теории Большого взрыва. Теоретическая статья упомянутых авторов была опубликована в том же номере журнала [30]. Впоследствии обе группы провели наблюдения на волне  $\lambda = 3$  см и подтвердили существование РИ. За открытие реликтового излучения А. Пензиас и Р. Вильсон в 1978 г. получили Нобелевскую премию.

Следует отметить, что первые предсказания существования РИ как следствия горячего прошлого Вселенной были сделаны Г. Гамовым. Однако Гамов пришёл к выводу, что реликтовое излучение, температура которого по его расчётам не могла превышать 5–6 К в современную эпоху, невозможно наблюдать из-за фонового излучения звёзд и галактик. Впоследствии в работе [31] было указано на то, что в радиодиапазоне РИ должно превосходить по интенсивности все другие фоновые излучения.

Интересно, что косвенные указания на существование РИ были известны задолго до его открытия. Так, в 1941 г. канадский астроном Э. Мак-Келлар обнаружил, что межзвёздные молекулы циана (CN) поглощают излучение звёзд, находясь во вращательном состоянии с температурой возбуждения около 2,3 К [32]. Объяснение этому явлению было дано только после открытия реликтового излучения. А в середине 1950-х годов советский астроном Т. Шамонов с помощью рупорной антенны обнаружил фоновый радиосигнал космического происхождения на волне 3,2 см. Свои результаты он опубликовал [33], но, поскольку точность измерений была невысока, никто не придал этой работе должного значения.

## 2.2. Анизотропия реликтового излучения

Взаимодействие РИ с материей до рекомбинации и в процессе рекомбинации вплоть до поверхности последнего рассеяния оставляет следы как в пространственном распределении РИ (анизотропия), так и в энергетическом спектре РИ (искажения спектра). Под поверхностью последнего рассеяния понимается "фотография" Вселенной в момент последнего рассеяния фотонов на свободных электронах. Красное смещение поверхности последнего рассеяния соответствует моменту времени, в который оптическая толщина по томсоновскому рассеянию достигает единицы,  $\tau_{\text{rec}}(z_r) = 1$ . Величину  $z_r$  можно получить из аппроксимации результатов численных расчётов кинетики рекомбинации, т.е. зависимости степени ионизации вещества от времени (или красного смещения). Например, в работе [34] получено следующее приближение:

$$z_r \approx 1089 \left( \frac{\Omega_m h^2}{0,14} \right)^{0,0105} \left( \frac{\Omega_b h^2}{0,024} \right)^{-0,028}. \quad (1)$$

В основном следы взаимодействий обусловлены эффектом Сакса–Вольфа [35], эффектом Силка [36] и эффектом Доплера в результате рассеяния на движущихся электронах [37]. Перечисленные эффекты формируют первичную пространственную анизотропию РИ, которая отпечаталась на поверхности последнего рассеяния непосредственно перед окончанием эпохи рекомбинации. В дальнейшем возникла вторичная анизотропия РИ, обусловленная интегральным эффектом Сакса–Вольфа и гравитационным линзированием, а также произошло замывание первичной анизотропии в результате рассеяния фотонов РИ на движущихся электронах после реионизации при  $z \leq 10-30$  (подробнее см. монографию [28] и обзор [38]).

Анизотропия РИ была открыта в экспериментах COBE<sup>5</sup> [39] и "Реликт-1"<sup>6</sup> [40, 41], и за это открытие руководителям эксперимента COBE Дж. Смуту и Дж. Мазеру была присуждена Нобелевская премия в 2006 г. Флуктуации температуры РИ после вычитания диполя составляют  $\Delta T/T \sim 10^{-5}$ . Эти флуктуации и акустические пики в угловом спектре анизотропии РИ предсказывались Я.Б. Зельдовичем и Р.А. Сюняевым ещё в 1970 г.

<sup>5</sup> COsmic Background Explorer — космический аппарат NASA, предназначенный для исследований реликтового излучения. Работал на орбите с 1989 по 1992 год.

<sup>6</sup> Советский эксперимент по изучению реликтового излучения. Аппарат "Реликт-1" работал на орбите с 1983 по 1984 год.

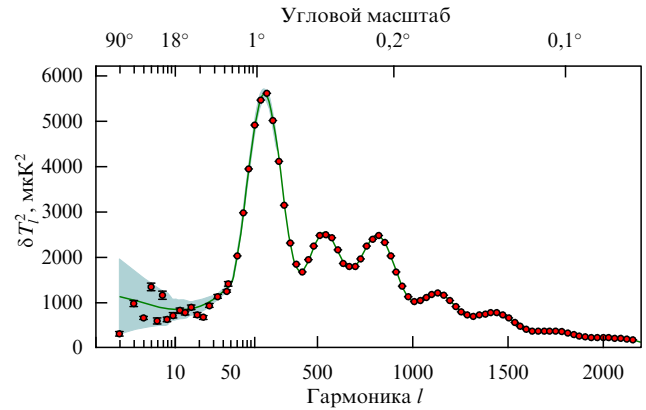


Рис. 2. Угловой спектр мощности флуктуаций температуры реликтового излучения по данным космической обсерватории Planck [11]. По оси абсцисс отложен угловой масштаб в градусах дуги и соответствующая ему гармоника  $l$ , а по оси ординат — квадрат амплитуды флуктуаций  $\delta T_l^2 = l(l+1)C_l/(2\pi)$  на этом масштабе.

[37], но только благодаря проведению многочисленных наземных (CBI (Cosmic Background Imager), ACBAR (Arcminute Cosmology Bolometer Array Receiver), VSA (Very Small Array)), баллонных (BOOMERANG (Ballon Observations Of Millimetric Extragalactic Radiation And Geophysics), MAXIMA (Millimeter Anisotropy eXperiment IMaging Array), Archeops) и космических экспериментов (WMAP, Planck) мы знаем их характеристики с высокой точностью. Угловой спектр мощности флуктуаций температуры РИ по данным эксперимента Planck представлен на рис. 2.

## 2.3. Спектральные характеристики реликтового излучения

После открытия РИ в 1965 г. его температура многократно измерялась и уточнялась в различных экспериментах на протяжении нескольких десятилетий. Сводку результатов этих измерений можно найти, например, в монографии [28]. Здесь лишь отметим, что к началу 1990-х годов было проведено более 60 экспериментов в диапазоне длин волн от 1 мм до 73,5 см. Подавляющее большинство этих экспериментов не отличалось высокой точностью. Рывок в этом отношении произошёл с запуском аппарата COBE. По данным COBE спектр РИ с точностью  $10^{-4}$  соответствует чернотельному распределению Планка:

$$B_\nu = \frac{2hv^3}{c^2} \frac{1}{\exp(hv/k_B T) - 1}, \quad (2)$$

где  $k_B$  — постоянная Больцмана, с температурой в современную эпоху  $T_0 = 2,725 \pm 0,001$  К [42]. Эти данные получены с помощью инструмента FIRAS (Far Infrared Absolute Spectrophotometer), установленного на спутнике COBE, в диапазоне длин волн 0,1 мм–1 см. На рисунке 3 изображён планковский спектр РИ по измерениям с помощью инструмента FIRAS/COBE и для сравнения приведены результаты соответствующих измерений другими инструментами.

Космическое микроволновое фоновое излучение равномерно заполняет пространство и по плотности энергии превосходит все другие фоновые излучения (см. таблицу). Реликтовое излучение является основной составляю-

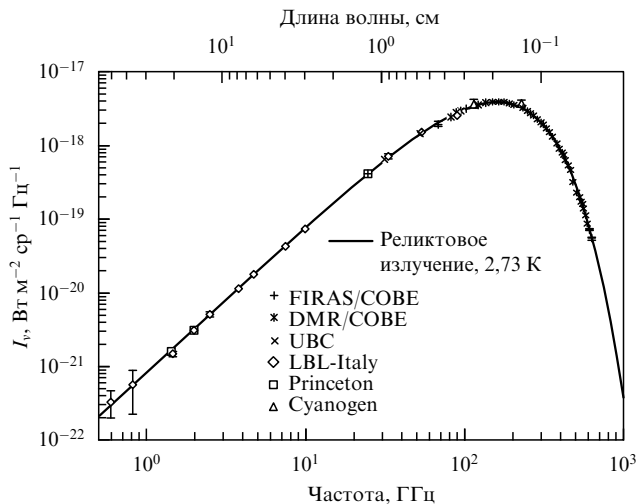


Рис. 3. Спектр реликтового излучения по измерениям различными экспериментами [43]. По оси абсцисс отложена частота и соответствующая ей длина волны.  $I_\nu$  — интенсивность излучения.

Таблица. Распределение энергии в различных диапазонах космического электромагнитного излучения [28]

| Частотный диапазон | Интенсивность, $\text{Вт м}^{-2} \text{ср}^{-1}$ | Доля плотности энергии |
|--------------------|--|------------------------|
| Радиодиапазон      | $1,2 \times 10^{-12}$                            | $1,1 \times 10^{-6}$   |
| РИ-диапазон        | $9,96 \times 10^{-7}$                            | 0,93                   |
| ИК-диапазон        | $(4-5,2) \times 10^{-8}$                         | 0,04-0,05              |
| Оптический         | $(2-4) \times 10^{-8}$                           | 0,02-0,04              |
| Рентгеновский      | $2,7 \times 10^{-10}$                            | $2,5 \times 10^{-4}$   |
| Гамма-диапазон     | $3 \times 10^{-11}$                              | $2,5 \times 10^{-5}$   |

щей яркости неба в диапазоне длин волн от метровых до субмиллиметровых. Плотность фотонов РИ в современную эпоху составляет  $n_{\text{ph}} = 411 \text{ см}^{-3}$ , что соответствует плотности энергии  $0,25 \text{ эВ см}^{-3}$ . Максимум функции Планка при температуре  $T_0 = 2,725 \text{ К}$  находится на частоте  $\nu_0 = 1,6 \times 10^{11} \text{ Гц}$ . Вследствие изотропного расширения Вселенной температура РИ уменьшается по закону  $T(z) = T_0(1+z)$ , где  $T_0$  — современное значение температуры РИ,  $z$  — красное смещение. При этом чернотельный характер спектра реликтового излучения сохраняется, так что выполняется соотношение  $T_1/(1+z_1) = T_2/(1+z_2)$ , где  $T_1$  и  $T_2$  — значения температуры РИ при красных смещениях  $z_1$  и  $z_2$  соответственно.

### 3. Тепловая история Вселенной до рекомбинации первичной плазмы

#### 3.1. Эволюция состава вещества в ранней Вселенной

Начиная с эпохи нуклеосинтеза при  $z \sim 10^8 - 10^9$  и вплоть до окончания эпохи рекомбинации при  $z \sim 10^3$  изменение состава вещества определяется отношением концентраций барионов и фотонов  $\eta_{\text{b}\gamma} = n_{\text{b}}/n_\gamma$ , а также соотношением между скоростями различных процессов в плазме и скоростью расширения Вселенной. Величины этих параметров полностью определяют динамику синтеза лёгких ядер, термализацию фонового излучения и кинетику рекомбинации плазмы, а также спектральные особенно-

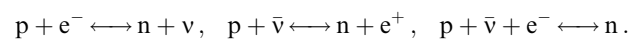
сти фонового излучения, которые возникают в указанные периоды.

Величина  $\eta_{\text{b}\gamma}$  в ходе расширения Вселенной остаётся постоянной, за исключением периодов, в которые происходила аннигиляция частиц различного сорта либо действовал какой-то другой механизм вброса дополнительной энергии в поле излучения. Действительно, плотность числа фотонов в равновесном излучении  $n_\gamma \propto T^3 \propto (1/a)^3 \propto (1+z)^3$ , где  $T$  — температура излучения. С другой стороны, концентрация барионов  $n_{\text{b}} \propto 1/a^3 \propto (1+z)^3$ . Таким образом, в ходе расширения отношение  $n_\gamma/n_{\text{b}} = \text{const}$ , причём с точностью до численного коэффициента это отношение по сути представляет собой энтропию излучения в расчёте на один барион:  $S_\gamma/n_{\text{b}} = (4/3)aT^3/n_{\text{b}}$ , где  $a = 7,57 \times 10^{-15} \text{ эрг см}^{-3} \text{ К}^{-4}$  — постоянная плотности излучения. При адиабатическом расширении эта удельная энтропия сохраняется. В периоды аннигиляции пар частица — античастица энтропия, заключённая в парах, переходила к фотонам, распределение которых при этом оставалось равновесным.

В настоящее время из анализа пространственного спектра анизотропии реликтового излучения получена оценка  $\eta_{\text{b}\gamma} \sim 10^{-9}$ , которая очень хорошо согласуется с оценкой  $\eta_{\text{b}\gamma}$  согласно теории первичного нуклеосинтеза [44]. Это означает, что отношение  $n_{\text{b}}/n_\gamma$  существенно не изменялось при  $z \lesssim 10^8$ , причём его постоянно на поздних стадиях эволюции Вселенной после рекомбинации вещества обусловлено сохранением числа фотонов, которые уже не взаимодействуют с веществом.

Малостью параметра  $\eta_{\text{b}\gamma}$  определяется момент начала синтеза первичных элементов, поскольку лёгкие ядра формируются только после того, как температура станет меньше энергии связи каждого ядра. В противном случае огромное количество фотонов, электронов и позитронов, находящихся в равновесии друг с другом, будет эффективно разрушать вновь образующиеся ядра. Ядерное статистическое равновесие сохраняется до тех пор, пока скорость соответствующих ядерных реакций для каждого ядра не станет меньше скорости расширения Вселенной. В этот момент относительная концентрация ядер замораживается и далее остаётся постоянной.

После аннигиляции нуклонов и антинуклонов при температуре  $10^{12} - 10^{13} \text{ К}$  основной ассортимент частиц составляют электроны, позитроны, фотоны (причём  $n_{e^-} \sim n_{e^+} \sim n_\gamma$ ), нейтрино, мюоны и небольшая примесь нуклонов. Равновесие между протонами и нейтронами поддерживается за счёт реакций слабого взаимодействия:



Здесь  $p$  — протон,  $e^-$  — электрон,  $e^+$  — позитрон,  $\nu$  — электронное нейтрино,  $\bar{\nu}$  — антинейтрино,  $n$  — нейтрон.

По мере уменьшения температуры доля протонов возрастает вследствие того, что отношение равновесных концентраций нейтронов и протонов  $N(n)/N(p) = \exp(-\Delta Mc^2/k_B T)$ , где  $\Delta M$  — разность масс нейтрона и протона. При этом уменьшается эффективность реакций слабого взаимодействия, и в конечном итоге отношение концентраций нейтронов и протонов замораживается, по разным оценкам, на уровне  $N(n)/N(p) = 0,15 - 0,19$ . Далее нейтроны, соединяясь с протонами, образуют ядра дейтерия,  $n + p \rightarrow D + \gamma$ , а энергии и концентрации фотонов уже не хватает для разрушения

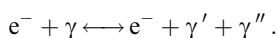
образовавшихся ядер дейтерия. Происходит накопление ядер и идут дальнейшие реакции с образованием ядер гелия  ${}^4\text{He}$ , доля которого в результате составила  $Y_{\text{He}} = 0,25 - 0,26$ . Также образовалось небольшое количество ядер  ${}^3\text{He}$ ,  $\text{D}$ ,  $\text{Li}$ ,  $\text{Be}$ . Примерно через 300 с после начала расширения Вселенной температура становится недостаточно велика для протекания ядерных реакций образования гелия и других лёгких ядер, т.е. их относительная концентрация уже не изменяется. К этому времени аннигилировали мюоны, электроны и позитроны, в результате чего возросла энтропия излучения. Спектр излучения при этом остаётся равновесным. Температура в эту эпоху составляла  $T \sim (1-5) \times 10^9$  К. Электроны, оставшиеся после аннигиляции, в дальнейшем сыграли важную роль в формировании спектра РИ. Подробнее о физических процессах в ранней Вселенной можно прочитать, например, в классических обзорах и монографии Я.Б. Зельдовича и И.Д. Новикова [10].

### 3.2. Искажения спектра реликтового излучения при энерговыделении в ранней Вселенной

Изучение деталей спектра реликтового излучения позволяет восстановить тепловую историю Вселенной, поскольку этот спектр определяется взаимодействием фотонов с веществом на прошлых стадиях эволюции. Предположение о существенном отклонении спектра РИ от планковского, которое могло быть обусловлено мощными дополнительными источниками энергии в ранней Вселенной или сильным отклонением состояния вещества от термодинамически равновесного, было отвергнуто после проведения эксперимента COBE [45]. Измерения показали, что спектр РИ описывается функцией Планка с точностью порядка  $10^{-4}$ , и этот факт свидетельствует, что в прошлом имело место полное термодинамическое равновесие между плазмой и фотонами. Теоретически было показано [10], что это равновесие должно было соблюдаться начиная с самых ранних этапов расширения Вселенной при температурах вплоть до порогового значения, соответствующего рождению электрон-позитронных пар,  $T_{e^+e^-} \sim 2m_e c^2 / k_B \approx 10^{10}$  К, что отвечает красному смещению  $z \sim 5 \times 10^9$ .

В самом деле, условием установления термодинамического равновесия можно считать выполнение неравенства  $t_{\text{rel}} \ll t_{\text{exp}}$ , где  $t_{\text{rel}}$  — время релаксации распределения частиц по энергии к равновесному распределению,  $t_{\text{exp}}$  — характерное время изменения параметров плазмы, по порядку величины равное времени расширения Вселенной. В электрон-позитронной плазме время  $t_{\text{rel}}$  определяется скоростью аннигиляции частиц, которая оказывается на 17 порядков больше скорости расширения, т.е.  $t_{\text{rel}}/t_{\text{exp}} \sim 10^{-17}$ . Так что равновесие в плазме обеспечивается за счёт процессов  $e^+ + e^- \longleftrightarrow 2\gamma$ .

Во Вселенной с малым отношением  $\eta_{\text{b}\gamma}$  основным процессом, термализующим излучение, является двойное комптоновское рассеяние на электронах:

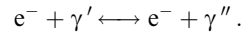


Скорость этого процесса становится недостаточно большой для поддержания равновесного распределения фотонов при красном смещении [46]

$$z_{\text{th}} = 2,0 \times 10^6 \left(1 - \frac{Y_{\text{He}}}{2}\right)^{-2/5} \left(\frac{\Omega_{\text{b}} h^2}{0,02}\right)^{-2/5}, \quad (3)$$

где  $Y_{\text{He}}$  — массовая доля гелия. Поэтому вплоть до эпохи  $z \approx 2 \times 10^6$  возможные нарушения планковского спектра РИ должны размываться вследствие двойного комптоновского рассеяния фотонов на свободных электронах, оставшихся после аннигиляции. Этот процесс, а также образование и поглощение фотонов при свободно-свободных переходах происходят с большими скоростями и эффективно разрушают искажения, обусловленные возможным энерговыделением в эпоху с  $z \gtrsim 10^7$ .

Высокая степень близости спектра РИ к чернотельному распределению накладывает ограничения на возможные источники энерговыделения в ранней Вселенной при  $z < 10^7$ . В качестве таких источников в разных работах рассматривались распады нестабильных частиц, аннигиляция частиц, диссипация акустических волн, аккреция вещества на первичные чёрные дыры и др. Форма искажений спектра РИ, образующихся в период  $10^5 \lesssim z \lesssim 10^7$  при наличии источников энерговыделения, определяется комптоновским рассеянием, которое устанавливает полное кинетическое равновесие между фотонами и электронами:



Этот процесс всё ещё является достаточно быстрым по сравнению с расширением, так как водород полностью ионизован. Поскольку при данной температуре концентрация фотонов планковского поля излучения фиксированна, при поступлении дополнительной энергии комптоновское рассеяние приводит к бозе-эйнштейновской функции распределения фотонов с химическим потенциалом  $m$  [8]:

$$F_\nu = \frac{2h\nu^3}{c^2 \{ \exp[(h\nu + m)/k_B T] - 1 \}}, \quad (4)$$

где  $m = -\mu k_B T$  зависит от концентрации и температуры фотонов, безразмерный коэффициент  $\mu \geq 0$ . Отличие спектра РИ от планковского в этом случае называют  $\mu$ -искажением. Наиболее заметно такое искажение в рэлей-джинсовской части спектра, где изменяется степень зависимости интенсивности излучения от частоты:  $I_\nu \propto \nu^3$  вместо  $I_\nu \propto \nu^2$ . Напомним, что в приближении Рэля-Джинса при  $h\nu \ll k_B T$  чернотельная интенсивность излучения  $B_\nu \propto \nu^2 k_B T$ . В результате обработки данных COBE для безразмерного химического потенциала получена оценка  $\mu < 9 \times 10^{-5}$  [47].

В период  $10^3 \lesssim z \lesssim 10^5$  комптоновское рассеяние не устанавливает полного кинетического равновесия между излучением и электронами, а спектр, получающийся в результате этого рассеяния, характеризуется параметром [7]

$$y = \int \frac{k_B(T_e - T_\gamma)}{m_e c^2} d\tau_e, \quad (5)$$

где  $T_e$ ,  $T_\gamma$ ,  $\tau_e$  — электронная температура, температура излучения и оптическая толщина по комптоновскому рассеянию соответственно,  $m_e$  — масса электрона. В процессе комптонизации перераспределение энергии происходит таким образом, что низкочастотные фотоны в рэлей-джинсовской части спектра получают энергию от электронов за счёт эффекта Доплера второго порядка. Такие искажения называют  $y$ -искажениями. В результате обработки данных COBE получена оценка

$|y| < 1,5 \times 10^{-5}$  [47]. Процесс комптонизации постепенно приводит к тому, что в результате многократных рассеяний спектр излучения принимает бозе-эйнштейновскую форму, т.е. приводит к  $\mu$ -искажениям. Однако начиная с некоторого красного смещения  $z_c$  выделение энергии будет приводить только к  $y$ -искажениям, так как распределение Бозе–Эйнштейна не будет достигнуто. Этот переходный момент наступает, когда оптическая толщина по комптоновскому рассеянию равна единице,  $\tau_c(z_c) = 1$  [44]:

$$z_c \approx 5,1 \times 10^4 \left(1 - \frac{Y_{\text{He}}}{2}\right)^{-1/2} \left(\frac{\Omega_b h^2}{0,02}\right)^{-1/2}. \quad (6)$$

Эра радиационно-доминированной плазмы заканчивается с наступлением эпохи рекомбинации первичной плазмы, занимающей интервал красных смещений  $900 \lesssim z \lesssim 7000$ . В процессе рекомбинации вещества первичная плазма излучает фотоны, которые искажают равновесный спектр РИ. Совокупность этих "сверхравновесных" фотонов называется космологическим рекомбинационным спектром. В разделе 5 дано подробное описание механизмов образования такого типа искажений спектра РИ.

Для полноты картины следует упомянуть о том, что в пострекомбинационную эпоху также могут иметь место процессы, приводящие к искажению планковского спектра фонового излучения. Так, в период реионизации вещества при  $z \sim 20-50$  комптоновское рассеяние уже не эффективно, поскольку плотность вещества невелика. Поэтому излучаемые при свободно-свободных переходах фотоны не термализуются, и они должны исказить спектр РИ [7, 48]. Кроме того, имеет место тепловой эффект Сюняева–Зельдовича, т.е. комптоновские искажения спектра при рассеянии РИ на горячем межгалактическом газе и горячем газе скоплений галактик с температурой  $T_e \sim 10^7$  К при  $z \lesssim 10$ . Этот эффект, который проявляется на угловых масштабах порядка 1 минуты дуги, был зарегистрирован в ряде экспериментов [49].

## 4. Рекомбинация первичной водородно-гелиевой плазмы

### 4.1. Излучение плазмы при рекомбинации

По мере расширения Вселенной температура вещества и излучения уменьшается и плазма начинает рекомбинировать. При  $z \simeq 5000-7000$  протекает фаза рекомбинации двукратно ионизованного гелия,  $\text{HeIII} \rightarrow \text{HeII}$ , далее при  $z \simeq 1500-3000$  происходит рекомбинация однократно ионизованного гелия  $\text{HeII} \rightarrow \text{HeI}$  и, наконец, при  $z \simeq 900-1600$  — рекомбинация водорода,  $\text{HII} \rightarrow \text{HI}$ . К концу эпохи рекомбинации при  $z \sim 1000$  температура вещества и излучения уменьшается до  $T \sim 3000$  К и излучение "отделяется" от вещества. Этот момент называют эпохой последнего рассеяния или эпохой просветления. В дальнейшем излучение свободно распространяется в пространстве, поскольку вещество становится прозрачным для излучения. Как указывалось в разделе 1.2, фотоны достигают наблюдателя при  $z = 0$ , подвергаясь по пути только красному смещению, именно их мы наблюдаем как реликтовое излучение.

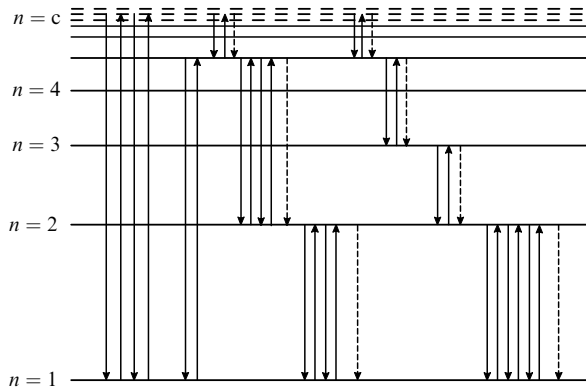
Фотоны, образующиеся при переходах в атомах водорода и гелия в эпоху рекомбинации, частично дожи-

вают до современной эпохи [50, 51] и тем самым искажают равновесный реликтовый фон. Расчёту подобных спектральных искажений РИ посвящены многочисленные работы [52–63]. Измерения длины волны, интенсивности и формы рекомбинационных линий позволяют получить информацию о температуре плазмы, барионной плотности вещества, красном смещении, соответствующем эпохе рекомбинации, и продолжительности этой эпохи. С экспериментальной точки зрения основная трудность состоит в том, что рекомбинационный спектр является очень слабым по сравнению с основным тепловым фоном. Это является прямым следствием малости отношения числа рекомбинирующих атомов и числа фотонов равновесного реликтового излучения,  $\eta_{\text{by}} \sim 10^{-9}$ . Однако возможности эксперимента в настоящее время возрастают, так что задача является актуальной. Обнаружение рекомбинационных искажений РИ станет, во-первых, ещё одним свидетельством существования фазы рекомбинации вещества в ранней Вселенной. И во-вторых, будет получен ещё один независимый метод оценки барионной плотности во Вселенной, поскольку космологический рекомбинационный спектр водорода и гелия непосредственно зависит от этой величины.

Расчёт интенсивностей и профилей рассматриваемых рекомбинационных линий в общем случае требует решения нестационарной системы дифференциальных уравнений для населённостей уровней атомов совместно с уравнением, описывающим перенос излучения в этих линиях. Однако в эти уравнения входят два малых безразмерных параметра:  $n_{\text{by}}$  и  $t_{\text{rel}}/t_{\text{rec}}$  — отношение времени релаксации населённостей уровней атомов (с главным квантовым числом  $n \geq 2$ ) к характерному времени рекомбинации (изменения степени ионизации) [64]. Малость этих параметров позволяет разбить задачу о вычислении космологического рекомбинационного спектра на три подзадачи, которые можно решать независимо.

