

Экстремальные состояния вещества на Земле и в космосе

В.Е. Фортов

7 ноября 2008 г.

Содержание

1	Введение	4
2	Вещество в экстремальных условиях. Классификация состояний	10
3	Высокие плотности энергии в лаборатории	17
3.1	Основные направления исследований	17
3.2	Генераторы высоких плотностей энергии	18
3.3	Статические и ударно-волновые методы	20
3.4	Электродинамические методы	22
4	Мощные лазеры в физике высоких плотностей энергии	25
5	Релятивистские пучки заряженных частиц	32
5.1	Генерация макроскопических объемов горячей плазмы . . .	33
5.2	Релятивистские столкновения ядер. Кварк-глюонная плазма	35
6	Астрофизические аспекты высоких плотностей энергии	41
6.1	Планеты, экзопланеты, субзвезды, белые и коричневые карлики	42
6.2	Сверхэкстремальные состояния, нейтронные и кварковые звезды, черные дыры, магнитары, кротовые норы	46
6.3	Космические струи, радиационные ударные волны и молекулярные облака, космические лучи	52
6.4	Гамма-всплески	55
6.5	Трансформация материи после Большого взрыва	57

Аннотация

Обзор посвящен изучению поведения веществ при экстремально высоких давлениях и температурах, которые удается получить в лабораторных условиях в результате кумуляции кинетической либо электромагнитной энергии. Рассмотрены также разнообразные состояния вещества и процессы, происходящие под действием сил гравитации и термоядерных энерговыделений.

1 Введение

«Мы уже знаем те законы, которым
подчиняется поведение вещества
во всех условиях, кроме
экстремальных»

С. Хокинг. Краткая история времени.

Состояние вещества с предельно высокими температурами и давлениями, а следовательно — с необычайно высокими концентрациями энергии, всегда привлекало исследователей естественным желанием достичь большего, возможностью получения рекордных параметров, перспективой продвижения в новые области фазовой диаграммы и возможностью получения в лабораториях условных экзотических состояний, из которых возникла наша Вселенная в результате Большого взрыва, и в которых находится сейчас подавляющая (95 %) масса барионного (видимого) вещества в природе. В плазме обычных и нейтронных звезд, пульсаров, черных дыр и планет-гигантов, а также открытых недавно сотен планет вне Солнечной системы. Прежде чем стать звездой вещество Вселенной последовательно проходит все круги разнообразных физических превращений: от кварков и бозонов к сложным молекулам и вновь к атомам и частицам; от релятивистских энергий к абсолютному нулю и вновь к состоянию высокоэнергетической и плотной плазмы; от гигантских плотностей к глубокому вакууму и снова к плотностям атомного ядра и кваркам. Поэтому наши фундаментальные знания относительно структуры, эволюции и истории Вселенной напрямую зависят от понимания поведения материи при всех ее трансформациях вплоть до ультравысоких концентрациях энергии, что формирует не только конкретные физические модели, но и общие мировоззренческие концепции современного естествознания. Ведь последовательно наращивая доступные для изучения высокие плотности энергии на Земле и в Космосе, мы как-бы двигаемся в прошлое на «машине времени» к сингулярным условиям Большого взрыва — момента рождения Вселенной ~ 15 млрд лет назад. [1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10].

Кроме того, устойчивым прагматическим стимулом таких исследований является практическое применение экстремальных состояний в ядерной, термоядерной и импульсной энергетике, электрофизике высоких напряжений и мощностей, для синтеза сверхтвердых веществ, для упрочнения и сварки материалов, для противоударной защиты космических аппаратов и, конечно, — для обороны. Ведь работа ядерных устройств

с контролируемым (инерционный УТС) и квазиконтролируемым (атомные и водородные заряды) энерговыделением основана на инициировании ядерных реакций в сильно сжатом и разогретом ядерном топливе.

Революционные открытия в астрономии последних десятилетий [1, 5, 6, 7, 8, 9, 10] (нейтронные звезды, пульсары, черные дыры, γ -всплески, экзопланеты и т.д.) свидетельствуют о новых примерах экстремальных состояний, изучение которых необходимо для решения самых принципиальных вопросов современной астрофизики.

Применение мощных и изоциренных систем кумуляции энергии — химических и ядерных ВВ, пороховых, легкогазовых и электродинамических «пушек», потоков заряженных частиц, лазерного и рентгеновского излучений, а также релятивистских столкновений с библейских времен битвы Давида и Галиафов поднять скорость метания макроскопических ударников на три-четыре порядка величины, а давление в ударной волне — на шесть-восемь порядков, достигнув давлений мегабарногигабарного диапазона и «ядерных» плотностей энергии вещества.

Использование высокочастотных электромагнитных полей для электродинамического ускорения заряженных частиц до околосветовых скоростей (0,999999991) дает возможность реализовать при фронтальном столкновении устремленные высокие плотности энергии $1,6 \cdot 10^{29} - 1,6 \cdot 10^{30}$ Дж/см³ ($1 - 10$ ГэВ/фм³) и давления $\sim 10 - 30$ Бар достаточные для деконфаймента кварков и возникновения кварк-глюонной плазмы, а также, возможно для рождения бозона Хиггса. Эти ультравысокие плотности энергии отстоят по времени всего на несколько микросекунд от момента Большого взрыва и выводят исследователей на самые передовые рубежи современной физики.