Первая подзадача состоит в расчёте кинетики рекомбинации, т.е. зависимости степени ионизации от времени (красного смещения), и входными параметрами здесь будут постоянная Хаббла (скорость расширения Вселенной), плотность барионного вещества и температура излучения. В пионерских работах Я.Б. Зельдовича и др. [6] и П.Дж.Е. Пиблса [9] был сформулирован основной вывод о том, что Вселенная практически полностью непрозрачна в резонансных линиях и лаймановском континууме водорода и что накопление нейтральных атомов в плазме происходит в основном за счёт двухфотонного распада состояния  $2S$ . Так как вероятность этого процесса мала, населённость основного состояния атома водорода сильно отличается от равновесной и в результате происходит затягивание рекомбинации по сравнению с её равновесным ходом по закону Саха–Больцмана. Более детально вопросы, связанные с расчётами кинетики рекомбинации, обсуждаются в разделах 4.2–4.4.

Вторая подзадача заключается в расчёте скорости возникновения сверхравновесных, т.е. дополнительных к равновесному фону РИ, фотонов. Если бы плазма и излучение находились в состоянии полного ТДР, то, естественно, такие фотоны не образовывались бы. Но поскольку некоторое отклонение от равновесия есть (о чём пойдёт речь ниже), не все переходы между уровнями



**Рис. 4.** Схема уровней атома водорода. Стрелками показаны многочисленные переходы между энергетическими уровнями атома водорода в эпоху космологической рекомбинации. Сплошные стрелки — переходы, которые в конечном итоге компенсируются. Штриховые стрелки демонстрируют, что малая часть переходов между различными состояниями не компенсируется обратными переходами вследствие небольшого отклонения концентраций атомов в этих состояниях от равновесных.

атомов компенсированны, т.е.  $R_{ij}N_i \neq R_{ji}N_j$ , где  $R_{ij}$  и  $R_{ji}$  — коэффициенты радиационных переходов между состояниями  $i$  и  $j$ ,  $N_i$  и  $N_j$  — населённости соответствующих состояний. В состоянии ТДР мы имеем равновесные концентрации  $N_i^0$  и  $N_j^0$ , так что в соответствии с принципом детального баланса  $R_{ij}N_i^0 = R_{ji}N_j^0$ . Наглядно это представлено на рис. 4, где схематично изображены уровни атома водорода, а стрелками показаны переходы между ними. Штриховые стрелки демонстрируют, что малая часть переходов между различными состояниями не компенсируется обратными переходами вследствие малого отклонения концентраций атомов в этих состояниях от равновесных. Причиной этого отклонения является расширение Вселенной, о чём подробнее говорится в разделе 4.2. Совокупность фотонов, излучённых при некомпенсированных переходах, представляет собой космологический рекомбинационный спектр, обсуждаемый в данном обзоре. Надо отметить, что понятие некомпенсированных переходов (или актов безвозвратной рекомбинации на определённый уровень), впервые введённое в работе [52], не отражает какого-то особого физического процесса, ответственного за такие переходы. Это понятие отражает тот факт, что совокупность физических условий в плазме и элементарных процессов в рассматриваемую эпоху приводит к неполной компенсации переходов между уровнями и излучению сверхравновесных квантов. Кроме того, этим понятием очень удобно оперировать при расчётах [54, 57, 64].

Третья часть задачи по вычислению искажений спектра РИ — это задача о переносе излучения в рекомбинационных линиях. Интенсивность таких искажений очень мала, поэтому их обратное влияние на кинетику рекомбинации несущественно, что позволяет упростить задачу и фактически просто интегрировать по всей области рекомбинации функцию, зависящую от величин, полностью определённых на первых двух этапах решения задачи [54, 64].

Рассмотрим теперь подробнее описанные выше этапы. Исторически вначале изучалась рекомбинация водорода, гелий был рассмотрен несколько позднее, поэтому для удобства изложения мы поступим так же.

#### 4.2. Физика рекомбинации первичной водородной плазмы

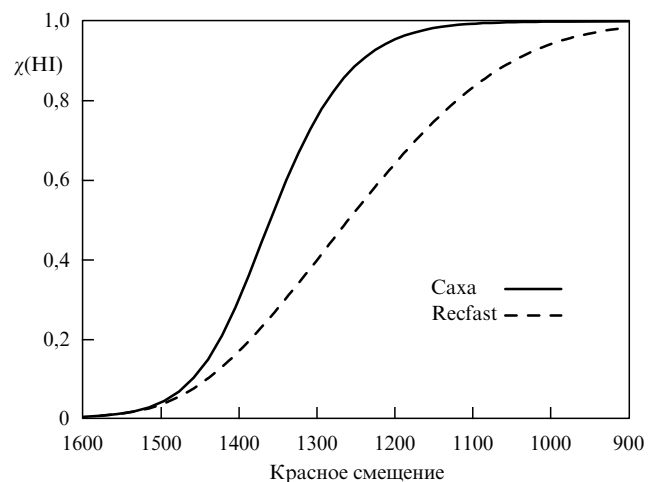
Эпоха рекомбинации водорода соответствует интервалу красных смещений  $900 < z < 1600$ , в котором температура изменяется примерно от 2200 до 4400 К. В течение этого периода полностью ионизованный водород становится нейтральным с некоторой остаточной плотностью электронов. Рассмотрим основные процессы, определяющие ход рекомбинации. Более подробное описание процессов, происходящих в водородной плазме в рассматриваемую эпоху, можно найти, например, в монографиях [10, 28] и работе [65].

Ещё в работах [6, 9] было указано, что имеет место "затягивание" процесса рекомбинации первичного водорода по сравнению с равновесным процессом по закону Саха – Больцмана:

$$\frac{n_e n_p}{n_{\text{HI}}} = \frac{g_e g_p}{g_{\text{HI}}} \frac{(2\pi m_e k_B T)^{3/2}}{h^3} \exp\left(-\frac{I}{k_B T}\right), \quad (7)$$

где  $n_e$ ,  $n_p$ ,  $n_{\text{HI}}$  — концентрации электронов, протонов и нейтральных атомов водорода соответственно,  $g_e$ ,  $g_p$ ,  $g_{\text{HI}}$  — статистические веса,  $I$  — потенциал ионизации из основного состояния атома водорода. В качестве иллюстрации приведём рис. 5, на котором показаны две функции степени ионизации от красного смещения: по формуле Саха – Больцмана (7) и по численным расчётам с помощью кода Recfast [66] (см. раздел 4.4).

Причина затягивания состоит в том, что характерное время установления равновесной концентрации нейтральных атомов водорода оказывается больше, чем характерное время изменения параметров плазмы (или по порядку величины время расширения Вселенной). С очень большой степенью точности можно считать, что концентрация нейтральных атомов равна концентрации атомов, находящихся в основном состоянии:  $n_{\text{HI}} \approx n_1 = n_1^0 + \delta n_1$ . Здесь  $n_1^0$  — равновесная населённость первого уровня,  $\delta n_1$  — отклонение населённости первого уровня от равновесной. Скорость изменения  $n_1$  со временем



**Рис. 5.** Затягивание рекомбинации водорода по сравнению с равновесным ходом рекомбинации. На рисунке представлена зависимость доли нейтральных атомов водорода  $\chi(\text{HI})$  от красного смещения  $z$ , вычисленная по равновесной формуле Саха – Больцмана (сплошная кривая) и с помощью пакета Recfast [66] (штриховая кривая).

выражается как

$$\frac{dn_1}{dt} = \frac{dn_1^0}{dt} + \frac{d(\delta n_1)}{dt}. \quad (8)$$

В случае  $\delta n_1 = 0$  мы имеем равновесную кинетику рекомбинации в соответствии с законом Саха, так как

$$\left. \frac{dn_1}{dt} \right|_{\delta n_1=0} = \frac{dn_1^0}{dt}. \quad (9)$$

Величина  $n_1^0/(dn_1^0/dt)$  по порядку равна характерному времени расширения Вселенной  $t_{\text{exp}}$  в рассматриваемую эпоху. Теперь если мысленно "остановить" расширение, то скорость изменения концентрации атомов в основном состоянии будет определяться скоростью релаксации первого уровня к равновесию:

$$\left. \frac{dn_1}{dt} \right|_{H(t)=0} = \frac{d(\delta n_1)}{dt}, \quad (10)$$

где  $H(t)$  — параметр Хаббла, характеризующий скорость расширения Вселенной. Тогда выполнение неравенства

$$\left| \frac{dn_1^0}{dt} \right| \gtrsim \left| \frac{d(\delta n_1)}{dt} \right|_{H(t)=0} \quad (11)$$

означает, что населённость первого уровня не успевает "подстроиться" под изменяющиеся условия среды и равновесная концентрация  $n_1^0$  не устанавливается. В результате происходит затягивание рекомбинации, что и имеет место в нашей ситуации. Рассмотрим подробнее механизм рекомбинации водорода, и тогда станет понятно, почему в действительности выполняется неравенство (11).

При красном смещении  $z \gtrsim 2000$  температура вещества и излучения составляла  $T \gtrsim 5500$  К и концентрации электронов, протонов и нейтральных атомов в водородной плазме распределялись в соответствии с законом Саха (7). В эту эпоху число ионизирующих квантов с энергией, большей энергии ионизации  $I_0 = 13,6$  эВ, было велико, более одного кванта на барион. Каждый акт рекомбинации атома сопровождался ионизацией, так что поддерживалось равновесие,  $p + e \leftrightarrow \text{HI} + \gamma$ , и нейтральные атомы практически не накапливались в плазме. По мере убывания температуры число ионизирующих фотонов быстро уменьшалось, что легко увидеть из формулы для концентрации энергичных квантов с  $E \geq I_0$ :

$$n_\gamma = \int_{I_0}^{\infty} \frac{8\pi\nu^2}{c^3} \frac{1}{\exp(h\nu/k_B T) - 1} d\nu. \quad (12)$$

Кроме того, при температуре  $T < 10^4$  К перестаёт играть сколько-нибудь существенную роль столкновительная ионизация [65]. Таким образом, по мере расширения Вселенной вероятность ионизации из основного состояния атома водорода убывала. Здесь важно отметить, что, по мере того как равновесная концентрация энергичных квантов с  $E \geq I_0$  уменьшается из-за общего охлаждения Вселенной, начинается процесс рекомбинации водорода, в результате которого производятся такие кванты (при рекомбинации в основное состояние). Тем самым их концентрация должна несколько увеличиться

по сравнению с равновесной. Но поскольку сечение поглощения фотонов лаймановского континуума  $L_c$  нейтральным водородом очень велико, излучённые при прямой рекомбинации  $L_c$ -фотоны сразу же поглощаются имеющимися в плазме нейтральными атомами водорода. Таким образом, прямая рекомбинация в основное состояние в конечном итоге не приводит к образованию нейтральных атомов.

Более вероятной является рекомбинация через промежуточные состояния по одному из следующих каналов:

- 1)  $p + e \rightarrow \text{H}_1^* + \gamma_c, \quad \text{H}_1^* \rightarrow \text{H}_2 \pm \gamma_l, \dots,$   
 $\text{H}_k^* \rightarrow \text{H}_{2p} + \gamma_l, \quad \text{H}_{2p} \rightarrow \text{H}_{1s} + \gamma_\alpha;$
- 2)  $p + e \rightarrow \text{H}_1^* + \gamma_c, \quad \text{H}_1^* \rightarrow \text{H}_2^* \pm \gamma_l, \dots,$   
 $\text{H}_k^* \rightarrow \text{H}_{2s} + \gamma_l, \quad \text{H}_{2s} \rightarrow \text{H}_{1s} + 2\tilde{\gamma}.$

Здесь через  $\text{H}_{1,\dots,k}^*$  обозначены атомы водорода в возбуждённых состояниях,  $\text{H}_{1s}, \text{H}_{2s}$  и  $\text{H}_{2p}$  — атомы в состояниях 1s, 2s и 2p соответственно,  $\gamma_c$  — фотон континуума серии,  $\gamma_l$  — фотон субординатной линии,  $\gamma_\alpha$  —  $L_\alpha$ -фотон с энергией 10,2 эВ,  $\tilde{\gamma}$  — кванты двухфотонного континуума, образующиеся при распаде метастабильного уровня 2s. Запись "...  $\pm \gamma_l$ " указывает, что соответствующий переход может происходить как в излучении, так и в поглощении.

Для всех возбуждённых состояний устанавливается практически полное ионизационное равновесие,  $p + e \leftrightarrow \text{H}^* + \gamma_c$ , поскольку в эпоху рекомбинации фотонов с энергией 3,4 эВ или меньшей достаточно много. Здесь необходимо сделать оговорку: малые отклонения от равновесия всё же есть и они возникают из-за сильной неравновесности основного состояния, с которым возбуждённые состояния взаимодействуют посредством радиационных переходов.

Как было сказано выше, сечение поглощения фотонов лаймановской серии водорода и фотонов лаймановского континуума нейтральным водородом велико. Поэтому кванты с энергией  $E > E(L_\alpha) = 10,2$  эВ будут поглощаться нейтральными атомами с последующим дроблением на более низкоэнергичные фотоны вплоть до  $L_\alpha$ -фотонов. В результате реализуется ситуация, при которой происходит многократное излучение и поглощение  $L_\alpha$ -квантов и возникает их избыток по отношению к равновесному фону. Именно избыточная концентрация  $L_\alpha$ -квантов приводит к тому, что весь процесс космологической рекомбинации водорода затягивается. В конечном итоге необратимая рекомбинация водорода происходит в результате двух процессов: двухфотонного перехода  $2s \rightarrow 1s$  и выхода  $L_\alpha$ -фотонов из профиля линии в результате доплеровской диффузии и красного смещения по частоте в расширяющейся Вселенной. Кратко поясним суть второго процесса.

Рассеяние  $L_\alpha$ -фотона атомом происходит в два этапа. Вначале атом поглощает фотон в линии, а затем через некоторое небольшое время переизлучает фотон в этой же линии. Вследствие теплового движения рассеивающих атомов частота фотона после рассеяния, измеряемая в сопутствующей системе отсчёта, отличается от частоты фотона до рассеяния. Изменение частоты составляет в среднем величину порядка доплеровской

ширины линии. Кроме того, между рассеяниями частота фотонов уменьшается в результате красного смещения. При смещении фотонов в красное крыло линии путь свободного пробега и тем самым изменение частоты линии между рассеяниями из-за космологического красного смещения возрастают и в конечном итоге фотоны перестают взаимодействовать с нейтральными атомами.

Следует отметить, что для резонансных фотонов с энергией  $E > E(L_\alpha)$  также имеет место процесс выхода из профиля соответствующей линии, вероятность которого определяется вероятностью Соболева  $p_{ij}$ , как и для  $L_\alpha$ -фотонов (см. формулу (13)). Однако вследствие того что населённость уровней атома водорода с  $n \geq 3$  намного меньше населённости уровня  $n = 2$  ( $N_3/N_2 \sim 10^{-3}$ ), скорость этого процесса, фактически пропорциональная населённости соответствующего уровня, оказывается малой, так что выходом резонансных квантов, кроме  $L_\alpha$ -квантов, можно пренебречь.

Соболевская вероятность убегания фотонов в результате их рассеяний в среде с градиентом скорости [67] (например, в движущихся оболочках звёзд) является очень хорошим инструментом описания процесса выхода фотонов из профиля линии в расширяющейся Вселенной. В общем виде эта вероятность определяется как  $p_{ij} = \exp(-\tau(v_{ij}))$ , где  $\tau(v_{ij})$  — оптическая толщина по поглощению фотонов с частотой  $\nu_{ij}$  вдоль луча. Физический смысл величины  $p_{ij}$  состоит в следующем: в случае  $p_{ij} = 0$  (когда  $\tau(v_{ij}) \gg 1$ ) все соответствующие фотоны будут поглощены атомами, а при  $p_{ij} = 1$  (когда  $\tau(v_{ij}) \ll 1$ ) фотоны не поглощаются, а формально "уходят на бесконечность". Сигер и др. [65] получили следующее выражение для соболевской вероятности убегания:

$$p_{ij} = \frac{1 - \exp(-\tau_S)}{\tau_S}, \quad (13)$$

где  $\tau_S$  — соболевская оптическая толщина по поглощению фотонов с длиной волны  $\lambda_{ij}$  в расширяющейся Вселенной,

$$\tau_S = \frac{A_{ji}\lambda_{ij}^3 [N_i(g_j/g_i) - N_j]}{8\pi H(z)}. \quad (14)$$

В квазистационарном приближении для диффузии  $L_\alpha$ -фотонов по частоте в крыле линии (характерное время диффузии гораздо меньше характерного времени рекомбинации) Грачёв и Дубрович [68] получили вероятность выхода фотонов из процесса многократных рассеяний в расширяющейся Вселенной, решая стационарное уравнение переноса в линии  $L_\alpha$ . Тогда скорость выхода  $L_\alpha$ -фотонов даётся выражением [68]

$$R_p = \frac{8\pi H}{\lambda_\alpha^3} \left[ \frac{N_{2p}}{3N_1} - \exp\left(-\frac{h\nu_\alpha}{k_B T}\right) \right] \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}, \quad (15)$$

где  $N_i$  — населённость  $i$ -го состояния,  $\lambda_\alpha$  и  $\nu_\alpha$  — соответственно длина волны и частота  $L_\alpha$ -фотонов,  $T$  — температура,  $H$  — постоянная Хаббла. Очевидно, что при полном термодинамическом равновесии  $R_p = 0$ , поскольку населённости всех уровней атома водорода соотносятся друг с другом в соответствии с законом Больцмана:

$$\frac{N_i}{N_{1s}} = \frac{g_i}{g_{1s}} \exp\left(-\frac{h\nu_{i1}}{k_B T}\right). \quad (16)$$

Однако вследствие расширения Вселенной равновесие нарушается, населённость основного состояния оказывается много меньше равновесной, т.е.  $N_{1s} \ll N_{1s}^0$ . Что касается населённостей возбуждённых состояний, то они очень близки к равновесию с континуумом, т.е. с хорошей точностью выполняется следующее равенство:  $R_{ic}N_i = \alpha_i^c n_e n^+$ , левая часть которого обозначает число фотоионизаций с уровня  $i$ , а правая часть — число рекомбинаций на этот уровень. Но небольшое отличие от равновесия с континуумом всё же есть. Этот факт и является причиной возникновения рекомбинационного спектра РИ.

Рассмотрим теперь двухфотонные переходы  $2s \rightarrow 1s$ . Уровень  $2s$  атома водорода является метастабильным, поскольку однофотонные переходы между состояниями  $2s$  и  $1s$  запрещены в соответствии с правилами отбора по дипольным переходам. В результате перехода  $2s \rightarrow 1s$  испускаются два фотона, сумма энергий которых в точности равна энергии перехода. Вероятность данного процесса равна  $8,227 \text{ с}^{-1}$ . Обратный переход  $1s \rightarrow 2s$  (двухфотонное поглощение) также имеет место, хотя его скорость гораздо меньше скорости переходов  $2s \rightarrow 1s$ . Это объясняется тем, что населённость основного состояния намного меньше равновесной,  $N_{1s} \ll N_{1s}^0$ , и, следовательно,  $A_{1s \rightarrow 2s} N_{1s} \ll A_{2s \rightarrow 1s} N_{2s}$ . Очевидно, что при полном термодинамическом равновесии эти скорости равны, т.е.  $A_{1s \rightarrow 2s} N_{1s}^0 = A_{2s \rightarrow 1s} N_{2s}^0$ .

Двухфотонные распады имеют место не только для уровня  $2s$ , но и для более высоких уровней атома водорода. В работе [69] проведены оценки вероятности подобных распадов и сделан вывод о их большой роли при расчёте кинетики рекомбинации гелия [70]. В дальнейшем было показано [71], что влияние двухфотонных распадов уровней с  $n > 2$  при расчёте кинетики рекомбинации водорода не столь велико, и получено [71], что их вклад в скорость рекомбинации водорода составляет несколько процентов (см. также раздел 4.4).

Резюмируя, можно сказать, что основные процессы, приводящие к возрастанию концентрации атомов водорода в основном состоянии, — это выход  $L_\alpha$ -квантов из профиля линии при переходах  $2p \leftrightarrow 1s$  и двухфотонные распады состояния  $2s$ :  $2s \rightarrow 1s$ . Скорости этих процессов малы по сравнению со скоростью изменения равновесной степени ионизации плазмы, так что они не могут обеспечить установление равновесной населённости основного уровня атома водорода и рекомбинация идёт медленнее, чем по равновесному закону Саха.

#### 4.3. Основные методы численного расчёта кинетики рекомбинации первичной плазмы

Методы численного расчёта кинетики рекомбинации условно можно разделить на два типа. Суть методов первого типа сводится к решению дифференциальных уравнений, описывающих эволюцию функции распределения атомов по энергетическим состояниям в процессе рекомбинации в расширяющейся Вселенной. При этом в разных работах могут различаться число уравнений, а также предположения относительно того, как учитывать влияние на кинетику верхних уровней, явно не входящих в уравнения. Например, в работах Зельдовича и др. [6] и Пиблса [9] в уравнение явным образом входил только второй уровень атома водорода, а верхние состояния учитывались с помощью введения аппроксимаций для полного коэффициента рекомбинации на все уровни. В

полных расчётах [65] для 300 уровней атома водорода решалась система дифференциальных уравнений для населённости каждого уровня в совокупности с дифференциальными уравнениями для температуры вещества и интенсивности излучения. А в численном коде Recfast [66, 72] кинетика вычислялась на основе трёхуровневой модели атома (1-й, 2-й уровни + континуум), а влияние верхних возбуждённых состояний учитывалось посредством введения коэффициента рекомбинации, для которого использовалось другое, отличное от принятого в предыдущих работах, приближение.

В основе второго типа методов лежит так называемое квазистационарное приближение [52]. Суть его состоит в том, что вместо системы дифференциальных уравнений решается система уравнений баланса населённостей дискретных уровней с главным квантовым числом  $n \geq 2$ . Действительно, релаксация распределения атомов, находящихся в возбуждённом состоянии, происходит за характерное время порядка времени разрешённых переходов между этими уровнями —  $t_{\text{rel}} \sim 10^{-8}$  с. С другой стороны, характерное время изменения скоростей процессов, связывающих рассматриваемый ансамбль атомов с основным состоянием атома и континуумом, составляет величину порядка характерного времени расширения Вселенной в тот период  $t_{\text{exp}} \sim 10^5$  лет. Поэтому отношение  $t_{\text{rel}}/t_{\text{exp}}$  оказывается настолько малым, что можно считать распределение атомов по уровням с  $n \geq 2$  стационарным. Тогда для каждого уровня  $n = i$  можно записать уравнение баланса его населённости и решать систему таких уравнений на каждом шаге по времени в течение эпохи рекомбинации [64]:

$$\sum_{j=1}^K R_{ji}N_j - L_iN_i + B_i = 0, \quad (17)$$

где  $N_i$  — населённость  $i$ -го уровня, слагаемое  $R_{ji}N_j$  описывает переходы внутри ансамбля атомов с  $n \geq 2$ ,  $L_iN_i$  — процессы, приводящие к уходу из ансамбля (фотоионизация, переходы в состояние, явно не присутствующие в системе уравнений),  $B_i$  — процессы, приводящие к появлению новых атомов в ансамбле,  $K$  — число уравнений в системе.

В такой постановке задачи населённость основного состояния атома водорода определяется малой скоростью "стока" атомов со второго уровня на первый вследствие двухфотонных распадов  $2s \rightarrow 1s$  и выхода  $L_\alpha$ -квантов из профиля линии. Именно этот сток является причиной неравновесности распределения атомов по возбуждённым состояниям.

Квазистационарное приближение позволяет существенно упростить задачу с вычислительной точки зрения. Впервые это приближение использовали Бернштейн и др. [52] при расчётах интенсивности субординатных линий водорода, образующихся при рекомбинации. В упоминавшейся в разделе 4.2 работе Грачёва и Дубровича [68], по всей видимости, также использовалось это приближение, поскольку в [68] решались уравнения статистического равновесия для уровней с  $n \geq 2$ .

#### 4.4. Рекомбинация первичной гелиевой плазмы и современные численные расчёты кинетики рекомбинации

В период, когда температура материи во Вселенной была больше  $10^5$  К, вещество представляло собой протонно-

электронную плазму с некоторым количеством ядер гелия, погружённую в поле излучения чрезвычайно большой интенсивности. Максимум в распределении энергии фотонов в этот период соответствует энергии, значительно превышающей потенциал ионизации гелия из основного состояния  $I_{\text{He}} \approx 54,4$  эВ и тем более потенциал ионизации водорода из основного состояния  $I_{\text{H}} \approx 13,6$  эВ. Таким образом, до определённого момента в плазме не могли содержаться нейтральные атомы, поскольку огромное количество ионизирующих фотонов сразу бы их разрушало. Однако с уменьшением температуры плазма начала постепенно рекомбинировать и в первую очередь произошла рекомбинация гелия с образованием сначала HeI, а затем HeI. Эпоха рекомбинации гелия лежит в интервале красных смещений  $z = 7000-1500$ , а температура вещества в этот период изменяется от 20000 К до 4000 К.

В отличие от расчётов в первых работах, например [73], где они проводились на основе модели атома HeI с тремя энергетическими уровнями, современные численные расчёты проводятся на многоуровневой модели атомов HeI и HeII (до нескольких сотен уровней) с учётом тонкой структуры. Это позволяет корректно учесть как синглетные, так и триплетные энергетические состояния. Результаты численных расчётов показывают, что рекомбинация HeIII  $\rightarrow$  HeII идёт фактически в соответствии с законом Саха – Больцмана:

$$\frac{(\chi_e - 1 - f_{\text{He}})\chi_e}{1 + 2f_{\text{He}} - \chi_e} = \frac{(2\pi m_e k_B T)^{3/2}}{h^3 n_{\text{H}}} \exp\left(-\frac{I_{\text{HeII}}}{k_B T}\right), \quad (18)$$

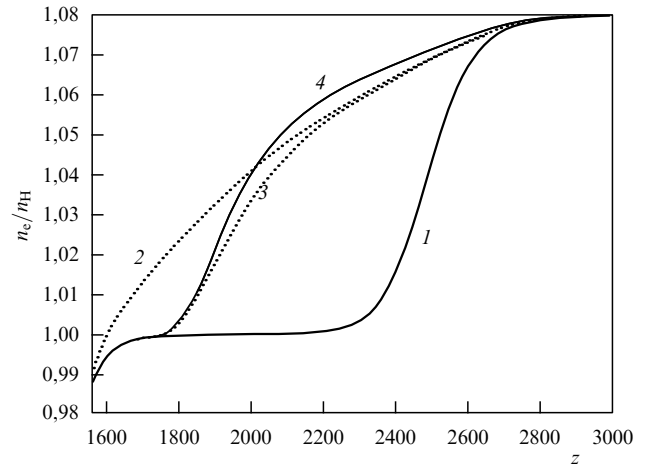
где  $\chi_e = n_e/n_{\text{H}}$  — степень ионизации вещества,  $f_{\text{He}} = n_{\text{HeI}}/n_{\text{H}}$  — отношение концентрации гелия к концентрации водорода,  $I_{\text{HeII}}$  — потенциал ионизации HeII,  $n_{\text{H}}$  — полная концентрация водорода. Такой же результат для кинетики HeII получен и в более ранних работах. В работе [65] указывается, что с точки зрения образования ионов HeII рекомбинация прямо в основное состояние неэффективна, поскольку фотоны, образующиеся в результате такого свободно-связанного перехода, будут практически сразу поглощаться уже имеющимися в плазме ионами HeII. То же самое можно сказать и о других резонансных фотонах, оптическая толщина по поглощению для них очень велика. Более эффективна рекомбинация через промежуточные состояния, включая уровень  $n = 2$ . В конечном итоге главным механизмом, ответственным за рекомбинацию, будет двухфотонный распад состояния  $2s$ , вероятность которого  $A_{2s \rightarrow 1s}^{\text{HeII}} = 526,5 \text{ с}^{-1}$ . Скорость этого процесса, равная  $N_{2s} A_{2s \rightarrow 1s}^{\text{HeII}}$ , где  $N_{2s}$  — населённость уровня  $2s$ , определяет скорость рекомбинации HeIII  $\rightarrow$  HeII. А поскольку последняя оказывается больше скорости рекомбинации электронов на уровень  $n = 2$ , электроны не задерживаются в этом состоянии и быстро переходят в основное состояние.

Итак, рекомбинация HeIII  $\rightarrow$  HeII идёт в равновесном режиме и заканчивается при красном смещении  $z \approx 5000$ . Что касается HeI, то здесь современные численные расчёты дают результаты, существенно отличающиеся от результатов первых работ по кинетике рекомбинации. Во-первых, оказалось, что рекомбинация HeI идёт в режиме, сильно отличающемся от равновесного по закону Саха. Имеет место замедление рекомбинации HeI, и при этом она заканчивается почти одновременно с

началом рекомбинации водорода при  $z \approx 1500$ . Заметим, что в первых работах, посвящённых этому вопросу, гелий становился полностью нейтральным задолго до начала рекомбинации водорода.

Первоначально считалось [65], что основными механизмами, определяющими скорость рекомбинации  $\text{HeII} \rightarrow \text{HeI}$ , являются двухфотонные распады  $2^1S_0 \rightarrow 1^1S_0$ , вероятность которых составляет  $A_{2^1S_0 \rightarrow 1^1S}^{\text{HeI}} = 51,3 \text{ с}^{-1}$ , и переходы  $2^1P_1 \leftrightarrow 1^1S_0$ . Скорость эффективной рекомбинации за счёт этих процессов в обоих случаях мала по сравнению со скоростями других радиационных процессов (переходы между возбуждёнными состояниями, а также между возбуждёнными состояниями и континуумом). В результате происходит замедление рекомбинации по сравнению с равновесным законом Саха для  $\text{HeI}$ . Тот факт, что эпоха рекомбинации гелия вплотную примыкает по времени к эпохе рекомбинации водорода, объясняется схожим механизмом, приводящим к образованию нейтральных атомов  $\text{HeI}$  и  $\text{H}$ , а также тем, что энергии ионизации указанных атомов из состояния  $n = 2$  одного порядка. В дальнейшем Дубрович и Грачёв [70] пересмотрели процесс рекомбинации  $\text{HeI}$  с учётом двухфотонных распадов высоких уровней парагелия и переходов в интеркомбинационной линии ортогогелия  $2^3P_1 \leftrightarrow 1^1S_0$  (однофотонный переход между триплетным и нижним синглетным состояниями с вероятностью  $177,58 \text{ с}^{-1}$ ). Учёт этих эффектов существенно ускорил рекомбинацию гелия  $\text{HeI}$  по сравнению с таковой согласно результатам работы [65], и по расчётам [70] степень ионизации гелиевой плазмы 50 % достигается примерно при  $z \approx 2200$  (для сравнения, та же величина в работе [65] достигается при  $z \approx 1800$ ). Однако авторы [70] переоценили вклад двухфотонных распадов, и, как впоследствии было показано Хиратой и Свитцером [74], этот процесс не даёт значимого вклада в скорость рекомбинации гелия. Тем не менее корректный учёт триплетных переходов гелия заметно приближает кинетику рекомбинации  $\text{HeI}$  к равновесной, хотя по-прежнему имеет место затягивание по сравнению с адиабатической рекомбинацией по закону Саха. Если говорить о степени ионизации всей водородно-гелиевой плазмы, а не только о гелиевой компоненте, то изменение степени ионизации вследствие учёта переходов  $2^3P_1 \leftrightarrow 1^1S_0$  при  $z \approx 1800$  составит немного более 1%, как было вычислено в работе Вонг и Скотта [75].

В дальнейшем численные расчёты Сигер и др. [66], реализованные в виде программного кода Recfast, были модифицированы Вонг с соавторами [72] с учётом поглощения резонансных квантов  $\text{HeI}$  нейтральным водородом, которое приводит к ускорению рекомбинации  $\text{HeII} \rightarrow \text{HeI}$  [76]. Под влиянием этого процесса рекомбинация гелия  $\text{HeI}$  заканчивается при  $z \approx 1800$ , т.е. существенно раньше, чем в работе [66]. Этот же эффект подробно рассматривался в работе [77], в которой было найдено аналитическое решение для учёта частичного перераспределения резонансных квантов по частоте при описании влияния нейтрального водорода на кинетику рекомбинации  $\text{HeII} \rightarrow \text{HeI}$ . Упомянутые эффекты влияют на степень ионизации первичной водородно-гелиевой плазмы на уровне до 2–3 %, что особенно важно при интерпретации данных по анизотропии РИ, для чего широко используется код Recfast. Что касается степени ионизации чисто гелиевого компонента, то учёт влияния нейтрального водорода кардинально меняет кинетику



**Рис. 6.** Кинетика рекомбинации гелия  $\text{HeI}$  по результатам работы [78]. По оси ординат отложена степень ионизации плазмы  $n_e/n_H$ . Кривая 1 соответствует равновесной рекомбинации  $\text{HeI}$  по закону Саха. Кривая 2 соответствует рекомбинации  $\text{HeI}$ , вычисленной с помощью кода Recfast [66]. Кривая 3 получена с учётом влияния нейтрального водорода, кривая 4 — с учётом как влияния нейтрального водорода, так и обратного поглощения резонансных квантов.

рекомбинации гелия: при  $z \approx 1900$  степень ионизации гелия  $\text{HeI}$  уменьшается на 100 % [78]. Следует отметить, что определённый вклад в скорость рекомбинации гелия вносит также эффект обратного поглощения нейтральными атомами гелия и водорода резонансных квантов, вышедших из крыла соответствующей резонансной линии в результате красного смещения: этот процесс несколько замедляет рекомбинацию на начальной стадии.

Резюмируя, приведём рис. 6 из работы Свитцера и Хираты [78], на котором показаны кривые степени ионизации плазмы при рекомбинации  $\text{HeII} \rightarrow \text{HeI}$ , вычисленные с учётом обсуждаемых процессов, без их учёта по программе Recfast и по равновесному закону Саха.

К настоящему времени несколькими группами авторов разработаны численные коды, реализующие вычисления степени ионизации первичной гелиево-водородной плазмы в зависимости от красного смещения. Перечислим их: Recfast [66, 72], RICO [79], RecSparse [80], HyRec [81], CosmoRec [82, 83], Atlant [84], SPDCBR [85–87]. Все эти численные коды основываются на определённой физической модели рекомбинации. Такая модель включает в себя систему кинетических уравнений, описывающую изменение населённостей возбуждённых состояний атомов и степени ионизации плазмы со временем, уравнения переноса излучения в линиях, а также учитывает ряд тонких эффектов, влияющих в конечном итоге на скорость рекомбинации и космологический рекомбинационный спектр на уровне до 1 %. Различия между моделями, лежащими в основе разных численных кодов, может заключаться в количестве уровней, явно учтённых при расчётах, аналитической аппроксимации коэффициента рекомбинации на верхние уровни, близкие к континууму, количестве учтённых эффектов, влияющих как на перенос излучения в различных линиях, так и на населённости уровней.

С запуском экспериментов WMAP и Planck произошёл большой прогресс в наблюдениях анизотропии РИ, существенно возросла точность экспериментальных данных. Поэтому требования к предсказаниям теории, на

основе которой производится интерпретация полученных данных, также усилились. В частности, для успешной интерпретации наблюдений спутника Planck минимальная точность численных расчётов степени ионизации плазмы должна составлять 0,1 % для эпохи рекомбинации водорода и 1 % для рекомбинации гелия, а лучше, если эта точность будет на порядок выше [84]. Именно это обстоятельство является причиной появления довольно большого числа работ, в которых уточняется теория рекомбинации в результате учёта различных тонких эффектов. Кратко остановимся на рассмотрении некоторых из них.

В работах [88, 89] обсуждается поправка к скорости двухквантовых переходов  $2s \leftrightarrow 1s$ , связанная с влиянием индуцированных переходов. При этом в работе [89] было корректно учтено влияние на эти переходы  $L_\alpha$ -излучения, рождающегося в процессе рекомбинации водорода. В целом, по оценке авторов [89], эти уточнения приводят к поправке степени ионизации 0,5 % при  $z \lesssim 1200$  в сторону замедления рекомбинации. В работе [90] учитывалась отдача при рассеянии в линии  $L_\alpha$ , которая приводит к ускорению рекомбинации водорода, и при  $z = 900$  поправка к степени ионизации составила 1,3 %. В работе [91] изучалось влияние ударных переходов  $2s \leftrightarrow 2p$  на населённости состояний  $2s$  и  $2p$  и было показано, что в эпоху космологической рекомбинации эти переходы не устанавливают равновесного распределения по подуровням уровня  $n = 2$  и их влиянием можно пренебречь. В ряде работ рассматривались двухфотонные переходы с верхних уровней атома водорода [70, 71, 75]. Было показано, что процесс двухфотонных каскадных переходов может внести поправки к степени ионизации плазмы порядка нескольких долей процента. В дальнейшем эти переходы были подробно рассмотрены в работе [92], где изучалось поведение крыльев линий, которые могут играть существенную роль в отклонении хода рекомбинации от стандартной картины. Также изучалось обратное поглощение нейтральными атомами водорода и гелия резонансных фотонов, вышедших из крыла соответствующей резонансной линии в результате красного смещения [93, 94]. Эффект от включения этого процесса в расчёты кинетики рекомбинации даёт поправку к степени ионизации водорода  $\sim 0,2\%$  и  $\sim 0,12\%$  для гелия.

Перейдём теперь к обсуждению искажений спектра РИ (космологического рекомбинационного спектра РИ), возникающих в результате излучения плазмы в процессе рекомбинации.

## 5. Искажение спектра реликтового излучения в процессе рекомбинации первичной плазмы

### 5.1. Искажения в коротковолновой области спектра реликтового излучения

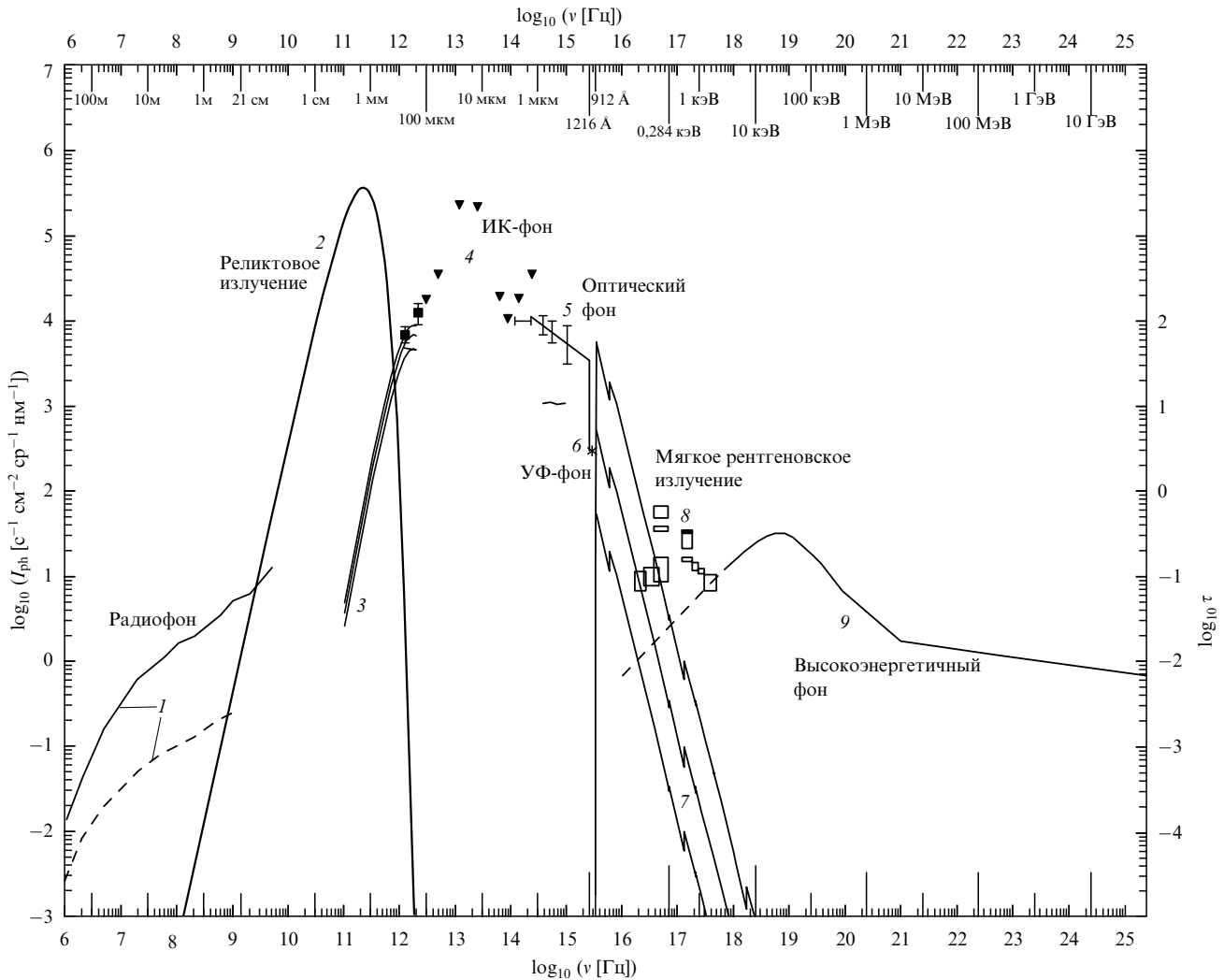
Принято разделять искажения спектра РИ в коротковолновом и длинноволновом диапазонах спектра. Такое разделение обусловлено не какими-то принципиальными различиями формирования искажений в этих диапазонах, а различием искажений в данных диапазонах с точки зрения будущих наблюдений. В коротковолновой области спектра реликтового излучения (на длинах волн  $\lambda \lesssim 300$  мкм) наблюдения будут существенно усложняться из-за присутствия интенсивного инфракрасного космического фона, обусловленного излучением

далёких галактик (рис. 7). В то же время на сантиметровых и дециметровых волнах таких мощных фоновых излучений нет, что облегчает задачу. Кроме того, наблюдения в этом диапазоне можно проводить с помощью наземных инструментов, поскольку нет влияния атмосферы Земли. При этом относительное изменение интенсивности реликтового излучения вследствие искажений в этой области может составить до  $10^{-5}$  [51]. Также важно отметить, что интенсивность реликтового микроволнового фона в сантиметровом диапазоне на несколько порядков выше, чем в коротковолновом диапазоне при  $\lambda \lesssim 200$  мкм.

Впервые формирование искажений в виновской части спектра РИ изучали Зельдович и др. [6] и Пиблс [9]. В их работах было отмечено, что в силу специфики процесса рекомбинации водорода в ранней Вселенной современный спектр реликтового излучения в области длин волн  $\lambda \lesssim 200$  мкм должен быть искажён за счёт двухквантового излучения и  $L_\alpha$ -излучения. Это искажение выражается в том, что при  $\lambda \lesssim 200$  мкм интенсивность микроволнового фона возрастает по сравнению с планковской на несколько порядков. Например, в рамках плоской космологической модели ( $\Omega = 1$ ) было вычислено, что изменение интенсивности реликтового излучения при  $\lambda = 100$  мкм составляет от  $\sim 10^{-26}$  эрг (см<sup>2</sup> с Гц ср)<sup>-1</sup> [9] до  $\sim 10^{-24}$  эрг (см<sup>2</sup> с Гц ср)<sup>-1</sup> [6]. При этом планковская интенсивность на этой длине волны  $B_\nu \approx 4 \times 10^{-33}$  эрг (см<sup>2</sup> с Гц ср)<sup>-1</sup>. Общее представление о форме рассматриваемых искажений можно получить из рис. 8, взятого из работы [53].

В самом деле, в результате многократных актов поглощения и излучения, а также космологического красного смещения в расширяющейся Вселенной фотоны  $L_\alpha$  смещаются в область более низких частот и в конечном итоге выходят из крыла линии. Тем самым эти фотоны уже не могут возбудить нейтральный атом водорода в основном состоянии, так чтобы он перешёл на уровень  $n = 2$ , а процесс "убегания"  $L_\alpha$ -квантов становится одним из механизмов рекомбинации водорода. Конечно, смещённые по частоте ("покрашенные")  $L_\alpha$ -фотоны могут быть поглощены атомом водорода, находящимся в возбуждённом состоянии, но такая возможность пренебрежимо мала вследствие того, что число атомов в возбуждённом состоянии на много порядков меньше числа атомов в основном состоянии ( $n_2/n_1 \sim 10^{-14}$  в эпоху рекомбинации). Таким образом, оптическая толщина по поглощению  $L_\alpha$  нейтральными атомами водорода оказывается очень малой, и эти фотоны становятся "избыточными" по отношению к равновесному фону излучения. Так как длина волны  $L_\alpha$  составляет  $\lambda_0 \approx 0,12$  мкм, а пик скорости выхода  $L_\alpha$ -квантов из профиля линии соответствует красному смещению  $z \approx 1400$  [65], в современную эпоху пик линии  $L_\alpha$  расположен на длине волны  $\lambda = \lambda_0 \times 1400 = 170$  мкм.

Расчёты искажения спектра РИ за счёт  $L_\alpha$ -излучения производились многими авторами после 1968 г. Так, в [68] был рассмотрен процесс переноса излучения в линии  $L_\alpha$  с учётом частичного перераспределения по частоте и отдаче при рассеянии. В результате для различных космологических моделей авторы [68] получили интенсивность линии  $L_\alpha$  на длине волны  $\lambda = 100$  мкм в диапазоне  $I_\nu \sim 10^{-26} - 5 \times 10^{-25}$  эрг (см<sup>2</sup> с Гц ср)<sup>-1</sup>. В работе [53] были вычислены искажения спектра РИ за счёт  $L_\alpha$ -излучения и двухфотонного излучения при пере-



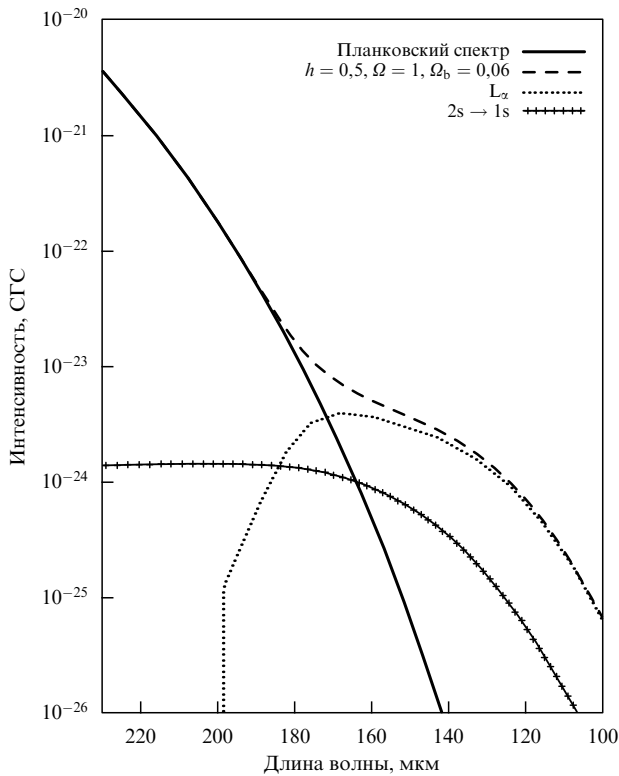
**Рис. 7.** Спектр электромагнитного фонового излучения Вселенной.  $I_{ph}$  — интенсивность потока фотонов,  $\nu$  — частота,  $\tau$  — оптическая толщина. 1 — радиофон в направлении галактических полюсов (пунктирная кривая) и плоскости (сплошная кривая); 2 — спектр РИ, измеренный FIRAS/COBE; 3 — спектр внегалактического микроволнового фонового излучения, избыточный по отношению к чернотельному спектру с температурой 2,72 К (по данным FIRAS/COBE); 4 — инфракрасный (ИК) фон: чёрные квадраты с ошибками — измерения на длинах волн 140 и 240 мкм, чёрные треугольники — верхние пределы интенсивности фона по различным измерениям; 5 — оптический фон: кружки с ошибками — соответствующие измерения фона, сплошная линия, проходящая через эти кружки, — экстраполяция ультрафиолетового (УФ) фона в сторону больших длин волн, короткий, почти горизонтальный отрезок ниже кружков — интегральная яркость галактик в глубоком обзоре телескопа "Хаббл"; 6 — УФ-фон: звёздочка — верхний предел по измерениям аппарата Voyager, сплошная вертикальная линия — модельный спектр  $L_\alpha$ -излучения от ионизованных межгалактических облаков на больших красных смещениях; 7 — оптическая толщина по поглощению жёсткого УФ-излучения межзвёздной средой для столбцовой плотности водорода  $10^{19}$ ,  $10^{18}$  и  $10^{17}$   $\text{см}^{-2}$  справа налево соответственно; 8 — мягкое рентгеновское излучение: прямоугольники — различные измерения фона, ширина прямоугольников не имеет значения, а высота соответствует интервалу измеренных значений интенсивности фона; 9 — высокоэнергетичный фон: штриховая косая линия — экстраполяция в сторону больших длин волн. (По данным работы [95].)

ходе  $2s \rightarrow 1s$ . Результаты представлены на рис. 8, который демонстрирует вклад искажений за счёт  $L_\alpha$ -излучения и двухфотонного излучения и суммарные искажения планковского спектра РИ при космологических параметрах  $\Omega = 1$ ,  $\Omega_b = 0,06$ ,  $H_0 = 50 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}$ .

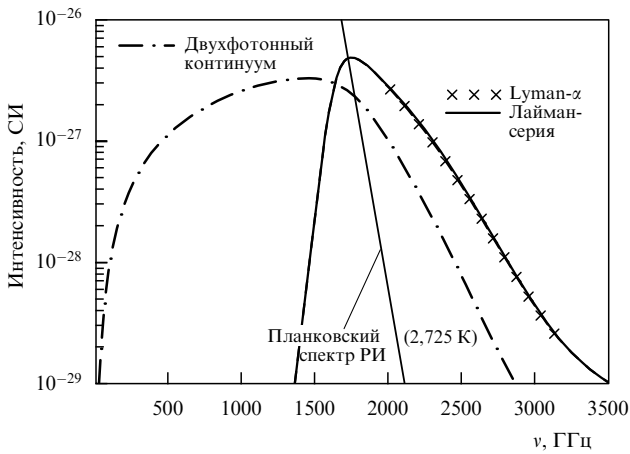
В дальнейшем несколько групп авторов пересмотрели эту задачу, используя более точные расчёты кинетики рекомбинации [58, 59]. Результаты расчёта  $L_\alpha$ - и  $2\gamma$ -искажений в работе [58] приведены на рис. 9. Из-за того что двухфотонный спектр имеет гораздо более широкий профиль по сравнению с профилем линии  $L_\alpha$ , эти искажения лежат практически в одной области длин волн, т.е. перекрываются.

Таким образом, изменение интенсивности РИ, вызванное избытком  $L_\alpha$ -фотонов и двухфотонным спек-

тром, составляет порядка  $10^{-24}$  эрг  $(\text{см}^2 \text{ с Гц ср})^{-1}$  в большинстве работ, а интенсивность реликтового излучения возрастает примерно в два раза! Однако такое заметное увеличение интенсивности не упрощает задачу по обнаружению рассматриваемых рекомбинационных искажений, поскольку в соответствующий диапазон длин волн попадает фоновое излучение от разных источников. Космический инфракрасный фон (Cosmic Infrared Background — CIB) превосходит по интенсивности реликтовый фон вместе с его искажениями в диапазоне  $\lambda \lesssim 200$  мкм. Однако искажения спектра РИ имеют особую форму, благодаря которой они должны выделяться на более гладком ИК-фоне. Но в любом случае задача о разложении полного сигнала на составляющие, в том числе искажённый фон РИ, крайне трудна, и её



**Рис. 8.** Искажения реликтового излучения за счёт избыточных  $L_\alpha$ -квантов и двухфотонного излучения по результатам работы [53]. Космологические параметры указаны на рисунке,  $h = H_0/100 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}$ , где  $H_0$  — современное значение параметра Хаббла.



**Рис. 9.** Искажения реликтового излучения за счёт избыточных квантов лаймановской серии водорода (сплошная жирная кривая) и двухфотонного излучения по результатам работы [58]. Наибольший вклад в лаймановские искажения вносит линия  $L_\alpha$  (помеченная косыми крестами кривая, которая практически совпадает со сплошной кривой), интенсивность которой в пике составила  $4,8 \times 10^{-27} \text{ Вт м}^{-2} \text{ ср}^{-1} \text{ Гц}^{-1}$ . Расчёты проведены в рамках стандартной космологической модели с параметрами:  $\Omega_b = 0,044$ ,  $\Omega_m = 0,268$ ,  $\Omega_\Lambda = 0,732$ ,  $h = 0,71$ .

решение будет возможным, когда уровень наблюдательной техники станет ещё выше.

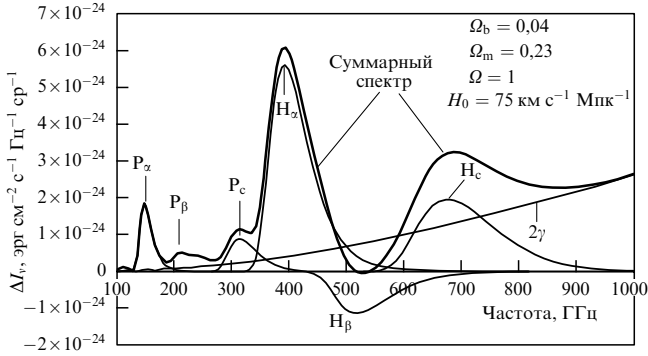
**5.2. Излучение при переходах между высокими уровнями атомов водорода и гелия**  
Рассмотрим теперь излучение плазмы при переходах между высокими уровнями атомов водорода с  $n \geq 2$ .

Впервые идею об излучении атомов в субординатных сериях в процессе рекомбинации высказал В.К. Дубрович [50], но первые численные расчёты интенсивности искажений РИ, обусловленных этим излучением, были сделаны позднее [54, 57, 58].