Развитие физики экстремально-высоких плотностей энергии в большей мере определяется реализацией оборонных, космических и ядерных программ, где экстремально высокие давления и температуры — необходимый элемент для направленного воздействия на вещество и для инициирования ядерных реакций в сжатом и разогретом ядерном топливе. Наряду с этими постоянно расширяется и круг технических проблем, связанных с физикой экстремальных состояний. Эти состояния вещества лежат в основе импульсных термоядерных реакторов с инерционным удержанием горячей плазмы, мощных взрывоманнитных и магнитогидродинамических генераторов, энергоустановок и ракетных двигателей с газофазными ядерными реакторами, плазмохимических и СВЧ-реакторов, плазмотронов и мощных источников оптического и рентгеновского излучения. Экстремальные состояния возникают при воздействии на вещество мощных ударных, детонационных и электровзрывных волн, концентрированного лазерного излучения, электронных и ионных

пучков, при мощных химических и ядерных взрывах, при импульсном испарении лайнеров пинчей и магнито-кумулятивных генераторов, при гиперзвуковом движении тел в плотных атмосферах планет, при высокоскоростном ударе и во многих иных ситуациях, характеризующихся предельно высокими давлениями и температурами. Физика приэлектродных, контактных и электровзрывных процессов при вакуумном пробое тесно связана с высокоэнергетической плазмой, определяющей работу мощных импульсных ускорителей, генераторов СВЧ-излучений и плазменных коммутаторов. Этот список легко продолжить.

Исследования высоких плотностей энергий к настоящему времени получили значительное развитие ввиду появления новых устройств генерации высоких плотностей энергии, таких, как синхротронные ускорители релятивистских ионов, лазеры, интенсивные пучки заряженных частиц, сильноточные Z-пинчи, взрывные, электровзрывные генераторы мощных ударных волн, многоступенчатые легкогазовые пушки и алмазные наковальни. Эти сложные и дорогие технические устройства позволили существенно продвинуться по шкале доступных для физического эксперимента концентраций энергии и получить в лабораторных или квазилабораторных условиях состояния макроскопических объемов мегабарного-гигабарного диапазона давлений, недостижимых для традиционной техники физического эксперимента. Применение новых генераторов для кумуляции высоких плотностей энергии приводит к разнообразным интересным физическим эффектам, таким как: радикальная перестройка энергетического спектра и состава сжатого и разогретого вещества [1, 2, 3, 4, 5, 11], новым коллективным эффектам и разнообразным неустойчивостям при взаимодействии потоков направленной энергии с плотной плазмой, ее нестационарному движению в условиях значительного радиационного переноса энергии, к релятивистским, гравитационным и ядерным явлениям и ряду иных необычных эффектов, которые сейчас и если можно предсказать, то в самом общем виде [5, 6, 7].

В последнее время интерес к науке об экстремальных состояниях резко обострился также в связи с новыми интригующими наблюдательными астрофизическими данными, полученных современными поколениями наземных и космических телескопов различных длин волн и автоматическими космическими станциями.

И хотя предельные давления лабораторной плазмы пока отличаются от максимальных астрофизических значений на 20–30 порядков, этот разрыв стремительно сокращается, а физические процессы в лаборатории и космосе часто демонстрируют поразительное разнообразие и, вместе с тем, глубокие аналогии, свидетельствуя, как минимум, о единстве физических принципов поведения вещества в широчайшем диапазоне

плотностей (42 порядка) и температур (до 10^{21} К).

Сегодня мы ясно видим, что изучение вещества в экстремальных условиях является одной из наиболее «горячих» и интенсивно развивающихся фундаментальных научных дисциплин, находящихся на стыке физики плазмы, конденсированного состояния, ядерной, атомной и молекулярной физики, нелинейной оптики и релятивистской и магнитной гидродинамики с большим разнообразием стимулированных сжатием и разогревом физических эффектов и постоянно расширяющимся набором объектов и состояний, где плазменная неидеальность играет определяющую роль. Несмотря на чрезвычайное разнообразие объектов, экспериментальных и астрофизических ситуаций, все они объединены определяющей ролью высоких плотностей энергии в их физическом поведении.

Не случайно из 30 проблем «физического минимума на начало XXI века», выдвинутых академиком В.Л. Гинзбургом [6], половина в той или иной мере посвящена физике высоких плотностей энергии.

Все эти обстоятельства являются постоянным устойчивым стимулом для интенсивных теоретических и экспериментальных исследований, в результате которых в последнее время получено большое количество новых, а главное, надежных сведений о термодинамических, структурных, газодинамических, оптических, электрофизических и транспортных свойствах вещества в экстремальных условиях. Эти конкретные сведения содержатся в обширном потоке оригинальных публикаций и докладах на конференциях, часть из которых малодоступна российским специалистам, особенно молодежи.