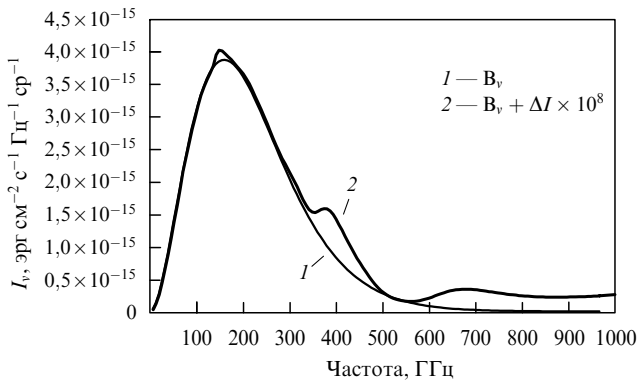
Выше говорилось о том, что в каждый момент времени поддерживается динамическое равновесие между возбуждёнными состояниями и континуумом за счёт большого числа переходов:  $p + e \rightleftharpoons H^* + \gamma_c$ ,  $H_i \rightleftharpoons H_j + \gamma_c$ . Здесь  $H^*$ ,  $H_{i,j}$  — соответственно атом водорода в некотором возбуждённом состоянии и в состояниях  $n = i, j$ ,  $\gamma_c$  — фотон континуального спектра. В результате населённости возбуждённых уровней находятся в состоянии, очень близком к равновесию с континуумом. Однако вследствие расширения Вселенной возникают небольшие отклонения населённости уровней от равновесных, поскольку не все переходы  $i \leftrightarrow j$  взаимно компенсируются в конечном итоге. Малая часть от общего числа переходов оказывается некомпенсированной, в результате чего излучаются избыточные по отношению к равновесному фону фотоны и, собственно, происходит рекомбинация водорода. Эта картина проиллюстрирована на рис. 4. Штриховыми стрелками показан один из возможных каскадов, в результате которого атом окончательно оказывается в основном состоянии, т.е. происходит акт "безвозвратной" рекомбинации. Фотоны, излучённые при таком каскаде, оказываются некомпенсированными и становятся избыточными по отношению к равновесному фону РИ.

Для характеристики эффективности образования избыточных фотонов в линии  $i \rightarrow j$  удобно использовать впервые введённую в работе [52] величину, называемую коэффициентом полезного действия (КПД) или эффективностью соответствующего перехода:  $\eta_{ij} = Z_{ij}/Z_{12}$ , где  $Z_{ij}$  — скорость некомпенсированных переходов с уровня  $i$  на уровень  $j$  (которая обычно выражается в единицах  $\text{см}^{-3} \text{ с}^{-1}$ ),  $Z_{12}$  — соответственно скорость некомпенсированных переходов со второго на первый уровень. Физический смысл этой величины заключается в следующем:  $\eta_{ij}$  — это среднее число фотонов, излучаемых при переходе  $i \rightarrow j$  в расчёте на один акт некомпенсированной рекомбинации в основном состоянии. Достаточно полно задача расчёта эффективности переходов была решена в работе [64], где также были вычислены отклонения населённостей возбуждённых состояний от равновесных и получены выражения для чисел некомпенсированных переходов в линиях. Численные расчёты были реализованы М.С. Бургиным в программной библиотеке SPDCBR [85–87], которая использовалась в работе [54] для вычисления интенсивности излучения рекомбинационных линий водорода  $H_\alpha$  и  $P_\alpha$ . Результаты расчётов представлены на рис. 10 и 11. Все расчёты проводились для плоской космологической  $\Lambda$ CDM-модели с параметрами  $\Omega_\Lambda = 0,7$ ,  $\Omega_b = 0,04$  и  $H_0 = 75 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}$ . На рисунке 10 показаны линии  $H_\alpha$ ,  $H_\beta$ ,  $P_\alpha$ , континуумы  $H_c$ ,  $P_c$  и крыло двухфотонного континуума  $2\gamma$ . Наиболее интенсивной является линия  $H_\alpha$ , её интенсивность в пике  $6 \times 10^{-24} \text{ эрг см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ Гц}^{-1} \text{ ср}^{-1}$ . На рисунке 11 показаны искажения, для наглядности увеличенные в  $10^8$  раз и наложенные на равновесный спектр реликтового излучения.

В рамках физической модели, использованной в [64], Е.Е. Холупенко и др. [57] также вычислили эффективность различных переходов, получив при этом такие



**Рис. 10.** Линии Бальмера  $H_\alpha$ ,  $H_\beta$  и Пашена  $P_\alpha$  в космологическом рекомбинационном спектре водорода. Параметры  $\Lambda$ CDM-модели, в рамках которой был вычислен спектр, указаны на рисунке.



**Рис. 11.** Космологический рекомбинационный спектр водорода (увеличенный по интенсивности в  $10^8$  раз), наложенный на планковский спектр реликтового излучения.  $\Delta I$  — изменение планковской интенсивности  $B_\nu$  вследствие рекомбинационных искажений спектра РИ. Расчёты проведены в рамках  $\Lambda$ CDM-модели,  $H_0 = 75 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}$ ,  $\Omega_b = 0,04$ ,  $\Omega_m = 0,23$ .

же результаты с точностью до 1%. Для искажений реликтового излучения в диапазоне частот, таких, что  $h\nu_{ij} \ll k_B T$  (релей-джинсовская область спектра), авторы [57] вычислили относительное изменение температуры равновесного реликтового фона:

$$\frac{\Delta T}{T} = \frac{c^3}{8\pi\nu_{ij}^3} (1+z) \frac{dx_p}{dz} \frac{h\nu_{ij}}{k_B T(z)} N_{\text{tot}}(z) \eta_{ij}, \quad (19)$$

где  $x_p$  — доля свободных протонов в плазме,  $N_{\text{tot}}(z)$  — полная концентрация водорода. В результате в диапазоне частот 1–100 ГГц относительные искажения РИ составили  $\Delta T/T \lesssim 3 \times 10^{-7}$ , причём отношение  $\Delta T/T$  убывает с возрастанием частоты и при частоте 100 ГГц составляет порядка  $10^{-10}$ , а сами искажения имеют довольно малоконтрастный характер. Необходимо отметить, что такое достаточно резкое уменьшение относительных искажений РИ объясняется тем, что в рассматриваемом диапазоне частот интенсивность самого реликтового излучения изменяется более чем на три порядка.

Интересно, что при учёте тонкой структуры атома водорода для ряда линий КПД  $\eta_{ij}$  становится отрицательным. Этот факт означает, что при рекомбинации водорода фотоны определённых частот в большей степени поглощаются, чем излучаются, а значит, в космо-

логическом рекомбинационном спектре должны появиться "абсорбционные" особенности. Другими словами, на определённых частотах интенсивность реликтового фона будет несколько меньше, чем равновесная интенсивность, в то время как на других частотах возникнет уярчение фона, связанное с избыточными фотонами. Рассмотрим этот процесс подробнее.

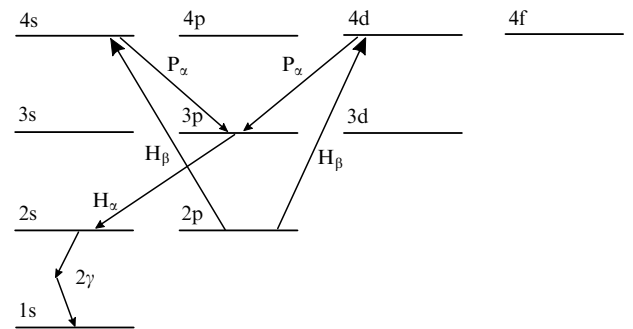
Предположим, что "выключены" каналы необратимой рекомбинации в основное состояние за счёт нескомпенсированных переходов  $2s \leftrightarrow 1s$  и  $2p \leftrightarrow 1s$ . Тогда, очевидно, установится полное равновесие между всеми возбуждёнными уровнями атома водорода, плазмой и излучением. В этом случае в силу принципа детального равновесия все каскады переходов будут компенсироваться, потому что будут компенсироваться любые пары переходов между уровнями  $i \leftrightarrow j$ . Пусть теперь "включатся" каналы необратимой рекомбинации со второго уровня на первый. Эти каналы являются причиной неравновесности, потому что среди множества возможных каскадов появятся такие, которые оканчиваются в основном состоянии, т.е. являются нескомпенсированными. Фотоны, излучённые при таких каскадах, будут также нескомпенсированными, т.е. избыточными по отношению к равновесному фону.

Рассмотрим ситуацию, при которой произошла рекомбинация электрона на уровень  $2p$  атома водорода (прямо или через промежуточные уровни). Тогда возможны следующие три варианта дальнейшего пути электрона.

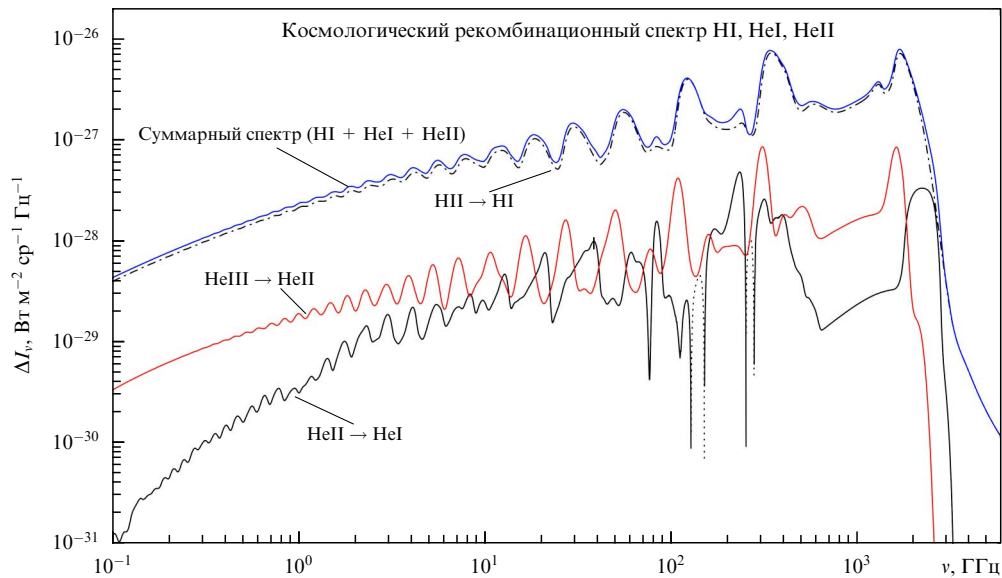
Во-первых, в результате фотоионизации электрон может перейти в свободное состояние прямо или через промежуточные состояния. Однако при этом не произойдёт образования нейтрального атома водорода, и в конечном итоге в результате таких каскадов не появятся избыточные фотоны, поскольку в среднем все такие каскады будут взаимно компенсироваться (см. выше).

Во-вторых, электрон может перейти в основное состояние в результате рассеяний и выхода  $L_\alpha$ -кванта из профиля линии, и тогда образуется нейтральный атом, а также избыточные фотоны.

Наконец, в-третьих, электрон может в результате нескольких переходов через вышележащие уровни попасть в состояние  $2s$ , а из него — на уровень  $1s$  в результате необратимой рекомбинации посредством двухфотонного распада. Две (наиболее простые) из возможных разрешённых правилами отбора траекторий, реализующих третий случай, изображены на рис. 12. Как



**Рис. 12.** Схема двух наиболее простых траекторий электрона по уровням атома водорода, в результате которых в конечном итоге из равновесного фона поглощаются фотоны.



**Рис. 13.** Космологический рекомбинационный спектр водорода и гелия по данным работы [63]. Отдельно показан вклад рекомбинационных спектров водорода и гелия в суммарный спектр. Пунктирными линиями показаны детали спектра в поглощении. Расчёты выполнены в рамках стандартной космологической модели.

видно, при таком каскаде будет поглощён фотон серии Бальмера  $H_\beta$  и излучены фотон серии Пашена  $P_\alpha$  и фотон серии Бальмера  $H_\gamma$ .

Таким образом, если учесть расщепление уровней по орбитальному моменту  $l$ , то в результате некомпенсированных переходов в основное состояние фотоны различных частот будут не только излучаться, но и поглощаться.

К такому же выводу пришли и авторы работы [58], а также [63], в которой тоже вычислялся космологический рекомбинационный спектр с учётом зависимости населённости состояний атома водорода от орбитального квантового числа  $l$ . Были вычислены искажения спектра реликтового излучения в диапазоне частот от 1 ГГц до 3500 ГГц. Было показано, что учёт расщепления уровней на подуровни по моменту  $l$  существенно влияет на форму и интенсивность рекомбинационных линий водорода. Результат представлен на рис. 13, взятом из работы [63]. Здесь необходимо сделать важное замечание относительно рекомбинационного спектра гелия. В разделе 4.4 обсуждалось ускорение рекомбинации гелия  $HeI$ , обусловленное поглощением резонансных квантов гелия атомами нейтрального водорода, присутствующими в плазме в малом количестве. Это существенно влияет на формирующиеся при рекомбинации гелия искажения спектра РИ, так как ускорение рекомбинации приводит к увеличению контраста рекомбинационных линий гелия (линии становятся более узкими). Кроме того, фотоны, поглощённые нейтральным водородом, в дальнейшем переизлучаются в линии  $L_\alpha$  и формируется соответствующая спектральная особенность на частоте около 1100 ГГц [63]. Таким образом, помимо основной рекомбинационной линии водорода  $L_\alpha$  в спектре будет присутствовать более слабая линия  $L_\alpha$ , излучаемая водородом в период рекомбинации гелия  $HeI$  (на рис. 13 она расположена правее основной линии  $L_\alpha$ ).

Точность измерения искажений, необходимая для хорошего отождествления космологического рекомбинационного спектра с целью определения  $\Omega_b$ , должна

быть на порядок лучше, чем точность измеряемой интенсивности рекомбинационных линий. То есть измерения интенсивности должны быть на уровне точности  $\Delta I \sim 10^{-25}$  эрг  $\text{см}^{-2}$   $\text{с}^{-1}$   $\text{ГГц}^{-1}$   $\text{sr}^{-1}$ .

### 5.3. Замечания о возможной методике будущих наблюдений

Поскольку спектр РИ одинаков во всех направлениях, для наблюдений можно выбрать любой участок неба, причём желательно, чтобы влияние различных источников космического фона и разных помех там было минимальным. Существенно также то, что искомый сигнал должен быть неполяризованным, и это можно использовать для его отделения от сигналов других источников. Для поисков искажений спектра РИ нужно будет сканировать спектр по частоте, охватывая достаточно широкий частотный диапазон. При этом даже не требуется измерять абсолютное значение интенсивности излучения, достаточно искать именно отклонения интенсивности от равновесного значения, т.е. "модулированный" сигнал с амплитудой 10–30 нК и  $\Delta\nu/\nu \sim 0,1$ . Ряд исследователей в настоящее время считает, что точность 10 нК вполне достижима при современном уровне развития аппаратуры.

По-видимому, наилучшим методом будет поиск максимума корреляции между наблюдаемым спектром и предсказанным спектром, представленным на рис. 10, 13. На наш взгляд, для этой цели наиболее перспективным является модуляционный фурье-спектрометр для частотного диапазона 100–1000 ГГц (от 3 мм до 300 мкм) с разрешением  $R = \lambda/\Delta\lambda \sim 10$ .

## 6. Заключение

Предсказание и дальнейшее измерение температурных флуктуаций РИ стали важнейшим шагом как в исследовании ранней Вселенной, так и в развитии наблюдательной техники. За последние 15 лет в результате прогресса экспериментальных технологий уровень точности изме-

рений реликтового фона возрос на порядки. С одной стороны, это позволило определять различные космологические параметры (или ограничения на них) с высокой точностью, тем самым картина эволюции Вселенной стала намного более детальной. С другой стороны, такой прогресс предъявил новые требования к точности предсказаний теории, на основе которой интерпретируются наблюдательные данные. В частности, в последние годы появилось много работ, в которых детально рассматривалась космологическая рекомбинация первичной плазмы — важнейший этап в эволюции Вселенной, в результате которого водород и гелий стали нейтральными, а излучение отделилось от вещества. Фактически мы можем изучать РИ в момент последнего рассеяния фотонов на свободных электронах и извлекать из особенностей его пространственного и спектрального распределения информацию о той эпохе.

В настоящее время практически все физические процессы, происходящие в эпоху рекомбинации водорода и гелия в интервале красных смещений  $900 < z < 7000$ , хорошо изучены и можно считать, что работы последнего десятилетия по этой теме восстанавливают полную картину рекомбинации и эффектов, обусловленных ею. После открытия температурных флуктуаций РИ теперь стоит задача о наблюдении уникальных отклонений спектра РИ от планковского распределения, связанных с излучением фотонов в процессе рекомбинации первичной плазмы. Измерение этих искажений спектра РИ позволит уточнить такие параметры, как температура РИ (монопольная составляющая), отношение плотностей барионов и фотонов РИ, обилие первичного гелия. Принципиально также то, что избыточные по отношению к равновесному фону РИ фотоны, излучённые при рекомбинации, образуются не вблизи поверхности последнего рассеяния, когда формируется картина температурной анизотропии РИ ( $z_{\text{rec}} \approx 1000$ ), а в более ранние эпохи. Так, пик плотности фотонов, излучённых при рекомбинации водорода и гелия (HeI и HeII), приходится соответственно на красные смещения  $z \sim 1300-1400$ ,  $z \sim 1800-1900$  и  $z \sim 6000$ , что позволяет нам "заглянуть" за поверхность последнего рассеяния.

Обнаружение рекомбинационных искажений спектра РИ станет не только прямым наблюдательным свидетельством фазы рекомбинации первичной плазмы, но и инструментом исследования тепловой истории Вселенной в рассматриваемую эпоху. В частности, все физические процессы (не только хорошо известные и изученные теоретически, но и возможные неожиданные явления), имевшие место в тот период, определённым образом влияют на космологический рекомбинационный спектр. Таким образом, точные измерения этого спектра позволят судить об условиях и процессах, происходивших в эпоху космологической рекомбинации. Ввиду того что ожидаемый сигнал крайне слаб (по порядку величины составляет  $10^{-9} - 10^{-8}$  от полного фонового сигнала РИ), задача его экспериментального обнаружения очень трудна. Однако ряд исследователей полагает, что такая беспрецедентно высокая точность измерений может быть реализована в недалёком будущем. Рекомбинационный спектр имеет особенности, которые должны облегчить задачу поиска искомого слабого сигнала, и наиболее принципиальные из них — независимость сигнала от направления, отсутствие поляризации и характерный волнообразный характер этого спектра.

## 7. Приложение.

### Сравнение рекомбинационного излучения первичной плазмы с излучением газовых туманностей

С методической точки зрения интересно сравнить физические условия в газовых туманностях и плазме в эпоху рекомбинации, поскольку теория образования спектра газовых туманностей имеет много общего с задачей о формировании космологического рекомбинационного спектра. Однако гораздо более существенны различия, которые не позволяют в полной мере использовать достижения теории излучения газовых туманностей в рассматриваемой здесь задаче.

Как известно, свечение газовых туманностей вызывается излучением горячих звёзд ранних спектральных классов, находящихся в центре этих туманностей. Туманность поглощает высокочастотное излучение звезды и перерабатывает его в кванты меньших частот. Этот факт свидетельствует о сильном отклонении состояния туманностей от термодинамически равновесного. В самом деле, в каждую точку туманности излучение от звезды приходит сильно ослабленным — это ослабление характеризуется фактором диллюции  $W = \Omega/4\pi$ , где  $\Omega$  — телесный угол, под которым видна звезда из данной точки туманности. При типичных размерах газовых туманностей и их ядер фактор (коэффициент) диллюции порядка  $10^{-14}$ . Таким образом, плотность излучения внутри туманности  $\rho_v$  будет чрезвычайно низкой:  $\rho_v = W\rho_v^*$ , где  $\rho_v^*$  — плотность излучения звезды в предположении, что она излучает как абсолютно чёрное тело. При этом спектральный состав поля излучения в туманности соответствует очень высокой температуре звезды, т.е. имеется огромное несоответствие между плотностью излучения и его спектральными характеристиками. В результате происходит перераспределение фотонов по частотам — высокоэнергичные кванты превращаются в кванты меньших частот.

Таким образом, основное отличие физических условий в газовых туманностях от условий в космологической плазме состоит в том, что в последнем случае мы имеем равновесное поле излучения с чрезвычайно большой плотностью и температурой порядка  $T \approx 3500$  К, а в туманностях поле излучения является неравновесным и имеет низкую интенсивность, при этом его спектральный состав соответствует температуре  $T \sim 20000$  К.

В туманностях вследствие очень малой плотности излучения все нейтральные атомы находятся в основном состоянии (заметим, что степень ионизации плазмы при этом может быть очень большой: малость плотности излучения компенсируется относительно малой концентрацией свободных электронов,  $n_e \approx 10^4 \text{ см}^{-3}$ ). Поэтому туманности непрозрачны для излучения в лаймановской серии и прозрачны для излучения во всех субординатных сериях. Так что бальмеровские кванты и кванты других субординатных серий свободно выходят из туманности. Все каскадные переходы вниз по уровням водорода практически не прерываются, поскольку нет достаточного количества мягких фотонов, способных ионизовать водород из возбуждённых состояний. Это означает, что возбуждённые уровни атома водорода *не находятся* в равновесии с плазмой и излучением.

Совсем иная картина имеет место в космологической водородной плазме. В этом случае в планковском поле излучения с температурой порядка 3000–4000 К существует большое количество мягких фотонов с энергиями порядка 3,4 эВ и менее, способных поддерживать статистическое равновесие между возбужденными состояниями атома водорода, плазмой и излучением.

Если сравнивать степень неравновесности состояния вещества в туманностях и космологической плазме, то в туманностях отношение  $n_e n^+ / n_1$  отличается от равновесного значения по формуле Саха наличием множителя порядка коэффициента диллюции  $W \sim 10^{-14}$ . В то же время, как показано в разделе 4.2, степень ионизации космологической плазмы в эпоху рекомбинации водорода отличается от равновесной по Саха не более чем в два раза. Принимая во внимание всё сказанное выше, можно заключить, что теория образования спектра газовых туманностей не может быть использована для построения теории космологического рекомбинационного спектра. Тем не менее в этих двух теориях терминология в большой степени является общей, поскольку механизмы рекомбинационного излучения в них сходны между собой.

## Список литературы

1. Лукаш В Н, Михеева Е В *Физическая космология* (М.: Физматлит, 2010)
2. Лукаш В Н, Михеева Е В, Малиновский А М *УФН* **181** 1017 (2011) [Lukash V N, Mikheeva E V, Malinovsky A M *Phys. Usp.* **54** 983 (2011)]
3. Дорошкевич А Г, Лукаш В Н, Михеева Е В *УФН* **182** 3 (2012) [Doroshkevich A G, Lukash V N, Mikheeva E V *Phys. Usp.* **55** 3 (2012)]
4. Гурбатов С Н, Саичев А И, Шандарин С Ф *УФН* **182** 233 (2012) [Gurbatov S N, Saichev A I, Shandarin S F *Phys. Usp.* **55** 223 (2012)]
5. Березинский В С, Докучаев В И, Ерошенко Ю Н *УФН* **184** 3 (2014) [Berezinsky V S, Dokuchaev V I, Eroshenko Yu N *Phys. Usp.* **57** 1 (2014)]
6. Зельдович Я Б, Курт В Г, Сюняев Р А *ЖЭТФ* **55** 278 (1968) [Zel'dovich Ya B, Kurt V G, Syunyaev R A *Sov. Phys. JETP* **28** 146 (1969)]
7. Зельдович Я Б, Сюняев Р А *Astrophys. Space Sci.* **4** 285 (1969) [Zeldovich Ya B, Sunyaev R A *Astrophys. Space Sci.* **4** 301 (1969)]
8. Sunyaev R A, Zeldovich Ya B *Astrophys. Space Sci.* **7** 20 (1970)
9. Peebles P J E *Astrophys. J.* **153** 1 (1968)
10. Зельдович Я Б, Новиков И Д *Строение и эволюция Вселенной* (М.: Наука, 1975); Зельдович Я Б, Новиков И Д *УФН* **84** 377 (1964) [Zel'dovich Ya B, Novikov I D *Sov. Phys. Usp.* **7** 763 (1965)]; Зельдович Я Б, Новиков И Д *УФН* **86** 447 (1965) [Zel'dovich Ya B, Novikov I D *Sov. Phys. Usp.* **8** 522 (1966)]
11. Ade P A R et al. (Planck Collab.), arXiv:1303.5076
12. Черепашук А М *УФН* **183** 535 (2013) [Cherepashchuk A M *Phys. Usp.* **56** 509 (2013)]
13. Глинер Э Б *ЖЭТФ* **49** 542 (1966) [Gliner E B *Sov. Phys. JETP* **22** 378 (1966)]
14. Глинер Э Б *ДАН СССР* **192** 771 (1970) [Gliner É B *Sov. Phys. Dokl.* **15** 559 (1970)]
15. Глинер Э Б, Дымникова И Г *Письма в Астрон. журн.* **1** 7 (1975) [Gliner É B, Dymnikova I G *Sov. Astron. Lett.* **1** 93 (1975)]
16. Глинер Э Б *УФН* **172** 221 (2002) [Gliner É B *Phys. Usp.* **45** 213 (2002)]
17. Старобинский А А *Письма в ЖЭТФ* **30** 719 (1979) [Starobinskii A A *JETP Lett.* **30** 682 (1979)]
18. Starobinsky A A *Phys. Lett. B* **91** 99 (1980)
19. Linde A D *Phys. Lett. B* **108** 389 (1982)
20. Линде А Д *Физика элементарных частиц и инфляционная космология* (М.: Наука, 1990) [Linde A *Particle Physics and Inflationary Cosmology* (Chur: Harwood Acad. Publ., 1990)]
21. Guth A H *Phys. Rev. D* **23** 347 (1981)
22. Лукаш В Н, Михеева Е В, Строков В Н *УФН* **182** 216 (2012) [Lukash V N, Mikheeva E V, Strokov V N *Phys. Usp.* **55** 204 (2012)]
23. Лукаш В Н, Михеева Е В, Строков В Н *УФН* **182** 894 (2012) [Lukash V N, Mikheeva E V, Strokov V N *Phys. Usp.* **55** 831 (2012)]
24. Болотин Ю Л, Ерохин Д А, Лемец О А *УФН* **182** 941 (2012) [Bolotin Yu L, Erokhin D A, Lemets O A *Phys. Usp.* **55** 876 (2012)]
25. Чернин А Д *УФН* **183** 741 (2013) [Chernin A D *Phys. Usp.* **56** 704 (2013)]
26. Gamow G *Phys. Rev.* **70** 572 (1946)
27. Чернин А Д *УФН* **164** 889 (1994) [Chernin A D *Phys. Usp.* **37** 813 (1994)]
28. Насельский П Д, Новиков Д И, Новиков И Д *Реликтовое излучение Вселенной* (М.: Наука, 2003)
29. Penzias A A, Wilson R W *Astrophys. J.* **142** 419 (1965)
30. Dicke R H et al. *Astrophys. J.* **142** 414 (1965)
31. Дорошкевич А Г, Новиков И Д *ДАН СССР* **154** 809 (1964) [Doroshkevich A G, Novikov I D *Sov. Phys. Dokl.* **9** 111 (1964)]
32. McKellar A *Publ. Dominion Observ. Ottawa* **7** 15 (1941)
33. Шамонов Т А *Приборы и техника эксперимента* (1) 83 (1957)
34. Hu W, in *Observing Dark Energy, Proc. of a Meeting, 18–20 March 2004, Tucson, Arizona, USA* (ASP Conf. Series, Vol. 339, Eds S C Wolff, T R Lauer) (San Francisco: Astronomical Society of the Pacific, 2005) p. 215; astro-ph/0407158
35. Sachs R K, Wolfe A M *Astrophys. J.* **147** 73 (1967)
36. Silk J *Astrophys. J.* **151** 459 (1968)
37. Sunyaev R A, Zeldovich Ya B *Astrophys. Space Sci.* **7** 3 (1970)
38. Hu W, Dodelson S *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **40** 171 (2002)
39. Smoot G F et al. *Astrophys. J. Lett.* **396** L1 (1992)
40. Струков И А и др. *Письма в Астрон. журн.* **13** 163 (1987) [Strukov I A et al. *Sov. Astron. Lett.* **13** 65 (1987)]
41. Strukov I A et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **258** 37P (1992)
42. Fixsen D J, Mather J C *Astrophys. J.* **581** 817 (2002)
43. Smoot G F, Scott D "Cosmic background radiation", [http://www.astro.ubc.ca/people/scott/cbr\\_review.ps](http://www.astro.ubc.ca/people/scott/cbr_review.ps) (2000); *Eur. Phys. J. C* **15** 145 (2000)
44. Hu W, arXiv:0802.3688
45. Mather J C et al. *Astrophys. J.* **420** 439 (1994)
46. Danese L, De Zotti G *Astron. Astrophys.* **107** 39 (1982)
47. Fixsen D J et al. *Astrophys. J.* **473** 576 (1996)
48. Зельдович Я Б, Сюняев Р А *Письма в Астрон. журн.* **6** 545 (1980) [Zeldovich Ya B, Syunyaev R A *Sov. Astron. Lett.* **6** 285 (1980)]
49. Carlstrom J E, Holder G P, Reese E D *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **40** 643 (2002)
50. Дубрович В К *Письма в Астрон. журн.* **1** 10 3 (1975)
51. Dubrovich V K, Stolyarov V A *Astron. Astrophys.* **302** 635 (1995)
52. Бернштейн И Н, Бернштейн Д Н, Дубрович В К *Астрон. журн.* **54** 727 (1977) [Bernshtein I N, Bernshtein D N, Dubrovich V K *Sov. Astron.* **21** 409 (1977)]
53. Boschan P, Biltzinger P *Astron. Astrophys.* **336** 1 (1998)
54. Дубрович В К, Шахворостова Н Н *Письма в Астрон. журн.* **30** 563 (2004) [Dubrovich V K, Shakhvorostova N N *Astron. Lett.* **30** 509 (2004)]
55. Дубрович В К, Грачев С И *Письма в Астрон. журн.* **30** 723 (2004) [Dubrovich V K, Grachev S I *Astron. Lett.* **30** 657 (2004)]
56. Rubiño-Martín J A, Hernández-Monteagudo C, Sunyaev R A *Astron. Astrophys.* **438** 461 (2005)
57. Kholupenko E E, Ivanchik A V, Varshalovich D A *Grav. Cosmology* **11** 161 (2005)
58. Rubiño-Martín J A, Chluba J, Sunyaev R A *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **371** 1939 (2006); astro-ph/0607373
59. Wong W Y, Seager S, Scott D *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **367** 1666 (2006)
60. Chluba J, Sunyaev R A *Astron. Astrophys.* **458** L29 (2006); astro-ph/0608120
61. Chluba J, Rubiño-Martín J A, Sunyaev R A *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **374** 1310 (2007); astro-ph/0608242
62. Chluba J, Sunyaev R A *Astron. Astrophys.* **475** 109 (2007)
63. Rubiño-Martín J A, Chluba J, Sunyaev R A *Astron. Astrophys.* **485** 377 (2008)
64. Бургин М С *Астрон. журн.* **80** 771 (2003) [Burgin M S *Astron. Rep.* **47** 709 (2003)]
65. Seager S, Sasselov D D, Scott D *Astrophys. J. Suppl.* **128** 407 (2000)
66. Seager S, Sasselov D D, Scott D *Astrophys. J.* **523** L1 (1999)

67. Соболев В В *Движущиеся оболочки звезд* (Л.: Изд-во Ленингр. гос. ордена Ленина ун-та, 1947) [Sobolev V V *Moving Envelopes of Stars* (Cambridge: Harvard Univ. Press, 1960)]
68. Грачев СИ, Дубрович ВК *Астрофизика* **34** 249 (1991) [Grachev S I, Dubrovich V K *Astrophysics* **34** 124 (1991)]
69. Дубрович В К *Оптика и спектроскопия* **63** 439 (1987) [Dubrovich V K *Opt. Spectrosc.* **63** 256 (1987)]
70. Дубрович В К, Грачев С И *Письма в Астрон. журн.* **31** 403 (2005) [Dubrovich V K, Grachev S I *Astron. Lett.* **31** 359 (2005)]
71. Chluba J, Sunyaev R A *Astron. Astrophys.* **480** 629 (2008); arXiv:0705.3033
72. Wong W Y, Moss A, Scott D *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **386** 1023 (2008)
73. Matsuda T, Satō H, Takeda H *Prog. Theor. Phys.* **42** 219 (1969)
74. Hirata C M, Switzer E R *Phys. Rev. D* **77** 083007 (2008)
75. Wong W Y, Scott D *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **375** 1441 (2007)
76. Kholupenko E E, Ivanchik A V, Varshalovich D A *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **378** L39 (2007); astro-ph/0703438
77. Холупенко Е Е, Иванчик А В, Варшалович Д А *Письма в Астрон. журн.* **34** 803 (2008) [Kholupenko E E, Ivanchik A V, Varshalovich D A *Astron. Lett.* **34** 725 (2008)]
78. Switzer E R, Hirata C M *Phys. Rev. D* **77** 083006 (2008)
79. Fendt W A et al. *Astrophys. J. Suppl.* **181** 627 (2009)
80. Grin D, Hirata C M *Phys. Rev. D* **81** 083005 (2010)
81. Ali-Haïmoud Y, Hirata C M *Phys. Rev. D* **83** 043513 (2011); arXiv:1011.3758
82. Chluba J, Thomas R M *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **412** 748 (2011); arXiv:1010.3631
83. Chluba J, Thomas R M "CosmoRec: Cosmological Recombination code", Astrophysics Source Code Library record ascl:1304.017; [http://asterisk.apod.com/wp/?page\\_id=12](http://asterisk.apod.com/wp/?page_id=12)
84. Kholupenko E E et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **417** 2417 (2011); arXiv:1104.3050
85. Бургин М С "Библиотека SPDCBR для расчета космологического рекомбинационного спектра", <ftp://ftp.asc.rssi.ru/outgoing/spdcbr/>
86. Бургин М С *Краткие сообщ. по физ. ФИАН* **36** (4) 26 (2009) [Burgin M S *Bull. Lebedev Phys. Inst.* **36** 110 (2009)]
87. Бургин М С *Краткие сообщ. по физ. ФИАН* **37** (9) 30 (2010) [Burgin M S *Bull. Lebedev Phys. Inst.* **37** 280 (2010)]
88. Chluba J, Sunyaev R A *Astron. Astrophys.* **446** 39 (2006)
89. Холупенко Е Е, Иванчик А В *Письма в Астрон. журн.* **32** 883 (2006) [Kholupenko E E, Ivanchik A V *Astron. Lett.* **32** 795 (2006)]
90. Грачев С И, Дубрович В К *Письма в Астрон. журн.* **34** 483 (2008) [Grachev S I, Dubrovich V K *Astron. Lett.* **34** 439 (2008)]
91. Бургин М С, Кауц В Л, Шахворостова Н Н *Письма в Астрон. журн.* **32** 563 (2006) [Burgin M S, Kauts V L, Shakhvorostova N N *Astron. Lett.* **32** 507 (2006)]
92. Каршенбойм С Г, Иванов В Г *Письма в Астрон. журн.* **34** 323 (2008) [Karshenboim S G, Ivanov V G *Astron. Lett.* **34** 289 (2008)]
93. Kholupenko E E, Ivanchik A V, Varshalovich D A *Phys. Rev. D* **81** 083004 (2010)
94. Chluba J, Sunyaev R A *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **402** 1221 (2010)
95. Henry R C *Astrophys. J.* **516** L49 (1999)

### CMB spectral distortions during the recombination of the primeval plasma in the early Universe

V.G. Kurt, N.N. Shakhvorostova

*Astro-Space Center, Lebedev Physical Institute, Russian Academy of Sciences,  
Leninskii prosp. 53, 119991 Moscow, Russian Federation  
E-mail: vkurt@asc.rssi.ru, nadya@asc.rssi.ru*

Virtually all physical processes occurring during hydrogen and helium recombination ( $900 < z < 7000$ ) are currently well understood. The theoretical work of the last decade on this topic provides a comprehensive picture of recombination and related processes. Of particular observational interest is the fact that the CMB spectrum experiences a unique distortion from the blackbody due to the release of photons during this epoch. These additional photons form a cosmological recombination spectrum imposed on thermal CMB spectrum. The recombination dynamics of hydrogen is controlled by two processes — the two-photon decay  $2s \rightarrow 1s$  and the  $L_\alpha$  photon escape due to multiple scattering in an expanding medium — of which the first process is dominant. About 57% of all hydrogen atoms in the Universe at  $z \lesssim 1400$  recombined through two-photon decay channel. Because the ratio of CMB photon and baryon number densities is extremely large, the additional photons make only a small ( $10^{-8} - 10^{-9}$ ) fraction of the total amount, so that their distorting effect of the CMB spectrum is small. Of most promise for future observations are relative distortions in the Rayleigh-Jeans range of the CMB spectrum (the decimeter range). For example, at 300 MHz, relative intensity distortions of the order of  $10^{-8} - 10^{-9}$  are expected. The Balmer and Paschen hydrogen series fall into the range of maximum CMB. In the Wien range, observations will be strongly hampered — and indeed made impossible — by the infrared and submillimeter cosmic background. It is not possible yet — given the current level of instrumentation — to measure small ( $< 10^{-8}$ ) distortions near the maximum. Some researchers believe, however, that an accuracy of  $\sim 10$  nK can soon be achieved. Because the CMB spectrum does not depend on the direction, any region of the sky can be chosen for observation, it being desirable that the contribution of various cosmic backgrounds and noises be minimal there (for example, near the Galactic pole). It is also essential that the signal sought for should be nonpolarized in order that it could be separated from signals from other sources.

PACS numbers: 52.40.Db, 98.70.Vc, 98.80.Es

DOI: 10.3367/UFNr.0184.201404f.0423

Bibliography — 95 references

Received 3 March 2014

*Uspekhi Fizicheskikh Nauk* **184** (4) 423–443 (2014)

*Physics–Uspekhi* **57** (4) (2014)

**1. Редкий канал рождения одиночного t-кварка**

Коллаборациями CDF и DZero (Национальная лаборатория им. Э. Ферми, США) идентифицированы события s-канального рождения одиночного (но не свободного) t-кварка при  $p\bar{p}$ -столкновениях. Чаще всего t-кварки рождаются в парах  $t\bar{t}$  в сильных взаимодействиях, а редкие события рождения одиночных t-кварков в s-канале происходят за счёт слабых взаимодействий, когда два кварка из состава сталкивающихся  $p$  и  $\bar{p}$  превращаются в W-бозон, который затем распадается на t- и b-кварки. В данных, собранных за 2001–2011 г., найдено 40 таких событий. На достигнутом уровне точности измеренное сечение рождения одиночного t-кварка в s-канале  $1,36_{-0,32}^{+0,37}$  пб согласуется с рассчитанным в рамках Стандартной модели сечением  $1,05 \pm 0,05$  пб. В 1960-х годах (до установления конфайнмента кварков) Я.Б. Зельдович и его коллеги исследовали различные астрофизические и физико-химические аспекты гипотезы существования свободных кварков, см. *УФН* 87 113 (1965).

Источники: <http://arxiv.org/abs/1402.3756>  
[http://www.fnal.gov/pub/presspass/press\\_releases/2014/Top-Quark-Puzzle-20140224.html](http://www.fnal.gov/pub/presspass/press_releases/2014/Top-Quark-Puzzle-20140224.html)

**2. Нейтринные осцилляции в веществе Земли**

С помощью детектора Супер-Камиоканде (Япония) впервые получены данные о влиянии вещества Земли на осцилляции нейтрино  $\nu$  по механизму Михеева–Смирнова–Вольфенштайна. Осцилляции  $\nu$  — превращение одних типов  $\nu$  в другие — происходят из-за отличия их флейворных и массовых состояний. Невзаимодействующие  $\nu$  могут осциллировать за счёт изменения со временем разности фаз состояний — такие осцилляции называют вакуумными. Но осцилляции  $\nu_e$  могут резонансно усиливаться при взаимодействии с заряженными частицами в веществе (эффект Михеева–Смирнова–Вольфенштайна). Земли достигают лишь примерно половина  $\nu_e$ , родившихся в ядерных реакциях в Солнце, а остальные  $\nu_e$  превращаются по пути в  $\nu_\mu$  и  $\nu_\tau$ . Часть этих  $\nu_\mu$  и  $\nu_\tau$  осциллируют обратно в  $\nu_e$  при прохождении ночью через толщу Земли, что и было обнаружено детектором Супер-Камиоканде на уровне достоверности  $2,7\sigma$ . Согласно данным, накопленным за 18 лет наблюдений, ночью детектор регистрировал на  $3,2 \pm 1,1$  (стат.)  $\pm 0,5$  (сист.) % больше  $\nu_e$ , чем днём. В других экспериментах, в том числе с атмосферными  $\nu$ , влияние вещества Земли на нейтринные осцилляции пока выделить не удаётся.

Источник: *Phys. Rev. Lett.* 112 091805 (2014)  
<http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.112.091805>

**3. Возможная регистрация реликтовых гравитационных волн**

На радиотелескопе BICEP2 (Background Imaging of Cosmic Extragalactic Polarization), расположенном в Антарктиде на Южном полюсе, впервые получены данные о влиянии реликтовых гравитационных волн на анизотропию микроволнового фонового излучения. С помощью массива из 512 сверхпроводящих детекторов в течение трёх сезонов 2010–2012 гг. велись наблюдения области неба площадью в 380 кв. град. на частоте 150 ГГц. Напрямую гравитационные волны зарегистрировать пока не удаётся, но BICEP2 выявил их косвенное влияние на поляризацию реликтового излучения. Это влияние имело место в эпоху рекомбинации, когда возраст Вселенной составлял 380 тыс. лет. В области мультиполей  $l = 30–150$  BICEP2 с достоверностью  $5,9\sigma$  зарегистрировал избыток B-моды поляризации, который не может быть объяснён эффектом гравитационного линзирования или другими источниками, а связан, скорее всего, с гравитационными волнами. Найденное отношение тензорной моды возмущений к скалярной составляет  $r = 0,20_{-0,05}^{+0,07}$ , что несколько превышает верхний предел, полу-

ченный ранее другими телескопами. Существование реликтовых гравитационных волн предсказывается инфляционной моделью ранней Вселенной, в основе которой — быстрое экспоненциальное расширение в очень ранние космологические эпохи. Гравитационные волны генерируются на стадии инфляции одновременно с возмущениями кривизны из квантовых флуктуаций. Обнаружение реликтовых гравитационных волн служит серьёзным аргументом в пользу теории инфляции, однако для большей достоверности результата требуются независимые подтверждения.

Источник: <http://arxiv.org/abs/1403.3985>

**4. Кобальт от взрыва сверхновой**

Сотрудники Института космических исследований (ИКИ) РАН и Института астрофизики Общества им. М. Планка (Германия) Е.М. Чуразов, Р.А. Сюняев, С.А. Гребнев и их коллеги из других стран путём наблюдений на гамма-спектрометре SPI орбитальной обсерватории INTEGRAL зарегистрировали при 847 кэВ спектральную линию распада радиоактивных ядер  $^{56}\text{Co}$ , образовавшихся при взрыве сверхновой SN 2014J типа Ia в галактике M82. Ранее линии кобальта уже регистрировались при взрывах коллапсирующих сверхновых (например, сверхновой SN 1987A), но для сверхновой Ia эта линия наблюдается впервые. Сверхновые типа Ia соответствуют термоядерным взрывам звёзд — белых карликов в двойных системах при перетекании газа звезды-компаньона на белый карлик или при слиянии двух белых карликов. Изучение SN 2014J с помощью INTEGRAL велось через 46–63 дня после взрыва. Наблюдения подтвердили ожидание учёных, что именно в это время должен начаться выход фотонов от распада радиоактивного  $^{56}\text{Co}$ . Получена оценка, что при взрыве был синтезирован  $^{56}\text{Ni}$  в количестве примерно 0,7 масс Солнца, и затем ядра  $^{56}\text{Ni}$  распались на  $^{56}\text{Co}$ . Наблюдение линии распада кобальта важно для уточнения моделей сверхновых и процессов нуклеосинтеза во Вселенной.

Источники: <http://www.astronomerstelegam.org/?read=5992>  
<http://press.cosmos.ru/vpervye-zaregistririvan-sintez-kobalta-56-pri-vspyshke-sverhnovoy-tipa-ia>

**5. Цепочки галактик в войдах**

М. Alpaslan (Университет Св. Андреаса, Великобритания и Университет западной Австралии) и др., исследуя корреляции галактик в обзоре GAMA (Galaxy and Mass Assembly), обнаружили в войдах новый тип крупномасштабных структур — цепочки (tendrils), состоящие из нескольких галактик. Ранее в войдах — областях с пониженной концентрацией галактик между сверхскоплениями — наблюдались только одиночные галактики. Цепочки галактик начинаются на филаменте и заканчиваются на другом филаменте или в пустом пространстве войда. Они содержат до шести галактик и имеют длину  $\approx 14$  Мпк. Обнаруженные цепочки весьма многочисленны, составляющие их галактики могут содержать до четверти всего звёздного барионного вещества. Морфологически цепочки отличаются от филаментов (гигантских нитевидных структур, в которые собраны галактики и их скопления), обладая значительно меньшей средней плотностью. Наличие уплощённых и вытянутых структур в распределении галактик было предсказано в теоретических работах Я.Б. Зельдовича и его коллег и в целом подтверждено астрономическими наблюдениями. Обнаруженные цепочки галактик представляют собой новый, не известный ранее тип крупномасштабных структур.

Источник: *MNRAS Lett.*,  
 онлайн-публикация от 9 марта 2014 г.  
<http://dx.doi.org/10.1093/mnrasl/slu019>

Подготовил Ю.Н. Ерошенко  
 (e-mail: erosh@ufn.ru)

## ИЗ ИСТОРИИ ФИЗИКИ

## Академик Я.Б. Зельдович и основания дисковой аккреции

Н.И. Шакура

*В статье, основанной на личных воспоминаниях автора, раскрывается решающая роль, которую сыграл Я.Б. Зельдович в становлении и развитии теории дисковой аккреции на чёрные дыры и нейтронные звёзды в двойных звёздных системах. Теория, созданная Н.И. Шакурой и Р.А. Сюняевым в начале 1970-х годов под руководством Я.Б. Зельдовича, предсказала эти объекты как ярчайшие источники космического рентгеновского излучения и на десятилетия вперёд определила основное направление развития рентгеновской астрономии и современной астрофизики высоких энергий.*

PACS numbers: 04.25.dg, 97.10.Gz, 97.60.Jd

DOI: 10.3367/UFNr.0184.201404h.0445

Было лето 1963 года. После выпускных экзаменов в средней школе городского посёлка Паричи, что на Гомельщине, по каким-то делам я поехал в город Бобруйск, зашёл в книжный магазин и увидел там книжку Я.Б. Зельдовича *Высшая математика для начинающих*. Естественно, имя автора мне ни о чём не говорило, но содержание книги меня заинтересовало по следующей причине.

В те, теперь уже далёкие, времена среднее образование по математике заканчивалось взятием пределов. Пределам предшествовали элементарные функции, одной из которых была (конечно, как и сейчас) парабола. Нужно было найти положение минимума (парабола "рогами" вверх) или максимума (парабола "рогами" вниз). Объясняя, как это делается, согласно существовавшим тогда методикам, школьный учитель математики (а также физики и астрономии) Альфред Викторович Барановский приговаривал: "А вот методами высшей математики эти мини-максы вычисляются гораздо быстрее и красивее". Он был учителем по призванию (весной 2004 г. Альфреда Викторовича не стало). Конечно же, каждый, хотя бы немного знакомый с высшей математикой, скажет: возьми производную от функции и приравняй её нулю. Для параболы получится линейное относительно  $x$  уравнение. Да, очень просто, но я ещё раз повторю, что среднее математическое образование тогда заканчивалось взятием пределов, а не производных. Сейчас, будучи гораздо старше Альфреда Викторовича тех лет, когда он обучал школьной математике моё поколение, я могу сказать, что в любом мало-мальски важном деле (а обучение к таким относится) прежде всего следует придерживаться проверенных временем методов.

**Н.И. Шакура.** Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга, Университетский просп. 13, 119991 Москва, Российская Федерация  
E-mail: nikolai.shakura@gmail.com

Статья поступила 5 ноября 2013 г.,  
после доработки 5 декабря 2013 г.

Кто-то скажет: ведь всё развивается, многое устаревает буквально на глазах. Но в том и состоит призвание учителя, что он знает, интуитивно чувствует, что уже можно, а что ещё рано для школьного класса в целом. Специальных занятий с передовиками школьного процесса Альфред Викторович не проводил. Но с его разрешения мы имели допуск в физический кабинет школы. Да чего только там не было!

Своё индивидуальное развитие в математике я получил, знакомясь с содержимым почтовых отправок, которые я выписывал из главного университета страны — Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова (МГУ). По стилю — как учить других — они — школьный учитель А.В. Барановский и академик, профессор МГУ, Яков Борисович Зельдович — были схожи: знали гораздо больше, чем говорили! Информация должна быть дозированной, а доза — по номиналу. Когда какой-нибудь ученик не выполнял домашнее задание, Альфред Викторович, грозно нахмутив брови, говорил: "Вот я сейчас тебе поставлю точку!" Он немного шепелявил и вместо "точку" говорил "гоцку". Этой "гоцки" все школьники почему-то боялись больше, чем единицы или двойки. Однако "гоцки" в классный журнал он ставил крайне редко.

Яков Борисович после окончания своей очередной лекции спрашивал: "Есть ли вопросы?" Обычно студенты вопросов не задавали. Тогда он говорил (ссылаясь на своего школьного учителя): "Ну, тогда у меня будут к вам вопросы". Однако вопросы он задавал крайне редко.

Большую часть времени студенты и аспиранты ЯБ проводили в те времена в его отделе в Институте прикладной математики (ИПМ), которым тогда руководил Мстислав Всеволодович Келдыш. Ныне это институт им. М.В. Келдыша. Довольно часто ЯБ спорил с молодыми людьми на бутылку минералки. Отложились в памяти подоконники в комнатах отдела, сплошь заставленные бутылками минералки с соответствующими надписями на этикетках — кто кому и за что проспорил. Эти споры несколько сблизжали молодёжь с Яковом Борисовичем — у молодых отсутствовало чувство страха "сказать что-то не то". Вместе с тем в

общении с ним существовала некая незримая черта, переступить которую было нельзя — притяжение превращалось в отталкивание.

Однако вернёмся в город Бобруйск 1963 г. После покупки книжки я зашёл в небольшой уютный скверик на улице Бахарева и начал книжку листать. На первых страницах излагались школьные вещи: что такое путь, скорость, ускорение... Дойти до глав с высшей математикой мне помешала приятная цыганка. Она мне погадала, я ей вручил две монетки по 15 копеек и мы разошлись. Да, молодой читатель, тогда были монеты и такого достоинства, прозванные "пятнашками", и какие монеты! И первый раз, и много раз после я добирался до Москвы из Бобруйска и обратно домой автобусом, так как прямого железнодорожного пути между этими городами нет. Если пересчитать стоимость купленных билетов по этому маршруту на единицу пройденного пути, то в те времена эта величина составляла примерно 2 копейки на 1 км.

Больше я в книжку Я.Б. Зельдовича не заглядывал, так как нужно было ехать в Москву сдавать вступительные экзамены на астрономическое отделение физического факультета МГУ. Астрономическое отделение я выбрал, уже находясь в комнате приёмной комиссии МГУ, — прошло всего два с небольшим года после полёта Ю.А. Гагарина. Но всё-таки решающую роль сыграла книжка *Этюды о Вселенной*, написанная профессором Московского университета Б.А. Воронцовым-Вельяминовым, которая тоже какими-то путями оказалась в белорусской глуши. Уже будучи студентом МГУ, я слушал лекции Бориса Александровича и, естественно, сдавал ему экзамен. В школе мы учили астрономию по его стандартному учебнику для средней школы *Астрономия* и тогда мне даже в голову не приходило, что пройдёт всего два-три года, и он мне будет преподавать курс высшей астрономии.

Первые три года обучения в МГУ прошли без Я.Б. Зельдовича. Более того, я забыл о той, купленной в Бобруйске, книжке — в число стандартных университетских учебников она не вошла. И не потому, что была плоха. Она предназначалась для тех, кто постигал высшую математику путём самообразования. Академик адресовал её начинающим инженерам и техникам. Более того, есть замечательная фотография, на которой он дарит экземпляр своей *Высшей математики* Папе Рим-

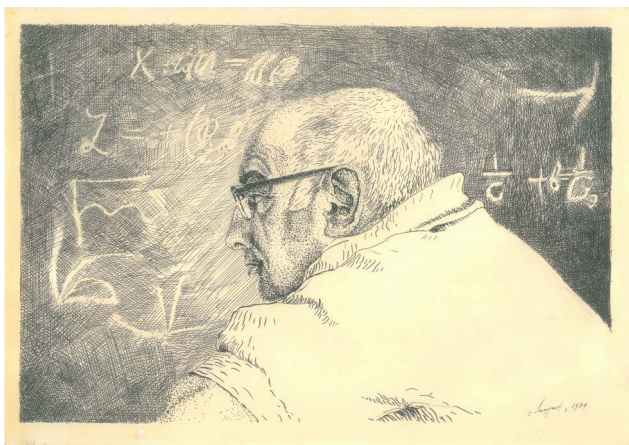
скому Павлу-Иоанну II. Академик Я.Б. Зельдович написал более десяти ценных книг, посвящённых самым различным областям естествознания.

Первая моя встреча с Яковом Борисовичем состоялась следующим образом. Когда я был студентом 3-го курса, деканатом физического факультета была организована в Большой физической аудитории встреча студентов факультета с редколлегией журнала *Успехи физических наук (УФН)*. Конечно же, сильное впечатление произвёл главный редактор, блистательный Эдуард Владимирович Шпольский. Всю встречу Яков Борисович Зельдович просидел молча за столом, уложив подбородок на скрещённые, густо заросшие щетиной руки. Он был, как говорят, весь в себе, и что-то нетривиальное таилось в этом человеке. Позднее, когда я уже работал с ним, я узнал, что он никогда не был студентом дневного отделения какого-либо вуза. После окончания десятилетки в 1930 г. в Ленинграде он поступил на работу лаборантом сначала в Институт механической обработки полезных ископаемых, а несколько месяцев спустя — в Институт химической физики (ИХФ). В возрасте 20 (!) лет Зельдович был принят в аспирантуру ИХФ к Николаю Николаевичу Семёнову и далее в "ускоренном" режиме прошёл с фантастической результативностью все ступени учёной лестницы.

Мой первый личный контакт с Академиком состоялся через год, когда он начал читать свои лекции для студентов моего 4-го курса. Осенью 1966 г. мы, студенты астрономического отделения физического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова, обнаружили в расписании занятий новый спецкурс "Строение и эволюция звёзд", который должен был читать Я.Б. Зельдович. Лекции читались по пятницам, а по четвергам под руководством ЯБ в Государственном астрономическом институте им. П.К. Штернберга (ГАИШ МГУ) проводился Объединённый астрофизический семинар (ОАС). В работе ОАС участвовали как уже сложившиеся учёные, так и молодёжь, получившая высшее образование. Студенты забегали на этот семинар по мере возможности, так как в расписании учебных занятий он не значился. После своей первой лекции ЯБ попросил желающих получить у него тему для курсовой работы задержаться. Несколько студентов, в том числе и я, остались в аудитории. Когда очередь дошла до меня, он спросил, был ли я вчера на заседании ОАС. Я ответил утвердительно. На второй вопрос — прослушал ли я доклад о (таинственных тогда) источниках космического рентгеновского излучения — ответ тоже был утвердительный. Тогда он сказал: "Попытайтесь рассчитать структуру и спектр излучения мощной ударной волны, которая возникает в результате падения газа на нейтронную звезду вблизи её поверхности".

Это было осенью 1966 г. В течение нескольких последующих лет в астрономии будут сделаны величайшие открытия. Группой учёных под руководством английского астронома Энтони Хьюиша в 1967 г. будут открыты нейтронные звёзды-радиопульсары. Наблюдения с борта первой специализированной рентгеновской космической обсерватории "Ухуру" прольют свет на природу источников космического рентгеновского излучения.

Спустя несколько недель после начала занятий ко мне подошла учёный секретарь кафедры астрофизики, научный сотрудник ГАИШ Валентина Яковлевна Алдусева с целью уточнить тему моей курсовой работы. "Коля,



Портрет Я.Б. Зельдовича, написанный тушью В.М. Липуновым в начале 1980-х годов.

перед Вами академик Зельдович поставил задачу аккреции газа нейтронной звездой". — сказала она. Именно в этот момент я впервые услышал это загадочно прозвучавшее слово "аккреция" и был до крайности удивлён. Ведь Академик просил меня рассчитать структуру ударной волны и на первых порах не употреблял в беседах со мной этот термин, а в стандартных астрономических курсах тех времён изучение процессов аккреции вообще отсутствовало. Летом 1966 г. под руководством Валентины Яковлевны я вместе с другими студентами, будущими астрономами, проходил практику в обсерватории ГАИШ, в горах Тянь-Шаня, под Алма-Атой. Именно астрономическая практика несколько сближает студентов и научный персонал. Видя моё замешательство, Валентина Яковлевна предложила мне воспользоваться хранилищем научной библиотеки ГАИШ. Обычно студентам МГУ разрешалось пользоваться только библиотекой учебных пособий (БУП). Порывшись в библиотеке, я выяснил, что слово "аккреция" имеет латинское происхождение (accretio) и означает приращение, прибавление чего-либо. В астрономии под термином аккреция подразумевают процессы падения на тяготеющие центры различной природы окружающего их разрежённого вещества. Тогда, более чем полвека назад, теоретическое изучение процессов аккреции вещества во Вселенной находилось в зачаточном состоянии, и в этом нет ничего удивительного — отсутствовали соответствующие данные наблюдений.

Фантастически большой объём информации (и не только о процессах аккреции, а во всей астрономии в целом) был получен за прошедшее время. Более того, скорость поступления этой информации год от года только увеличивается. В настоящее время существует огромное число различных астрономических инструментов. Решающую роль играет компьютерная обработка данных наблюдений. В те далёкие 1960-е годы у нас под рукой для проведения расчётов были логарифмическая линейка да металлический ручной "Феликс", который сейчас можно увидеть в музеях некоторых научных институтов. Но в конце 1960-х студенты уже выполняли первые лабораторные расчёты на университетской ЭЭСМ.

Итак, аккреция в астрономии. (Есть ещё аккреция в геологии. Но это другая ипостась.)

Существуют три режима аккреции окружающего газа на некоторый тяготеющий центр (рис. 1): а) сферический режим аккреции, при котором тяготеющий центр покоится относительно газового облака или движется с относительной скоростью, существенно меньшей, чем скорость звука в облаке; б) возникающий при движении тяготеющего центра относительно газового облака со сверхзвуковой скоростью конический режим аккреции с образованием перед центром лобовой ударной волны,

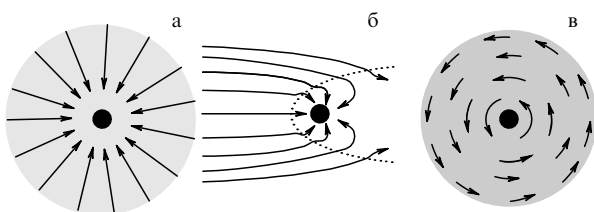


Рис. 1. Типы аккреции на тяготеющие центры: (а) сферический, (б) конический, (в) дисковый.

которая переходит в косую ударную волну позади него; в) режим дисковой аккреции, при котором падающее на тяготеющий центр вещество обладает относительно последнего значительным угловым моментом количества движения, препятствующим прямому падению вещества на тяготеющий центр. В первом приближении вещество в диске вращается по почти кеплеровым круговым орбитам. Только при наличии эффективного механизма (турбулентность и/или магнитные поля) обмена моментом между соседними слоями дифференциально вращающегося диска и начинается дисковая аккреция, т.е. медленное радиальное движение вещества к тяготеющему центру с выделением гравитационной энергии.

Касаясь истории исследований какого-либо вопроса, ЯБ, ссылаясь на Аверченко, любил говорить: "История мидян темна и неизвестна, учёные делят её, тем не менее, на три периода...". Начало исследований конического типа аккреции было положено в ряде публикаций Хойля, Литтлтона [1–3] и Бонди [4] в конце 1930-х – середине 1940-х годов. В начале 1950-х годов Герман Бонди [5] впервые точно решил стационарную задачу газодинамической сферической аккреции на тяготеющий центр. Им было обнаружено, что газ, покоящийся на большом расстоянии, ускоряется с приближением к тяготеющему центру и вблизи последнего падает со сверхзвуковой скоростью, близкой к скорости свободного падения. Начало исследований дисковой аккреции восходит к работам выдающегося немецкого учёного Карла Фридриха фон Вейцекера [6] (1944 г.) и его аспиранта Реймара Люста [7] (1952 г.), которые были опубликованы в немецком издании *Zeitschrift für Naturforschung*. В этих работах изучалась эволюция допланетного газопылевого облака. Прямого отношения к тем аккреционным дискам, которые изучаются в настоящее время, они не имели, но исходные уравнения движения и особенно проблема вязкого трения были и остаются общими.

В любой области науки появляются выдающиеся работы, в которых демонстрируется новый подход к старым проблемам. Именно к таким работам следует отнести публикацию в 1960 г. Фреда Хойля [8], который ввёл магнитные поля в механизм передачи вращательного момента от Солнца к протопланетному облаку. С другой стороны, если погружаться далее в глубину веков, то, несомненно, стоит отметить изыскания в области происхождения Солнечной системы, выполненные выдающимися учёными прошлого Эммануилом Кантом, Пьером-Симоном Лапласом, Рене Декартом, которые впервые поставили эту проблему на научную основу.

В 1950-х годах были открыты звёздные ветры, которые не позволяют межзвёздному веществу падать на поверхность обычных звёзд. Причины генерации звёздных ветров у разных звёзд (в том числе у нашего Солнца) различны, но аккреция как таковая на обычные одиночные звёзды отсутствует. Иное дело — конечные стадии эволюции звёзд: белые карлики, нейтронные звёзды и особенно чёрные дыры. Нейтронные звёзды настолько компактны, что при сферической аккреции энерговыделение в ударной волне, которая возникает вблизи поверхности звезды, в несколько десятков раз превышает выделение энергии в ядерных реакциях. У чёрных дыр какая-либо физическая поверхность отсутствует (но есть горизонт событий!) и чисто сферическая аккреция не сопровождается мощным энерговыделением. Возможно

только объёмное излучение падающего газа, температура которого возрастает вследствие сжатия по мере приближения к чёрной дыре. Однако картина сферической аккреции существенно усложняется, если в падающем ионизованном газе присутствуют магнитные поля. Как впервые показал в конце 1960-х годов аспирант первого набора ЯБ в МГУ Викторий Фавлович Шварцман (ушедший из жизни очень молодым), в результате сжатия магнитная энергия возрастает настолько сильно, что начиная с некоторого расстояния режим строго сферической аккреции под действием силы Лоренца может нарушаться [9]. При этом включаются связанные с переменным магнитным полем мощные механизмы ускорения заряженных частиц и, как следствие, процессы их нетеплового (синхротронного) излучения. Наблюдательные проявления таких чёрных дыр пока ещё мало изучены.

В середине 1960-х годов были опубликованы две небольшие заметки. Автором одной из них был ЯБ [10], а автором другой — знаменитый американский физик Эд Солпитер [11]. Они обратили внимание на энерговыделение в ударной волне, которая возникает при сверхзвуковом движении (конический режим аккреции) чёрной дыры в некотором обширном газовом облаке. Вблизи чёрной дыры газ после прохождения ударной волны разогревается настолько сильно, что начинает излучать энергию в рентгеновском диапазоне и гамма-диапазоне. Ещё до публикации результатов этих теоретических изысканий в начале 1960-х благодаря запуску высотных ракет, оснащённых соответствующими приборами, были открыты первые космические источники рентгеновского излучения [12].

В те же 1960-е годы ЯБ вместе с Октаем Гусейновым [13, 14] в СССР и несколько лет спустя Кип Торн с Вирджинией Тримбл [15] в США опубликовали работы, в которых предлагалось искать чёрные дыры в двойных звёздных системах в парах с обычными звёздами, которые ещё не прошли все этапы звёздной эволюции. Наше Солнце — звезда одиночная. На небе полно двойных звёздных систем. Кроме того, встречаются тройные и более высокой кратности звёздные системы, связанные законом всемирного тяготения. Открывают двойные системы как по затменным эффектам при фотометрических наблюдениях, так и в результате спектральных наблюдений по эффекту Доплера. Обычно более массивная звезда светит ярче, чем её соседка, обладающая меньшей массой. Гравитационное поле чёрной дыры на больших расстояниях практически такое же, как и у обычной звезды, т.е. гравитационный потенциал почти ньютоновский. Но чёрные дыры по определению, которое дал этим объектам замечательный американский учёный Джон Арчибальд Уиллер (при их классическом, не квантовом(!), изучении), абсолютно ничего не излучают. Внимание учёных привлекли двойные звёзды, в спектрах которых отсутствовали следы более массивного компонента. Были даже созданы небольшие каталоги тесных двойных звёздных систем с невидимыми в оптическом диапазоне спутниками — кандидатами в чёрные дыры. ЯБ с Октаем Гусейновым [13] отмечали, что открытие рентгеновского излучения или гамма-излучения от таких двойных систем свидетельствовало бы о наличии в них чёрных дыр, которые аккрецируют вещество, истекающее с поверхности обычной звезды. Однако число известных к тому времени ярких источников космического рентгеновского излучения было не-

большим и координаты кандидатов в чёрные дыры не совпадали с положениями первых рентгеновских источников на небесной сфере [15].

Как сказано выше, моей первой работой у ЯБ был расчёт структуры и спектра ударной волны, которая возникает вблизи поверхности нейтронной звезды. Эта работа оказалась дипломной и позднее была опубликована [16]. И для меня, и для других студентов соответствующих специальностей того времени большую роль в понимании природы тогда ещё гипотетических нейтронных звёзд и чёрных дыр сыграли две фундаментальные работы ЯБ совместно с Игорем Новиковым [17, 18], опубликованные в *УФН*.

Будучи студентом, я слушал курс лекций по общей астрофизике тогдашнего директора ГАИШ Дмитрия Яковлевича Мартынова. Особое место в этом курсе занимали тесные двойные звёздные системы с перетеканием вещества с поверхности одного компонента на другой. Из-за относительного движения по своим орбитам в процессе такого перетекания вокруг другого компонента формируется дискообразная оболочка. Мне казалось естественным в качестве второго компонента в такую двойную систему поставить чёрную дыру или нейтронную звезду.

Итак, представим себе двойную звёздную систему, состоящую из обычной звезды и чёрной дыры. Размеры обычной звезды в такой системе ограничены так называемой критической полостью Роша. В процессе звёздной эволюции размеры обычной звезды могут увеличиваться и после заполнения полости Роша начинается перетекание вещества с её поверхности в зону гравитационного влияния чёрной дыры (рис. 2а). В двойной системе из-за относительного орбитального движения компонентов вещество не падает прямо на чёрную дыру, а формирует вокруг неё дифференциально вращающуюся дискообразную оболочку. Скопившееся в таком диске вещество из-за трения между соседними слоями сильно разогревается и начинает светиться. Вещество в диске, быстро вращаясь, медленно приближается (аккрецирует) в радиальном направлении к чёрной дыре по мере отдачи момента количества движения. Свечение диска обусловлено выделением гравитационной энергии в процессе аккреции. Наиболее близкие к чёрной дыре внутренние части такого диска разогреваются настолько сильно, что начинают излучать энергию в рентгеновском диапазоне электромагнитного спектра.

Образование аккреционного диска возможно и в более сложном случае, когда оптический компаньон, не заполняя свою полость Роша, истекает во все стороны звёздным ветром. В этом случае естественно ожидать формирования головной ударной волны в зоне гравитационного влияния чёрной дыры на течение звёздного ветра. После прохождения ударной волны в области

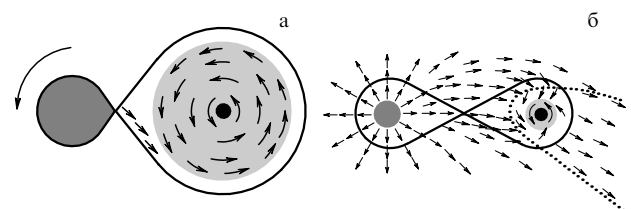


Рис. 2. Два типа формирования аккреционных дисков в тесных двойных системах с релятивистскими звёздами.

"гравитационного" захвата чёрной дыры вещество начинает падать на неё, однако не строго радиально! Из-за орбитального вращения падающее вещество обладает удельным моментом количества движения, который несколько больше, чем орбитальный удельный момент количества движения чёрной дыры. При падении с сохранением момента вещество опережает орбитальное движение чёрной дыры, а затем вблизи чёрной дыры на некотором характерном расстоянии закручивается вокруг неё, формируя диск (рис. 26). Ну а далее опять аккреция в дисковом режиме!

Если в двойной системе на месте чёрной дыры находится сильно замагниченная нейтронная звезда, то её магнитное поле начинает разрушать аккреционный диск на расстоянии примерно 100 радиусов нейтронной звезды. Далее аккрецирующее вещество начинает стремительно падать вдоль магнитных силовых линий, встречаясь с поверхностью нейтронной звезды в окрестности магнитных полюсов. Обычно магнитные полюса не находятся вблизи географических полюсов и нейтронная звезда в результате своего вращения будет наблюдаться как аккреционный пульсар.

Открытие аккрецирующих чёрных дыр и нейтронных звёзд в двойных звёздных системах было сделано в начале 1970-х годов с борта американского специализированного спутника "Ухуру" (Uhuru). Спутник был запущен 12 декабря 1970 г. на почти круговую орбиту высотой около 500 км с плавающей у берегов Кении итальянской платформы "Сан-Марко". День запуска совпал с днём независимости Кении. Именно в честь этого события спутник и был назван "Ухуру", что на языке суахили означает "свобода". Признание в науке не всегда бывает быстрым. Лишь в 2002 г. за эти пионерские изыскания в астрофизике (рис. 3) научному руководителю проекта, американскому учёному итальянского происхождения Риккардо Джаккони, была вручена Нобелевская премия по физике.

Практически одновременно с открытием аккрецирующих чёрных дыр и нейтронных звёзд в двойных системах автором этой публикации под руководством ЯБ была заложена основа теории дисковой аккреции на тяготеющие центры. Научная статья [20] вышла в свет в советском периодическом издании *Астрономический журнал* в 1972 г. Я никогда не забуду доклад всемирно известного учёного Джеффри Бербиджа, который он сделал в Физическом институте им. П.Н. Лебедева Академии наук (ФИАНе) летом 1971 г., о первых результатах, полученных со спутника "Ухуру". Я обсуждал с ним



Н.И. Шакура (слева) и Р.А. Сюняев в начале 1970-х годов.

эти результаты и вручил ему отпечатанный на пишущей машинке вариант своей работы. Когда позднее мои советские коллеги узнали об этом, они мне сказали, что у профессора Бербиджа могут возникнуть проблемы при пересечении советской границы в аэропорту. Но вроде бы ничего страшного не случилось.

Основная работа была выполнена вместе с Рашидом Сюняевым. С ним была создана и детально разработана так называемая стандартная модель дисковой аккреции. Работа была представлена [21] на 55-м симпозиуме Международного астрономического союза, который состоялся в мае 1972 г. в Мадриде. Именно на этом симпозиуме докладывались не только результаты работы спутника "Ухуру", но и первые теоретические разработки по моделированию открытых этим аппаратом компактных рентгеновских источников в двойных звёздных системах, т.е. аккрецирующих чёрных дыр и нейтронных звёзд. Нашу совместную с Рашидом работу докладывал Джим Прингл из Великобритании — и я, и Рашид на тот момент были "невъездными". Доклад представлял собой введение в большую статью, которая вышла из печати в солидном европейском журнале *Astronomy and Astrophysics* [22] в 1973 г. На основании этой работы Игорь Новиков и Кип Торн аккуратно вычислили релятивистские поправки, обусловленные эффектами общей теории относительности вблизи чёрных дыр [23].

Спутник "Ухуру" проработал три года. Для учёных результаты его работы были просто ошеломляющими. Было открыто множество новых рентгеновских источников. В каталоге, составленном в результате трёхлетней работы, их было 339. "Ухуру" проложил дорогу другим космическим обсерваториям. Сейчас число космических рентгеновских источников самой различной природы (необязательно аккрецирующих релятивистских звёзд в двойных системах!) исчисляется несколькими сотнями тысяч.

Наша, выполненная совместно с Рашидом, пионерская работа [22] оказалась весьма популярной. Она не утратила актуальности и сейчас. Число ссылок на неё на конец декабря 2013 г., т.е. спустя 40 лет после публикации, превысило 6400.

Благодаря излучению аккреционных дисков сейчас открыты сверхмассивные (с массой порядка нескольких десятков и даже сотен миллионов солнечных масс) чёр-

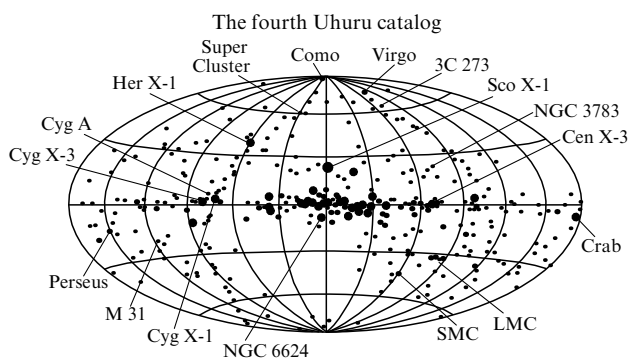


Рис. 3. Первая карта рентгеновского неба, полученная в результате работы спутника "Ухуру" [19].

ные дыры в ядрах активных галактик и квазарах. Первые теоретические изыскания по свечению аккреционных дисков вокруг сверхмассивных чёрных дыр были опубликованы в 1969 г. английским учёным Дэвидом Линденом-Беллом в *Nature* [24]. Современное состояние астрофизики чёрных дыр в двойных звёздных системах, особенно в ядрах галактик и квазарах, описано в этом же номере *УФН* А.М. Черепашуком [25] (см. также [26]). Целью настоящей статьи было рассказать о той выдающейся роли, которую сыграл Я.Б. Зельдович в исследовании наблюдательных проявлений чёрных дыр и становлении теории дисковой аккреции почти полвека назад.

Пока мы были молодыми, контроль со стороны ЯБ за нашей работой был необыкновенно сильным. Однако со временем научные интересы ЯБ сосредоточились на космологии. В копилку мировой космологической науки вошли "блины" Зельдовича, эффект Сюняева–Зельдовича, спектр Зельдовича–Гаррисона и другие результаты его изысканий. Как профессор Московского университета он читал для студентов и аспирантов два годовых курса лекций: один год — по строению и эволюции звёзд, а другой — по космологии. К лекциям он готовился необыкновенно тщательно, записывая их в тонкие школьные тетрадки. Каждый год это были новые тетради. На меня была возложена обязанность оповещения (как сейчас говорят, рекламы) о его курсах посредством развешивания объявлений. Я присутствовал на многих его лекциях. В результате этой деятельности появилось написанное тремя авторами (Зельдович, Блишников и Шакура) учебное пособие *Физические основы строения и эволюции звёзд*, опубликованное издательством МГУ. Тем же издательством было выпущено и другое пособие: *Космология ранней Вселенной* Долгова, Зельдовича, Сагина.

И ещё несколько эпизодов из, так сказать, околонучной жизни. Однажды после окончания очередной лекции Я.Б. Зельдович достал из заднего кармана брюк что-то завернутое в чистый белый платочек. Развернув его, он извлёк скреплённые одной планкой три Звезды Героя Социалистического Труда и попросил меня помочь ему прикрепить эти звёзды на пиджак. Находясь в состоянии лёгкой задумчивости после очередной лекции ЯБ, я машинально выполнил его просьбу, не придав этому особого значения. Академик быстро ушёл из аудитории по своим делам. Позднее я узнал, что он был одним из тех, кто заслужил награды, работая над советским атомным проектом. Сам он никогда не рассказывал о годах, проведённых "там", а я его и не спрашивал об этом по известным причинам. Говорят, что свои наградные звёзды он использовал в тех относительно редких случаях, когда заходил в кабинеты высокого начальства с просьбой посодействовать устройству на работу молодых специалистов.

Как-то я опаздывал на его очередную лекцию и быстро шёл по коридору к аудитории. В дверях аудитории стояли ребята из моей группы и несколько странно смотрели на меня. Буквально на бегу я спросил: "А сам пришёл?" Оглянувшись, я увидел, что "сам" также быстро идёт за мною след в след, прижав палец к губам. С тех пор ЯБ стал для меня ещё и "Сам". Он делал всё сам, соавторы ему ассистировали.

Яков Борисович Зельдович скончался 2 декабря 1987 г. Светлая память о нём сохранится в умах и сердцах тех, кого он учил нелёгкому ремеслу учёного. "Делай, как я! Делай лучше, чем я!" — было жизненным кредо одного из гениальнейших и великих учёных XX в. Он был титаном навсегда ушедшей в реку времени эпохи, эпохи во многом противоречивой и неоднозначной. Впрочем, существуют ли эпохи и их титаны, допускающие однозначное толкование?

## Список литературы

1. Hoyle F, Lyttleton R A *Proc. Camb. Philos. Soc.* **35** 405 (1939)
2. Hoyle F, Lyttleton R A *Proc. Camb. Philos. Soc.* **36** 325 (1940)
3. Hoyle F, Lyttleton R A *Proc. Camb. Philos. Soc.* **36** 424 (1940)
4. Bondi H, Hoyle F *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **104** 273 (1944)
5. Bondi H *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **112** 195 (1952)
6. Weizsäcker C F V *Z. Naturforsch. A* **3** 524 (1948)
7. Lüst R *Z. Naturforsch. A* **7** 87 (1952)
8. Hoyle F *Quart. J. R. Astron. Soc.* **1** 28 (1960)
9. Шварцман В Ф *Астрон. журн.* **48** 479 (1971) [Shvartsman V F *Sov. Astron.* **15** 377 (1971)]
10. Зельдович Я Б *ДАН СССР* **155** 67 (1964) [Zel'dovich Ya B *Sov. Phys. Dokl.* **9** 195 (1964)]
11. Salpeter E E *Astrophys. J.* **140** 796 (1964)
12. Giacconi R et al. *Phys. Rev. Lett.* **9** 439 (1962)
13. Zeldovich Ya B, Guseynov O H *Astrophys. J.* **144** 840 (1966)
14. Гусейнов О Х, Зельдович Я Б *Астрон. журн.* **43** 313 (1966) [Guseynov O Kh, Zel'dovich Ya B *Sov. Astron.* **10** 251 (1966)]
15. Trimble V L, Thorne K S *Astrophys. J.* **156** 1013 (1969)
16. Зельдович Я Б, Шакура Н И *Астрон. журн.* **46** 225 (1969) [Zel'dovich Ya B, Shakura N I *Sov. Astron.* **13** 175 (1969)]
17. Зельдович Я Б, Новиков И Д *УФН* **84** 377 (1964) [Zel'dovich Ya B, Novikov I D *Sov. Phys. Usp.* **7** 763 (1965)]
18. Зельдович Я Б, Новиков И Д *УФН* **86** 447 (1965) [Zel'dovich Ya B, Novikov I D *Sov. Phys. Usp.* **8** 522 (1966)]
19. Giacconi R *The Physics of Non-Thermal Radio Sources. Proc. of the NATO Advanced Study Institute, Urbino, Italy, June 29–July 13, 1975* (NATO Advanced Science Institutes (ASI) Ser. C, Vol. 28, Ed. G Setti) (Dordrecht: Reidel, 1976) p. 229
20. Шакура Н И *Астрон. журн.* **49** 921 (1972) [Shakura N I *Sov. Astron.* **16** 756 (1973)]
21. Shakura N I, Sunyaev R A, in *X- and Gamma-Ray Astronomy. Proc. of IAU Symp., Madrid, 11–13 May 1972* (International Astronomical Union. Symp. No. 55, Eds H Bradt, R Giacconi) (Dordrecht: D. Reidel, 1973) p. 155
22. Shakura N I, Sunyaev R A *Astron. Astrophys.* **24** 337 (1973)
23. Novikov I D, Thorne K S, in *Black Holes* (Eds C DeWitt, B S DeWitt) (New York: Gordon and Breach, 1973) p. 343
24. Lynden-Bell D *Nature* **223** 690 (1969)
25. Черепашук А М *УФН* **184** 387 (2014)
26. Черепашук А М *УФН* **183** 535 (2013) [Chereshchuk A M *Phys. Usp.* **56** 509 (2013)]

## Academician Zeldovich and the foundations of disc accretion

N.I. Shakura

P.K. Sternberg State Astronomical Institute, M.V. Lomonosov Moscow State University,  
Universitetskii prosp. 13, 119991 Moscow, Russian Federation  
E-mail: nikolai.shakura@gmail.com

The author draws on his memories to review the decisive contributions of Ya.B. Zeldovich to the creation and development of the theory of disc accretion onto black holes and neutron stars in binaries. A theory developed by N.I. Shakura and R.A. Sunyaev in the early 1970s under the guidance of Ya.B. Zeldovich predicted these objects to be the brightest X-ray sources on the sky and defined the prospects for research in X-ray astronomy and high-energy astrophysics for decades ahead.

PACS numbers: 04.25.dg, 97.10.Gz, 97.60.Jd  
Bibliography — 26 references  
*Uspekhi Fizicheskikh Nauk* **184** (4) 445–450 (2014)

DOI: 10.3367/UFNr.0184.201404h.0445  
Received 5 November 2013, revised 5 December 2013  
*Physics—Uspekhi* **57** (4) (2014)

## ИЗ ИСТОРИИ ФИЗИКИ

## "Далёк астральный лад..." (воспоминания о Я.Б. Зельдовиче)

В.С. Попов

Воспоминания о крупнейшем советском физике-теоретике, академике Я.Б. Зельдовиче и его влиянии на научную деятельность автора статьи и его сотрудников.

PACS numbers: 01.60.+q, 01.65.+g, 03.65.-w

DOI: 10.3367/UFNr.0184.201404i.0451

*Это была эпоха, которая нуждалась в титанах и которая породила титанов по силе мысли, страсти и характеру, по многосторонности и учёности. Люди, основавшие современное господство буржуазии, были всем, чем угодно, но только не людьми буржуазно-ограниченными.*

Ф. Энгельс. *Диалектика природы*  
(М.: Политиздат, 1975). С. 7

Яков Борисович Зельдович (1914–1987) внёс выдающийся вклад во многие области теоретической и прикладной физики: теорию горения и детонации, физику взрыва и ударных волн, атомную и ядерную физику, теорию слабого взаимодействия (сохраняющийся векторный ток), релятивистскую астрофизику и космологию... и этот список нетрудно было бы продолжить [1–3]. В наш век узкой специализации он был, вероятно, одним из последних (наряду с Ферми, Фейнманом, Гамовым и Ландау) универсалов во всей области физики и астрофизики.

Сразу должен сказать, что я не был учеником или близким сотрудником Якова Борисовича — мне не довелось в молодые годы слушать его лекции или работать под его непосредственным руководством, и у нас имеется только одна совместная работа [4]. Наши тесные научные контакты относятся к 1970–1973 гг., они касались специальных вопросов теоретической физики — в первую очередь квантовой электродинамики сверхсильных полей. Яков Борисович был яркой и многогранной личностью, и мои воспоминания неизбежно несут отрывочный и несколько односторонний характер. Решаюсь всё же изложить их в надежде, что они могут дать какие-то дополнительные штрихи к образу этого замечательного учёного.

Моё непосредственное знакомство с Яковом Борисовичем произошло вскоре после появления статьи Гер-

штейна и Зельдовича [5] (см. также [6]), в которой рассматривались свойства атомного спектра в зависимости от заряда ядра  $Z$  в сверхтяжёлых ( $Z > \alpha^{-1} = 137$ ) атомах и спонтанное рождение позитронов из вакуума при сближении тяжёлых ядер на расстояние  $R < R_{cr} \ll l_C$ . При этом ими было высказано предположение о том, что при приближении энергии дискретного электронного уровня  $\varepsilon_0$  к границе нижнего континуума решений уравнения Дирака ( $\varepsilon_0 \rightarrow -mc^2$ ) "имеет место патологическое поведение волновой функции связанного электрона и происходит делокализация поляризации вакуума" [5], т.е. плотность вакуумного заряда уходит на большие расстояния от ядра. При этом авторы исходили из главного члена асимптотики волновой функции электрона<sup>1</sup>

$$\psi_0(r) \propto \exp(-\lambda r), \quad \lambda = \sqrt{m^2 - \varepsilon_0^2}, \quad r \rightarrow \infty. \quad (1)$$

Заинтересовавшись этим вопросом, я внимательно изучил работы [5–7] и заметил, что из уравнения Дирака в кулоновском поле  $V(r) = -Z\alpha/r$  следует, что помимо экспоненты (1) в волновой функции имеется ещё и существенный предэкспоненциальный множитель:

$$\psi_0(r) \approx r^v \exp(-\lambda r), \quad v = \frac{Z\alpha\varepsilon_0}{\lambda}, \quad (2)$$

который в пределе  $\varepsilon_0 \rightarrow -m$  убывает на бесконечности быстрее любой конечной степени  $r$  и приводит к поведению

$$\psi_0(r) \propto \exp\left(-\sqrt{8Z_{cr}\alpha}\frac{r}{l_C}\right), \quad r \rightarrow \infty \quad (3)$$

(при  $\varepsilon_0 = -m$  и  $Z = Z_{cr}$ ), так что волновая функция уровня на краю нижнего континуума остаётся локализо-

<sup>1</sup> Здесь и далее  $m$  и  $l_C = \hbar/mc$  — масса и комптоновская длина для электрона,  $a_B = \hbar^2/me^2 = \alpha^{-1}l_C$  — радиус Бора,  $r$  — расстояние между электроном и ядром,  $\lambda$  — безразмерный импульс связанного состояния,  $\alpha = e^2/\hbar c = 1/137$  — постоянная тонкой структуры,  $Z_{cr}$  и  $R_{cr}$  — критический заряд ядра и соответствующее расстояние между сталкивающимися ядрами, при котором электронный уровень опускается до границы нижнего континуума  $\varepsilon_0 = -mc^2$ . Мы используем релятивистские единицы  $\hbar = c = 1$ .

В.С. Попов. Институт теоретической и экспериментальной физики им. А.И. Алиханова,  
ул. Б. Черёмушкинская 25, 117218 Москва, Российская Федерация  
E-mail: markina@itep.ru

Статья поступила 29 апреля 2013 г.

ванной (хотя при этом  $\lambda \rightarrow 0$ ), а средний радиус электронного облака  $\langle r \rangle \ll l_C$ . Тем самым отпадает аргументация [5] в пользу делокализации связанного состояния и перестройки поляризации вакуума при  $Z \rightarrow Z_{cr}$ .

Кратко поясним вывод этих формул. Энергия уровня  $\varepsilon_0$  включает в себя энергию покоя электрона  $m$  и зависит от  $Z$ , причём для состояний дискретного спектра  $-m \leq \varepsilon_0(Z) < m$ . Значение  $\varepsilon_0 = m$  соответствует покоящемуся свободному электрону,  $\varepsilon_0 > m$  — верхнему континууму,  $\varepsilon_0 = -m$  — критическому заряду ядра<sup>2</sup>, а  $\varepsilon_0 < -m$  — состояниям нижнего континуума (так называемое море Дирака, заполненное ненаблюдаемыми вакуумными электронами; дырка, т.е. незаполненное состояние в этом море, соответствует позитрону [21, 22]).

Аналогичным образом, если для энергии  $\varepsilon_0$  основного терма системы двух ядер с зарядами  $Z_1$  и  $Z_2$  выполняется условие  $\varepsilon_0(R; Z_1, Z_2) = -m$ , где  $R$  — расстояние между ядрами, то этим определяется "критическое" межъядерное расстояние  $R_{cr}(Z_1, Z_2)$ . При сближении этих ядер на расстояние  $R < R_{cr}$  связанный уровень исчезает из дискретного спектра, превращаясь в квазистационарный уровень и уходя в нижний континуум, и начинается спонтанное рождение  $e^+e^-$ -пар из вакуума, причём электроны "салятся" на К-орбиту (если при  $R > R_{cr}$  она не была занята электронами), а позитроны, просачиваясь сквозь кулоновский барьер, уходят на бесконечность, где могут быть зарегистрированы. В пороговой области ( $Z - Z_{cr} \ll Z_{cr}$ ) вероятность спонтанного рождения позитронов экспоненциально мала [9–11], поскольку барьер в эффективном потенциале  $U \approx \varepsilon V - V^2/2$  является широким и имеет малую проницаемость.

После этих пояснений перейдём к формулам (1)–(3). Первые две из них следуют из квазиклассического выражения для волновой функции электрона  $\psi_0(r) \propto \exp\{i \int^r p(r') dr'\}$ , где в случае векторной связи<sup>3</sup> импульс под барьером выражается как

$$p(r) = \sqrt{(\varepsilon_0 - V(r))^2 - m^2}$$

(считаем, что потенциал  $V(r) \rightarrow 0$  на бесконечности). Для кулоновского поля, когда  $V(r) = -Z\alpha/r$  при  $r > r_N$ , имеем

$$ip(r) = -\lambda + \frac{Z\alpha\varepsilon_0}{\lambda r} + O\left(\frac{1}{r^2}\right), \quad (4)$$

что сразу даёт формулу (2), а для короткодействующего ( $Z = 0$ ) потенциала приводит к (1). В общем случае

$$\psi_0(r) \propto \exp(-\lambda r) \exp\left(-\frac{\varepsilon_0}{\lambda} \int^r V(r') dr' + \dots\right), \quad r \rightarrow \infty, \quad (5)$$

<sup>2</sup> Точная величина критического заряда  $Z_{cr} > 137$  зависит от радиуса ядра  $r_N$  и в меньшей степени от распределения электрического заряда по объёму ядра, от степени ионизации внешних электронных оболочек атома, диффузности края ядра и тому подобных факторов [8–18]. Первая оценка  $Z_{cr}$  принадлежит Померанчуку и Смородинскому [7], которые учли в уравнении Дирака обрезание кулоновского потенциала на малых расстояниях, однако их оценка оказалась завышенной. Расчёты показывают [8–11], что  $Z_{cr} \approx 170$  для основного уровня  $1s_{1/2}$ ,  $Z_{cr} = 185$  и  $230$  для возбуждённых состояний  $2p_{1/2}$  и  $2s_{1/2}$  и т.д. Вычисление  $R_{cr}$ , которое требует численного решения "задачи двух центров" для уравнения Дирака, было выполнено в [14–20].

<sup>3</sup> То есть для электромагнитного (кулоновского) взаимодействия электрона с ядром.

откуда видно, что наличие степенной функции  $r^v$  в предэкспоненциальном множителе формулы (2) связано именно с кулоновским "хвостом" атомного потенциала  $V(r)$ .

Что касается асимптотики (3) на краю нижнего континуума, то её вывод более сложен и не может быть получен непосредственно из (2), а требует точного решения уравнения Дирака при энергии  $\varepsilon_0 = -m$ , которое в случае кулоновского поля притяжения находится аналитически и имеет вид<sup>4</sup>

$$\psi_0(r) = \text{const } K_{iv}(\sqrt{8Z\alpha r}), \quad v = 2\sqrt{(Z\alpha)^2 - 1}, \quad Z\alpha > 1, \quad (6)$$

где  $K_{iv}(x)$  — функция Макдональда, известная из теории специальных функций. Поскольку  $K_{iv}(x) \propto \exp(-x)$  при  $x \gg 1$ , отсюда сразу следует асимптотика (3). Отметим специфический характер убывания волновой функции уровня:  $\psi_0(r) \propto \exp(-c_1\sqrt{r})$  при  $\varepsilon_0 = -m$  и  $r \rightarrow \infty$ , отличный от привычного поведения  $\psi_0(r) \propto \exp(-\lambda r)$  в случаях короткодействующих потенциалов.

Имеется существенное различие в поведении атомных волновых функций при  $\varepsilon_0 \rightarrow m$  и  $\varepsilon_0 \rightarrow -m$ , хотя в обоих случаях  $\lambda \rightarrow 0$ . В первом случае (водородоподобный атом) энергия уровней  $\varepsilon_n = m(1 - (Z\alpha)^2/2n^2)$ ,  $n = 1, 2, 3, \dots$  — главное квантовое число уровня и

$$\lambda = \frac{Z}{n}, \quad v = n, \quad \psi_n(r) \propto r^n \exp\left(-\frac{Z}{n} r\right) \quad (7)$$

(в атомных единицах  $\hbar = m = e = 1$ ). При этом электронная плотность достигает максимума на расстояниях  $\langle r \rangle \sim n^2 Z^{-1} a_B$  от ядра и при  $n \rightarrow \infty$ , т.е.  $\varepsilon_n \rightarrow m$ , происходит делокализация связанного состояния<sup>5</sup>. Напротив, при  $Z \rightarrow Z_{cr}$  и  $\varepsilon_0 \rightarrow -m$  атомное состояние сжимается, его средний радиус  $\langle r \rangle$  убывает с возрастанием  $Z$ . При  $Z = Z_{cr}$  имеем:  $\langle r \rangle \sim \alpha^{1/2} l_C \approx 0,001 a_B$ , причём численное значение  $\langle r \rangle$  зависит от радиуса ядра  $r_N$  [9–11]. Таким образом, при наличии кулоновского поля симметрия решений уравнения Дирака по знаку энергии  $\varepsilon$  уже не имеет места.

Выяснив всё это, я с некоторым волнением позвонил Якову Борисовичу и изложил свои соображения. Его первая реакция была отрицательной: "Вы где-то ошиблись". Однако, выслушав меня, сказал, что "надо подумать". И буквально через 2–3 дня сам позвонил мне: "Да, по-видимому, Вы правы. Приезжайте, и обсудим всё подробнее". А в конце нашей беседы сказал: "Вам надо встретиться с Мигдалом — у него есть идеи о позитронных уровнях, выходящих из нижнего континуума. Попробуйте в этом разобраться".

Так началось моё знакомство и сотрудничество с Яковом Борисовичем Зельдовичем и Аркадием Бенедиктовичем Мигдалом (ЯБ и АБ, как обычно называли их между собой ученики и сотрудники). Оглядываясь назад, вижу, что это были наиболее яркие события в моей научной биографии. Хотя непосредственное сотрудниче-

<sup>4</sup> Решение, убывающее на бесконечности. Подробности вычислений можно найти в работах [8] (численный расчёт) и [9–11] (аналитическое решение) (см. также [4, 14–17]). Заметим, что выражение (6) относится к верхней компоненте дираковского биспинора; нижняя компонента имеет несколько иной вид, но асимптотика (3) сохраняется и для неё.

<sup>5</sup> По-видимому, именно этот случай имели в виду авторы работы [5].

ство с ними заняло не так уж много времени и уклады-вается в 1970–1977 годы, оно принесло мне неоценимую пользу. Я многому научился у этих замечательных физиков, в том числе стремлению к наглядному качественному объяснению ("на пальцах") физических эффектов и результатов громоздких вычислений. Работы по квантовой электродинамике сверхсильных кулоновских полей, критическому заряду ядра, свойствам электронной оболочки сверхкритического атома, спонтанному рождению позитронов из вакуума при  $Z > Z_{cr}$ , или  $R < R_{cr}$ , и в столкновениях тяжёлых ядер<sup>6</sup>, теории аномальных и сверхзаряженных ядер подробно обсуждались с ЯБ и (или) с АБ, что имело для нас большое значение. В сущности, вся моя работа в области  $Z > 137$  началась с изучения статей [5–7], в которых была дана постановка задачи. Следует отметить, что ясное и непротиворечивое изложение проблемы поляризации вакуума и сверхсвязанных электронов в нижнем континууме при  $Z > Z_{cr}$  и  $\varepsilon < -m$  впервые было дано в работах [4, 14–16, 23].

Мне хотелось бы ещё остановиться на обсуждении вопроса о позитронных уровнях, которые, по мнению АБ, с возрастанием заряда ядра  $Z > 137$  могли бы появляться из нижнего континуума. По совету ЯБ я исследовал этот вопрос на основе релятивистского уравнения Дирака (описывающего как электроны, так и позитроны) и таких уровней не нашёл<sup>7</sup>. Это явилось предметом дискуссии, происходившей в начале 1970 г.; в обсуждении участвовали ЯБ, АБ и автор этих строк. В то время АБ твёрдо верил в существование таких состояний, а мы с ЯБ возражали ему. Очевидно, наши возражения постепенно стали раздражать АБ, обсуждение стало темпераментным и пошло "в разнос". Наконец, ЯБ заметил: "Кады! Ты забыл про принцип Паули!" — на что последовала мгновенная и бурная реакция АБ, после чего ЯБ оборвал дискуссию, сказав: "Давайте сегодня закончим на этом, но не думай, Кады, что я не мог бы ответить тебе достойно и в том же стиле. Просто присутствие Владимира Степановича меня несколько стесняет". Я поспешил регироваться из квартиры ЯБ, где происходило это обсуждение. Хотя с тех пор минуло уже свыше 40 лет, я хорошо помню эту сцену и ручаюсь за точный, если не буквальный, смысл изложенного выше.

Данный эпизод нашёл известное отражение в статье "Электронная структура сверхтяжёлых атомов" [4], в которую ЯБ вставил "двустиишие Велимира Хлебникова"<sup>8</sup>:

<sup>6</sup> При сверхкритическом суммарном заряде ядер  $Z_1 + Z_2 > Z_{cr} \approx 170$  [8–11], который реально возникает в случае столкновения двух ядер урана, — замечание ЯБ и Герштейна [5], из которого выросли многочисленные работы (как нашей группы [9–13], так и Грейнера с сотрудниками [14–16]) по расчёту критического расстояния  $R_{cr}(Z_1, Z_2)$  в системе двух ядер, сечения спонтанного и вынужденного рождения позитронов при  $R < R_{cr}$ , их импульсного спектра и т.д. Для голых (полностью ободранных) ядер урана критическое расстояние  $R_{cr} \approx 0,1 l_C \approx 35$  фм. Зависимость  $Z_{cr}$  и  $R_{cr}$  от степени заполнения внешних электронных оболочек атома подробно обсуждается в [12–20].

<sup>7</sup> Характерным свойством уравнения Дирака является то [4, 14–16], что всякий уровень дискретного спектра  $\varepsilon_0(Z)$  монотонно опускается с возрастанием заряда ядра  $Z$  до тех пор, пока при  $Z = Z_{cr}$  не достигнет границы нижнего континуума. Для других релятивистских волновых уравнений ситуация уже не столь проста (в связи с этим см., например [4, раздел 5]).

<sup>8</sup> При этом "поэт-словотворец называет теорию микромира атомоскладом" [4].



В этом доме в квартире Зельдовича происходило описанное выше бурное обсуждение. Видно, что сегодня этот дом, в котором многие годы проживал не только Зельдович, но и другие выдающиеся учёные, в частности Нобелевский лауреат по химии Н.Н. Семёнов, Н.М. Эмануэль, находится в плачевном состоянии (хотя имелись планы создать в этом доме музей — может быть, когда-нибудь эти планы и осуществятся).

Могучий и громадный, далёк астральный лад.  
Желаешь объясненья — познай атомосклад.

Именно так было в рукописи и даже в корректуре статьи, но в последний момент ЯБ заменил "желаешь" на более нейтральное "ты ищешь", как и было напечатано в журнале. Эти стихи вызвали у меня недоумение, и я уговаривал ЯБ убрать их, но спорить с ним было бесполезно (аналогичный эпизод описан также в воспоминаниях Л.Б. Окуня [24]). Должен сознаться, что их скрытый смысл дошёл до меня лишь позднее<sup>9</sup>. Таким образом ЯБ ответил на грубость, допущенную Мигдалом в ходе описанной выше дискуссии. Нужно сказать, что данный

<sup>9</sup> Меня, однако, удивило, что в редакции *УФН* не потребовали ссылки на В. Хлебникова с точным указанием названия, издательства и года (что в те времена было, по-видимому, обязательным условием для публикации в советских журналах) и ограничились ссылкой на "разыскания Я.Б. Зельдовича". В других случаях это требование строго соблюдалось (см., например, в работе [4] ссылки [37], [54] и [57] на стихи Валерия Брюсова, на выражение "в пиквическом смысле" и приписываемое Н. Бору высказывание о том, что такое "настоящий специалист в данной области" (излишне говорить, что все эти "лирические отступления" были включены в статью Яковом Борисовичем).

эпизод не отразился на тёплых, дружеских отношениях, которые связывали этих двух выдающихся физиков.

В дальнейшем ЯБ проявлял неизменный интерес к нашим с М.С. Мариновым расчётам критического межъядерного расстояния  $R_{cr}$  [19, 20] и спонтанного рождения позитронов в медленных (адиабатических) столкновениях двух тяжёлых ядер, а также к проблеме рождения  $e^+e^-$ -пар из вакуума переменным электрическим полем или интенсивным лазерным излучением [25–27] (так называемый эффект Швингера).

Постепенно основные теоретические проблемы в области сверхсильных кулоновских полей были решены, и мои контакты с ЯБ ослабели. В 1975–1976 гг. Дима Воскресенский (в то время аспирант АБ) и я развивали, под руководством АБ, теорию сверхзаряженных ядер (для которых  $Ze^3 = Z/1600 \gtrsim 1$ ), электродинамика которых обладала бы своеобразными особенностями [28–30]. Так, например, электрический заряд такого сверхъядра концентрируется вблизи его поверхности<sup>10</sup>, а внутри ядра образуется электронейтральная плазма из  $p$ ,  $e$  и  $n$ , что существенно уменьшает кулоновскую энергию ядра, препятствующую его стабильности. ЯБ к этой деятельности относился скептически и, как показало время, он был прав — такие ядра неустойчивы. В эти годы я часто встречался с АБ и мог наблюдать отличие его стиля работы от стиля работы ЯБ, но это — уже другая тема [31]...

Влияние ЯБ заметно сказывается и в других работах нашей группы, не относящихся к "проблеме  $Z > 137$ ". Так, в статье "Уровни энергии в искажённом кулоновском поле" [32] (см. также [2, с. 83]) им был указан красивый физический эффект перестройки атомного спектра близким "квазиядерным" уровнем (на примере уровней электрона в примесном полупроводнике). В дальнейшем он был переоткрыт в релятивистской кулоновской задаче с  $Z > 137$  [33], в теории легчайших адронных атомов [34, 35], изучен в деталях [36–38] и получил название "эффекта Зельдовича" [36, 38]. Этот эффект может проявляться в спектрах квантовых систем, для которых потенциал взаимодействия состоит из двух частей с сильно несоизмеримыми радиусами, например короткодействующий ("сильный") потенциал  $V_s$  с радиусом  $r_0$  и дальнедействующий кулоновский потенциал  $U = -Ze^2/r$ , причём  $r_0 \ll a_B = \hbar^2/Zme^2$ . При этом условии можно получить безмодельное уравнение [35], определяющее энергии  $s$ -уровней атомного спектра через длину  $s$ -рассеяния  $a_s$  на сильном потенциале. Это позволяет по энергии одного из уровней (взятой из эксперимента либо из численного расчёта) восстановить, не решая уравнения Шрёдингера, весь спектр атомных со-

стояний с  $l = 0$ . Специфические особенности эффекта Зельдовича для состояний с угловым моментом  $l \neq 0$  рассмотрены в [37, 38]. Недавно было замечено [39, 40], что в спектре атома водорода, находящегося в сверхсильном магнитном поле  $B \sim 10^{12} - 10^{15}$  Гс (такие поля существуют на поверхности пульсаров (нейтронных звёзд) и в так называемых магнитарах), эффект Зельдовича проявляется для чётных (относительно отражения  $z \rightarrow -z$  вдоль магнитного поля) уровней.

ЯБ интересовался теорией нестабильных (квазистационарных) состояний и предложил для них способ нормировки гамовских волновых функций<sup>11</sup> и оригинальную формулу [41, 42] теории возмущений (ТВ). Этот подход (метод регуляризации Зельдовича) применялся в задачах квантовой механики и атомной физики, в том числе для вычисления вероятности фотоионизации отрицательных ионов ( $H^-$ ,  $Na^-$  и т.д.) в лазерном поле с циркулярной поляризацией [43, 44]. В простейшем (дискретном) варианте метод Зельдовича состоит в том, что расходящемуся ряду приписывается обобщённая сумма  $S$ :

$$S \equiv \sum_n^\infty a_n = \lim \sum_n^\infty a_n \exp(-\alpha n^2), \quad \alpha \rightarrow +0, \quad (8)$$

и аналогично для интегралов. Этот метод — более мощный, чем известные из математики методы суммирования расходящихся рядов Чезаро, Абеля и Бореля. Как правило, он достаточен для придания физического смысла расходимостям, возникающим в теории квазистационарных состояний [42–45].

ЯБ получил [46] своеобразную формулу 2-го порядка ТВ, которая, в отличие от стандартной формулы, не требует знания всего энергетического спектра системы. Предложенный в [46–49] приём<sup>12</sup> оказался удобным и применялся при вычислении высших порядков ТВ для ангармонического осциллятора, потенциала воронки и эффекта Штарка в атоме водорода [47–49]. Соответствующие ряды ТВ расходятся факториально, и они могут быть непосредственно использованы только в области слабых полей. Применяя методы суммирования расходящихся рядов, в том числе метод Зельдовича, удалось вычислить штарковские сдвиги и ширины уровней атома водорода в сильном электрическом поле [47–49], далеко за границами области применимости обычной ТВ.

ЯБ ввёл [50, 51] (одновременно с В.И. Ритусом [52]) понятие о квазиэнергии  $E_\alpha$  для атома, находящегося в поле световой волны:

$$\psi_\alpha(\mathbf{r}, t + T) = \exp\left(-i \frac{E_\alpha T}{\hbar}\right) \psi_\alpha(\mathbf{r}, t), \quad -\infty < t < \infty \quad (9)$$

( $T = 2\pi/\omega$  — период волны,  $\psi_\alpha$  — периодическая функция времени), и рассмотрел вопрос о вынужденном излуче-

<sup>10</sup> Согласно [28–30], вблизи поверхности сверхъядра в узком (по сравнению с радиусом этого ядра) слое толщиной  $\sim 12-15$  фм расположен нескомпенсированный заряд и имеется огромное электрическое поле, превышающее критическое, или швингеровское, поле  $\mathcal{E}_{cr} = m_e^2 c^3 / e\hbar$  в квантовой электродинамике. Для стабильности сверхзаряженных ядер требуется дополнительное притягивательное взаимодействие между нуклонами, которое, по мнению Мигдала, может возникнуть при уплотнении ядерного вещества и образовании пионного конденсата. Идея о  $\pi$ -конденсации, которая принадлежит Мигдалу, развивалась многими авторами. Сейчас принято считать (замечание Д.Н. Воскресенского), что  $\pi$ -конденсат может существовать в плотных сердцевинах нейтронных звёзд. В литературе обсуждается также возможность  $\pi$ -конденсации в кварковой материи.

<sup>11</sup> Гамовские волновые функции экспоненциально возрастают на бесконечности, поэтому обычное условие нормировки не может быть выполнено, а формулы теории возмущений требуют модификации.

<sup>12</sup> Замена уравнения Шрёдингера нелинейным уравнением типа Риккати для логарифмической производной волновой функции даёт возможность эффективно вычислять высокие порядки ТВ в случае простых аналитических потенциалов. Таким способом в задаче о штарк-эффекте в атоме водорода были вычислены 160 порядков ТВ для энергии основного уровня и 100 порядков — для возбуждённых состояний [47–49].

нии фотонов из квазиэнергетического состояния<sup>13</sup>. Квазиэнергия аналогична квазиимпульсу электрона в периодическом потенциале кристаллической решётки (волны Блоха). В настоящее время подход с использованием квазиэнергий является стандартным в атомной и лазерной физике. Определение спектра квазиэнергий для конкретной атомной системы представляет собой достаточно сложную задачу. В работе [54] был найден спектр квазиэнергий для модельной задачи о нестационарном гармоническом осцилляторе, допускающей точное решение (см. также [42, с. 268]). На этом примере видно, что даже в случае "запирающего" осцилляторного потенциала  $V(x) = (1/2)\omega^2(t)x^2$  спектр квазиэнергий может быть как дискретным, так и непрерывным — в зависимости от конкретного вида частоты  $\omega(t)$ .

Отметим, что ЯБ привлек наше внимание к "парадоксу гармонического осциллятора" в квантовой теории излучения. Как известно, вероятность дипольного излучения при переходе между уровнями  $E_i$  и  $E_f$  имеет вид

$$w_{if} = \frac{4\omega_{if}^3}{3\hbar c^3} |\langle f | \mathbf{er} | i \rangle|^2, \quad \omega_{if} = \frac{E_i - E_f}{\hbar}. \quad (10)$$

В случае гармонического осциллятора с частотой  $\omega$  все разности  $\omega_n - \omega_{n-1} = \omega$  не зависят от номера уровня  $n$ , а матричный элемент  $\langle n | \hat{x} | n-1 \rangle \propto \sqrt{n}$ . Казалось бы, отсюда следует, что вероятность перехода  $|n\rangle \rightarrow |n-1\rangle$  пропорциональна  $n$ , а ширина спектральной линии должна убывать  $\propto 1/n$ . Между тем при  $n \gg 1$  справедливо квазиклассическое приближение, поэтому ширина линии определяется постоянной затухания осциллятора и не зависит от  $n$ . В этом (кажущемся) противоречии и состоит "парадокс гармонического осциллятора", который был разъяснён в работах [55, 56], где были получены квантовые кинетические уравнения для матрицы плотности в случае систем с эквидистантным спектром. В этом специальном случае амплитуды всех переходов соответствуют одной и той же энергии  $\hbar\omega$  и интерferируют между собой. В итоге для вероятностей перехода получаются те же выражения (при любом  $n$ ), что и в классической электродинамике, и "парадокс гармонического осциллятора" разрешается сам собой. По этому поводу ЯБ как-то сказал мне (возможно, в шутку): "Парадоксы — это движущая сила науки". Здесь уместно вспомнить заметку "Как квантовая механика помогает понять выводы классической механики", опубликованную под именем П. Парадоксова [57], но принадлежащую, несомненно, самому ЯБ.

Перечисленные выше работы Якова Борисовича составляют малую, притом не главную часть его научного наследия [1–3]. Однако уже из них видно, как широк был диапазон его научных интересов и насколько значительны полученные им результаты (см., в частности, [58–82]). Надо отметить, что характерной чертой ЯБ, так же как и АБ, был демократизм: каждый из них готов был обсуждать научные проблемы и со студентом, и с академиком, а несогласие с иной точкой зрения, выражавшееся порой в достаточно резкой форме, не переходило в плоскость личных отношений. Обсуждение с ними различных аспектов квантовой электродинамики сильных полей, как и более широкого круга физических, и не только физических, вопросов всегда было интересным и поучительным для меня [31].

Следует сказать, что Яков Борисович находил время, чтобы выикать в вопрос математического образования, необходимого для будущих физиков и инженеров [82, 83]. Он считал, что принятый во многих руководствах по высшей математике формальный аксиоматический ме-

тод, основанный на "отточенной  $\varepsilon$ - $\delta$ -технике" [83], неудобен для приложений и не приводит к активному усвоению этой науки студентами. Свою точку зрения ЯБ в яркой форме выразил в книгах [82–84] (см. также [42]).

Я благодарен судьбе, давшей мне возможность в те, уже далёкие от нас, 1980-е годы встречаться и работать с такими корифеями теоретической физики, как Яков Борисович Зельдович и Аркадий Бенедиктович Мигдал, свои впечатления о встречах с которыми я попытался изложить выше.

Настоящая статья основана на выступлении автора на Международной конференции "The Sun, the Stars, the Universe and General Relativity", посвящённой 95-й годовщине со дня рождения Я.Б. Зельдовича (Zel'dovich Meeting, Минск, 20–23 апреля 2009 г.). Я благодарен Р. Руффини за предложение записать эти воспоминания, а также С.И. Блиникову, Д.Н. Воскресенскому, М.И. Высоцкому, С.И. Годунову, В.С. Имшеннику, В.Д. Муру, Л.Б. Окуню и В.А. Рубакову, прочитавшим статью в рукописи и сделавшим ряд полезных замечаний. Я выражаю благодарность В.М. Вайнбергу и Д.В. Попову за помощь в подготовке рукописи к печати.

## Список литературы

1. Зельдович Я Б *Химическая физика и гидродинамика: Избранные труды* (Под ред. Ю Б Харитона) (М.: Наука, 1984) [Zeldovich Ya B *Chemical Physics and Hydrodynamics: Selected Works of Yakov Borisovich Zeldovich* (Eds J P Ostriker, G I Barenblatt, R A Sunyaev) (Princeton, N.J.: Princeton Univ. Press, 1993)]
2. Зельдович Я Б *Частицы, ядра, Вселенная: Избранные труды* (Под ред. Ю Б Харитона) (М.: Наука, 1985) [Zeldovich Ya B *Particles, Nuclei, and the Universe: Selected Works of Yakov Borisovich Zeldovich* (Eds J P Ostriker, G I Barenblatt, R A Sunyaev) (Princeton, N.J.: Princeton Univ. Press, 1993)]
3. Александров А П и др. *УФН* **155** 729 (1988) [Aleksandrov A P et al. *Sov. Phys. Usp.* **31** 778 (1988)]
4. Зельдович Я Б, Попов В С *УФН* **105** 403 (1971) [Zeldovich Ya B, Popov V S *Sov. Phys. Usp.* **14** 673 (1972)]
5. Герштейн С С, Зельдович Я Б *ЖЭТФ* **57** 654 (1969) [Gershtein S S, Zel'dovich Ya B *Sov. Phys. JETP* **30** 358 (1969)]
6. Gershtein S S, Zel'dovich Ya B *Nuovo Cimento Lett.* **1** 835 (1969)
7. Pomeranchuk I Ya, Smorodinsky Ya A *J. Phys. USSR* **9** 97 (1945)
8. Pieper W, Greiner W *Z. Phys.* **218** 327 (1969)
9. Попов В С *Письма в ЖЭТФ* **11** 254 (1970) [Popov V S *JETP Lett.* **11** 162 (1970)]
10. Попов В С *ЯФ* **12** 429 (1970) [Popov V S *Sov. J. Nucl. Phys.* **12** 235 (1971)]
11. Попов В С *ЖЭТФ* **59** 956 (1970) [Popov V S *Sov. Phys. JETP* **32** 526 (1971)]
12. Gershtein S S, Popov V S *Lett. Nuovo Cimento* **6** 593 (1973)
13. Попов В С *ЖЭТФ* **65** 35 (1973) [Popov V S *Sov. Phys. JETP* **38** 18 (1974)]
14. Greiner W, Müller B, Rafelski J *Quantum Electrodynamics of Strong Fields* (Berlin: Springer-Verlag, 1985)
15. Rafelski J, Müller B, Greiner W *Nucl. Phys. B* **68** 585 (1974)
16. Rafelski J, Müller B *Phys. Lett. B* **65** 205 (1976)
17. Попов В С *Природа* (10) 14 (1981)
18. Попов В С *ЯФ* **64** 421 (2001) [Popov V S *Phys. Atom. Nucl.* **64** 367 (2001)]
19. Lisin V I, Marinov M S, Popov V S *Phys. Lett. B* **69** 141 (1977)
20. Lisin V I, Marinov M S, Popov V S *Phys. Lett. B* **91** 20 (1980)
21. Dirac P A M *Proc. R. Soc. London A* **117** 610 (1928)
22. Dirac P A M *The Principles of Quantum Mechanics* (Oxford: Clarendon Press, 1958)
23. Okun L *Comm. Nucl. Part. Phys.* **6** 25 (1974)
24. Окунь Л Б, в сб. *Знакомый незнакомый Зельдович в воспоминаниях друзей, коллег, учеников* (Отв. ред. С С Герштейн, Р А Сюняев, Сост. Н Д Морозова) (М.: Наука, 1993) с.182
25. Попов В С *ЖЭТФ* **61** 1334 (1971) [Popov V S *Sov. Phys. JETP* **34** 709 (1972)]
26. Попов В С *ЯФ* **19** 1140 (1974) [Popov V S *Sov. J. Nucl. Phys.* **19** 584 (1974)]
27. Marinov M S, Popov V S *Fortschr. Phys.* **25** 373 (1977)
28. Мигдал А Б, Воскресенский Д Н, Попов В С *Письма в ЖЭТФ* **24** 186 (1976) [Migdal A B, Voskresenskii D N, Popov V S *JETP Lett.* **24** 163 (1976)]
29. Мигдал А Б, Попов В С, Воскресенский Д Н *ЖЭТФ* **72** 834 (1977) [Migdal A B, Popov V S, Voskresenskii D N *Sov. Phys. JETP* **45** 436 (1977)]
30. Popov V *AIP Conf. Proc.* **1205** 127 (2010)
31. Попов В С, Препринт № 34-01 (М.: ИТЭФ, 2001)
32. Зельдович Я Б *ФТТ* **1** 1637 (1959) [Zel'dovich Ya B *Sov. Phys. Solid State* **1** 1497 (1959)]

<sup>13</sup> Следует отметить, что при рассмотрении релятивистского электрона в поле сильной электромагнитной волны Никишов и Ритус [53] ввели четырёхмерный квазиимпульс, временная компонента которого совпадает с квазиэнергией.

33. Попов В С *ЖЭТФ* **60** 1228 (1971) [Popov V S *Sov. Phys. JETP* **33** 665 (1971)]
34. Кудрявцев А Е, Маркушин В Е, Шапиро И С *ЖЭТФ* **74** 432 (1978) [Kudryavtsev A E, Markushin V E, Shapiro I S *Sov. Phys. JETP* **47** 225 (1978)]
35. Кудрявцев А Е, Попов В С *Письма в ЖЭТФ* **29** 311 (1979) [Kudryavtsev A E, Popov V S *JETP Lett.* **29** 280 (1979)]
36. Badalyan A M, Kok L P, Polikarpov M I, Simonov Yu A *Phys. Rep.* **82** 31 (1982)
37. Карнаков Б М, Мур В Д, Попов В С *ДАН СССР* **279** 345 (1984) [Karnakov B M, Mur V D, Popov V S *Sov. Phys. Dokl.* **29** 938 (1984)]
38. Карнаков В М, Кудрявцев А Е, Мур В Д, Попов В С *ЖЭТФ* **94** 65 (1988) [Karnakov V M, Kudryavtsev A E, Mur V D, Popov V S *Sov. Phys. JETP* **67** 1333 (1988)]
39. Карнаков Б М, Попов В С *ЖЭТФ* **124** 996 (2003) [Karnakov B M, Popov V S *JETP* **97** 890 (2003)]
40. Попов В С, Карнаков Б М *ЖЭТФ* **141** 5 (2012) [Popov V S, Karnakov B M *JETP* **114** 1 (2012)]
41. Зельдович Я Б *ЖЭТФ* **39** 776 (1960) [Zel'dovich Ya B *Sov. Phys. JETP* **12** 542 (1961)]
42. Базь А И, Зельдович Я Б, Переломов А М *Рассеяние, реакции и распады в нерелятивистской квантовой механике* 2-е изд. (М.: Наука, 1971) [Baz' A I, Zel'dovich Ya B, Perelomov A M *Scattering, Reactions and Decay in Nonrelativistic Quantum Mechanics* 1st ed. (Jerusalem: Israel Program for Scientific Translations, 1969)]
43. Мур В Д, Поздняков С Г, Попов В С, Попруженко С В *Письма в ЖЭТФ* **75** 294 (2002) [Mur V D, Pozdnyakov S G, Popov V S, Popruzhenko S V *JETP Lett.* **75** 249 (2002)]
44. Mur V D, Popruzhenko S V, Pozdnyakov S G, Popov V S *Phys. Lett. A* **316** 226 (2003)
45. Мур В Д, Поздняков С Г, Попруженко С В, Попов В С *ЯФ* **68** 708 (2005) [Mur V D, Pozdnyakov S G, Popruzhenko S V, Popov V S *Phys. Atom. Nucl.* **68** 677 (2005)]
46. Зельдович Я Б *ЖЭТФ* **31** 1101 (1956) [Zel'dovich Ya B *Sov. Phys. JETP* **4** 142 (1956)]
47. Popov V S, Mur V D, Shchelykin A V, Weinberg V M *Phys. Lett. A* **124** 77 (1987)
48. Popov V S, Mur V D, Sergeev A V, Weinberg V M *Phys. Lett. A* **149** 418 (1990); Popov V S, Mur V D, Sergeev A V *Phys. Lett. A* **149** 425 (1990)
49. Mur V D, Popov V S *Laser Phys.* **3** 462 (1993)
50. Зельдович Я Б *ЖЭТФ* **51** 1492 (1966) [Zel'dovich Ya B *Sov. Phys. JETP* **24** 1006 (1967)]
51. Зельдович Я Б *УФН* **110** 139 (1973) [Zel'dovich Ya B *Sov. Phys. Usp.* **16** 427 (1973)]
52. Ритус В И *ЖЭТФ* **51** 1544 (1966) [Ritus V I *Sov. Phys. JETP* **24** 1041 (1967)]
53. Никишов А И, Ритус В И *ЖЭТФ* **46** 776 (1964) [Nikishov A I, Ritus V I *Sov. Phys. JETP* **19** 529 (1964)]
54. Переломов А М, Попов В С *ТМФ* **3** 377 (1970) [Perelomov A M, Popov V S *Theor. Math. Phys.* **3** 582 (1970)]
55. Зельдович Я Б, Переломов А М, Попов В С *ЖЭТФ* **55** 589 (1968) [Zel'dovich Ya B, Perelomov A M, Popov V S *Sov. Phys. JETP* **28** 308 (1969)]
56. Белавин А А, Зельдович Б Я, Переломов А М, Попов В С *ЖЭТФ* **56** 264 (1969) [Belavin A A, Zel'dovich B Ya, Perelomov A M, Popov V S *Sov. Phys. JETP* **29** 145 (1969)]
57. Парадоксов П *УФН* **89** 707 (1966) [Paradoksov P *Sov. Phys. Usp.* **9** 618 (1967)]
58. Альтшулер Л В, Зельдович Я Б, Стяжкин Ю М "Исследование изэнтропической сжимаемости и уравнений состояния делящихся материалов" *УФН* **167** 107 (1997) [Altshuler L V, Zel'dovich Ya B, Styazhkin Yu M "Investigation of isentropic compression and equations of state of fissionable materials" *Phys. Usp.* **40** 101 (1997)]
59. Зельдович Я Б, Харитон Ю Б "Деление и цепной распад урана" *УФН* **163** (4) 107 (1993) [Zeldovich Ya B, Khariton Yu B "Fission and chain decay of uranium" *Phys. Usp.* **36** 311 (1993)]
60. Гуревич И И, Зельдович Я Б, Померанчук И Я, Харитон Ю Б "Использование ядерной энергии легких элементов" *УФН* **161** (5) 171 (1991) [Khariton Yu B, Zeldovich Ya B, Gurevich I I, Pomeranchuk I Ya "Utilization of the nuclear energy of the light elements" *Sov. Phys. Usp.* **34** 445 (1991)]
61. Зельдович Я Б, Бучаченко А Л, Франкевич Е Л "Магнитно-спиновые эффекты в химии и молекулярной физике" *УФН* **155** 3 (1988) [Zel'dovich Ya B, Buchachenko A L, Frankevich E L "Magnetic-spin effects in chemistry and molecular physics" *Sov. Phys. Usp.* **31** 385 (1988)]
62. Зельдович Я Б, Михайлов А С "Флуктуационная кинетика реакций" *УФН* **153** 469 (1987) [Zel'dovich Ya B, Mikhailov A S "Fluctuation kinetics of reactions" *Sov. Phys. Usp.* **30** 977 (1987)]
63. Зельдович Я Б, Рузмайкин А А "Гидромагнитное динамо как источник планетарного, солнечного и галактического магнетизма" *УФН* **152** 263 (1987) [Zeldovich Ya B, Ruzmaikin A A "The hydromagnetic dynamo as the source of planetary, solar, and galactic magnetism" *Sov. Phys. Usp.* **30** 494 (1987)]
64. Зельдович Я Б, Молчанов С А, Рузмайкин А А, Соколов Д Д "Пережимаемость в случайной среде" *УФН* **152** 3 (1987) [Zel'dovich Ya B, Molchanov S A, Ruzmaikin A A, Sokolov D D "Intermittency in random media" *Sov. Phys. Usp.* **30** 353 (1987)]
65. Зельдович Я Б, Гришук Л П "Тяготение, общая теория относительности и альтернативные теории" *УФН* **149** 695 (1986) [Zel'dovich Ya B, Grishchuk L P "Gravitation, the general theory of relativity, and alternative theories" *Sov. Phys. Usp.* **29** 780 (1986)]
66. Зельдович Я Б, Соколов Д Д "Фракталы, подобие, промежуточная асимптотика" *УФН* **146** 493 (1985) [Zel'dovich Ya B, Sokolov D D "Fractals, similarity, intermediate asymptotics" *Sov. Phys. Usp.* **28** 608 (1985)]
67. Шандарин С Ф, Дорошкевич А Г, Зельдович Я Б "Крупномасштабная структура Вселенной" *УФН* **139** 83 (1983) [Shandarin S F, Doroshkevich A G, Zel'dovich Ya B "The large-scale structure of the universe" *Sov. Phys. Usp.* **26** 46 (1983)]
68. Зельдович Я Б, Хлопов М Ю "Масса нейтрино в физике элементарных частиц и космологии ранней Вселенной" *УФН* **135** 45 (1981) [Zel'dovich Ya B, Khlupov M Yu "The neutrino mass in elementary-particle physics and in big bang cosmology" *Sov. Phys. Usp.* **24** 755 (1981)]
69. Зельдович Я Б "Теория вакуума, быть может, решает загадку космологии" *УФН* **133** 479 (1981) [Zel'dovich Ya B "Vacuum theory: a possible solution to the singularity problem of cosmology" *Sov. Phys. Usp.* **24** 216 (1981)]
70. Высоцкий М И, Долгов А Д, Зельдович Я Б "Космические ограничения на массы нейтральных лептонов" *УФН* **123** 703 (1977) [Vysotskii M I, Dolgov A D, Zel'dovich Ya B "Cosmological limitations on the mass of neutral leptons" *Sov. Phys. Usp.* **20** 1031 (1977)]
71. Зельдович Я Б, Манаков Н Л, Рапопорт Л П "Квазиэнергия системы, подвергнутой периодическому внешнему воздействию" *УФН* **117** 563 (1975) [Zel'dovich Ya B, Manakov N L, Rapoport L P "Quasienergy of a system subjected to a periodic external disturbance" *Sov. Phys. Usp.* **18** 920 (1975)]
72. Зельдович Я Б "Взаимодействие свободных электронов с электромагнитным излучением" *УФН* **115** 161 (1975) [Zel'dovich Ya B "Interaction of free electrons with electromagnetic radiation" *Sov. Phys. Usp.* **18** 79 (1975)]
73. Зельдович Я Б "Космологическая постоянная и теория элементарных частиц" *УФН* **95** 209 (1968) [Zel'dovich Ya B "The cosmological constant and the theory of elementary particles" *Sov. Phys. Usp.* **11** 381 (1968)]
74. Зельдович Я Б "Горячая модель Вселенной" *УФН* **89** 647 (1966) [Zel'dovich Ya B "The 'hot' model of the Universe" *Sov. Phys. Usp.* **9** 602 (1967)]
75. Зельдович Я Б, Окунь Л Б, Пикельнер С Б "Кварки: астрофизический и физико-химический аспекты" *УФН* **87** 113 (1965) [Zel'dovich Ya B, Okun L B, Pikel'ner S B "Quarks: astrophysical and physicochemical aspects" *Sov. Phys. Usp.* **8** 702 (1966)]
76. Зельдович Я Б, Новиков И Д "Релятивистская астрофизика. I" *УФН* **84** 377 (1964) [Zel'dovich Ya B, Novikov I D "Relativistic astrophysics. I" *Sov. Phys. Usp.* **7** 763 (1965)]
77. Зельдович Я Б, Новиков И Д "Релятивистская астрофизика. II" *УФН* **86** 447 (1965) [Zel'dovich Ya B, Novikov I D "Relativistic astrophysics. II" *Sov. Phys. Usp.* **8** 522 (1966)]
78. Базь А И, Гольданский В И, Зельдович Я Б "Систематика легчайших ядер" *УФН* **85** 445 (1965) [Baz' A I, Gol'danskii V I, Zel'dovich Ya B "Systematics of the lightest nuclei" *Sov. Phys. Usp.* **8** 177 (1965)]
79. Герштейн С С, Зельдович Я Б "Ядерные реакции в холодном водороде. I. Мезонный катализ" *УФН* **71** 581 (1960) [Zel'dovich Ya B, Gershtein S S "Nuclear reactions in cold hydrogen I. Mesonic catalysis" *Sov. Phys. Usp.* **3** 593 (1961)]
80. Зельдович Я Б, Райзер Ю П "Ударные волны большой амплитуды в газах" *УФН* **63** 613 (1957)
81. Зельдович Я Б, Лукьянов С Ю, Смородинский Я А "Свойства нейтрино и двойной  $\beta$ -распад" *УФН* **54** 361 (1954)
82. Зельдович Я Б *Высшая математика для начинающих и ее приложения к физике* 5-е изд. (М.: Наука, 1970)
83. Зельдович Я Б, Яглом И М *Высшая математика для начинающих физиков и технологов* (М.: Наука, 1982)
84. Зельдович Я Б, Мышкис А Д *Элементы прикладной математики* 3-е изд. (М.: Наука, 1972)

### "The host of heaven is far..." (my recollections of Ya.B. Zeldovich)

V.S. Popov, *Alikhanov Institute for Theoretical and Experimental Physics, ul. B. Chermushkinskaya 25, 117218 Moscow, Russian Federation*

Recollections about the prominent Soviet theoretical physicist Academician Ya.B. Zeldovich and his influence on the scientific work of the author and the author's colleagues.

PACS numbers: **01.60. + q**, **01.65. + g**, **03.65. – w**

Bibliography — 84 references

*Uspekhi Fizicheskikh Nauk* **184** (4) 451 – 456 (2014)

DOI: 10.3367/UFNr.0184.201404i.0451

Received 29 April 2013

*Physics – Uspekhi* **57** (4) (2014)

Главный редактор Л.В. КЕЛДЫШ

**РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ:**

М.С. АКСЕНТЬЕВА (ответственный секретарь), Е.Б. АЛЕКСАНДРОВ, П.И. АРСЕЕВ,  
В.С. БЕСКИН, В.Б. БРАГИНСКИЙ, Ю.В. ГУЛЯЕВ, С.П. ДЕНИСОВ, И.М. ДРЁМИН,  
Г.Р. ИВАНИЦКИЙ, А.А. КАПЛЯНСКИЙ, Г.Н. КУЛИПАНОВ, М.Б. МЕНСКИЙ,  
Г.А. МЕСЯЦ, Л.Б. ОКУНЬ, Л.П. ПИТАЕВСКИЙ (зам. главного редактора), В.И. РИТУС,  
В.А. РУБАКОВ (первый зам. главного редактора), О.В. РУДЕНКО (зам. главного редактора),  
М.В. САДОВСКИЙ, Б.М. СМИРНОВ, В.Е. ФОРТОВ

"Успехи физических наук" (сокращенно УФН) — журнал, публикующий обзоры современного состояния наиболее актуальных проблем физики и смежных с нею наук. Предназначается для научных работников, аспирантов, студентов-физиков старших курсов, преподавателей. Выходит 12 раз в год (1 том, включающий 12 номеров; при цитировании статей 1990–1993 гг. обязательно указывается номер журнала). Список указателей к вышедшим томам помещался на первой странице годового указателя статей в декабрьских номерах 1990–1995, 1997–2010, 2013 гг.

## ***Вниманию читателей!***

*Постановление Президиума  
Российской академии наук  
"О проведении юбилейных мероприятий,  
посвящённых 100-летию со дня рождения  
академика Я.Б. Зельдовича"  
см. на с. 246 и с. 312, т. 184, № 3, 2014 г.*

*Информацию о научной сессии Отделения физических наук РАН,  
посвящённой юбилею Я.Б. Зельдовича, см. на с. 408 этого номера*

*Электронные препринты статей, опубликованных в журнале УФН,  
доступны через Internet с 26 декабря 1994 года ([www.ufn.ru](http://www.ufn.ru))*

Адрес редакции:

119991 Москва, Ленинский проспект 53, Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН,

Редакция журнала "Успехи физических наук"

Тел. (499) 132-62-65. Тел./факс (499) 132-63-48

Тел./факс (499) 190-42-44, (499) 190-34-52

E-mail: [ufn@ufn.ru](mailto:ufn@ufn.ru)

## CONTENTS

### 100th ANNIVERSARY OF THE BIRTH OF Ya.B. ZELDOVICH

- 337 **From the Editorial Board**  
339 *A.A. Vikhlinin, A.V. Kravtsov, M.L. Markevich, R.A. Sunyaev, E.M. Churazov.* Clusters of galaxies  
367 *M.A. Scheel, K.S. Thorne.* Geometrodynamics: the nonlinear dynamics of curved spacetime  
379 *I.D. Novikov, A.A. Shatskii, S.O. Alekseev, D.A. Tret'yakova.* Ya.B. Zeldovich's ideas and modern Brans–Dicke cosmology  
387 *A.M. Cherepashchuk.* Black holes in binary stellar systems and galactic nuclei  
409 *M.R. Gilfanov, R.A. Sunyaev.* Radiation-dominated boundary layer between accretion disc and neutron star surface: theory and observations  
423 *V.G. Kurt, N.N. Shakhvorostova.* CMB spectral distortions during recombination of the primeval plasma in the early Universe  
444 Physics news on the Internet (*Yu.N. Eroshenko*)

### FROM THE HISTORY OF PHYSICS

- 445 *N.I. Shakura.* Academician Zeldovich and the foundations of disc accretion  
451 *V.S. Popov.* "The host of heaven is far..." (my recollections of Ya.B. Zeldovich)

Успехи физических наук, т. 184, № 4  
Выпускающий научный редактор *С.М. Апенко.*  
Редакторы *М.С. Аксентьева, Т.П. Романова, А.М. Семихатов.*  
Литературный редактор *Т.Б. Ларионова.*  
Стилистическое редактирование английских текстов *Е.Г. Стрельченко.*  
Редактор-библиограф *Е.В. Захарова.*

---

Сдано в набор 03.02.2014 г. Подписано к печати 04.04.2014 г. Формат 60 × 88/8.  
Бумага офсетная № 1. Печать офсетная. Усл. печ. л. 14,7. Усл. кр.-отт. 15,2.  
Физ. л. 15,00. Уч.-изд. л. 18,75. Тираж 500 экз. Заказ 405.  
Условия оформления подписки на журнал "Успехи физических наук" на 2014 г. см. на с. 1376, т. 183, № 12, 2013 г.  
Стоимость отдельного номера журнала за 1994–2013 гг. для организаций — 200 руб.;  
для индивидуальных подписчиков — 100 руб.  
(заказ в ООО "ЦЕНТРОЭКС" по тел. (495) 543-32-92 или по адресу 125493 Москва, а/я 334).

---

Адрес редакции: 119991 Москва, Ленинский проспект 53, Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН,  
Редакция журнала "Успехи физических наук".  
Тел. (499) 132-62-65. Тел./факс (499) 132-63-48. Тел./факс (499) 190-42-44, (499) 190-34-52. E-mail: ufn@ufn.ru

---

Оригинал-макет подготовлен в Редакции журнала "Успехи физических наук".  
Компьютерный набор и верстка: *Н.В. Грибкова, О.В. Моргунова.*  
Компьютерная графика и фотоработы: *А.В. Бобков, Г.В. Варвашина.*  
Поддержка компьютерной системы и информационное администрирование:  
*Д.А. Олемской, Е.В. Захарова, Ю.Н. Ерошенко, И.А. Садовский, Е.А. Фриммер.*  
Номер набран и сверстан с использованием системы Advent 3B2 Total Publishing System (предоставлена фирмой Turpion Ltd.)

---

Отпечатано с оригинал-макета в ППП "Типография "Наука", 121099 Москва Г-99, Шубинский пер., 6