Традиционно под «высокими» принято [1, 2, 3, 4, 5, 9] считать концентрации энергии в веществе, превышающие $\sim 10^4$ – 10^5 Дж/см³, что соответствует энергии связи конденсированных сред (например, ВВ, Н₂ или металлов) и уровню давлений в миллионы атмосфер.

Как правило, вещество в условиях высоких плотностей энергии находится в плазменном — ионизованном состоянии ввиду процессов термической ионизации и/или ионизации давлением. В астрофизических объектах такое сжатие и разогрев осуществляется гравитационными силами и ядерными реакциями, а в лабораторных условиях — мощными ударными волнами, для возбуждения которых применяются широкий набор «драйверов» от двухступенчатых газовых пушек [12] до лазеров [13, 14] и сильноточных Z-пинчей [15, 16] мощностью сотни тераватт¹. При этом, если в астрофизических объектах время существования экстремальных состояний варьируется от миллисекунд до миллиардов лет, позволяя проводить их подробное наблюдение и измерение при помощи

¹Мощность всех электростанций Земли составляет около 3,5 ТВт.

космических зондов, орбитальных и наземных телескопов, то в земных условиях речь идет о микросекундном–фемтосекундном диапазоне длительностей [2, 3, 4, 14], что требует применения специфических предельно быстрых средств диагностики.

В настоящее время для каждой масштабной физической установки, генерирующей экстремально высокие давления и температуры, кроме решения прагматических целевых задач импульсной энергетики или обороны имеются программы работ (зачастую международные) по фундаментальной физике высоких плотностей энергии. Важно, что экспериментальные возможности импульсной техники стремительно растут, уверенно вторгаясь в область мегабарно–гигабарного диапазона. Эти рекордные параметры, дополненные экспериментами на алмазных наковальнях, взрывных и электровзрывных устройствах и легкогазовых пушках является сейчас источником новой и подчас неожиданной информации о поведении плазмы экстремальных параметров [3, 4].

Интересно, что, проводя эксперименты с лабораторной плазмой экстремальных состояний, уже сейчас удается в малом масштабе частично воспроизвести многие параметры, явления и процессы, происходящие в астрофизических объектах, информация о которых стала доступна в результате применения земных и космических наблюдательных средств. Это сведения о гидродинамическом перемешивании и неустойчивостях, ударноволновых явлениях, сильно-излучающих и релятивистских потоках и струях, солитонах, релятивистских явлениях, уравнениях состояния, составе и спектрах сжатой неидеальной плазмы, а также характеристики межзвездной космической плазмы, пыли и ряд иных явлений.

Физика высоких плотностей энергии тесно связана с такими разделами науки, как физика плазмы и конденсированного состояния, релятивистская физика, физика лазеров и пучков заряженных частиц, ядерная, атомная и молекулярная физика, радиационная, газо- и магнитогидродинамика, астрофизика и т. п. При этом характерной особенностью физики высоких плотностей энергии является крайняя сложность и сильная нелинейность происходящих в ней плазменных процессов, важность коллективного межчастичного взаимодействия и релятивизм, что делает изучение явлений в этой области интересным и увлекательным делом, привлекающим к себе все новых и новых исследователей.

Учитывая эти обстоятельства, национальный научный совет академий наук США сформулировал масштабную национальную программу работ [5] в области физики высоких плотностей энергии, придав ей приоритетный характер. Аналогичные программы работ энергично реализуются во многих развитых странах, способных создать у себя необходимые экспериментальные устройства и обладающие необходимыми кад-

рами квалифицированных специалистов.

В обзоре сделана попытка систематизировать, обобщить и изложить с единой точки зрения экспериментальный и теоретический материал, относящийся к этой новой области науки и следуя Титу Лукрецию Кару попытаться показать, что «Так из смешенья стихий бесконечные сонмы созданий Странных и многообразных на вид происходят» [17]. Автор старался обсудить здесь возможно более широкий круг вопросов именно физики высоких плотностей энергии. Поэтому многие интересные астрофизические, лазерные и ядерно-физические проблемы, а также технические приложения изложены кратко с отсылкой читателя к оригинальным работам и монографиям. При этом не ставилось целью включить все, что известно про экстремальные состояния сегодня. Акцент сделан на те вопросы, которые представляются наиболее интересными автору и над которыми ему пришлось работать непосредственно.

Ввиду обширности и разнородности материала, изложение в ряде случаев будет носить лапидарный характер, отсылая читателя к специализированным обзорам и монографиям [1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10, 18, 19, 20, 21, 22, 23, 24, 25, 26, 27, 28, 29, 30, 31, 32, 33, 34].

2 Вещество в экстремальных условиях. Классификация состояний

На рис. 1 представлена схематическая диаграмма астрофизических экстремальных состояний, которые реализуются в ряде объектов, в лабораторных и квазилабораторных условиях.

Возникновение экстремальных состояний в природе вызвано силами тяготения, носящими дальнедействующий и, в отличие от кулоновских (в плазме), неэкранируемый характер. Эти силы сжимают и разогревают вещество либо непосредственно, либо дополнительно стимулируя экзотермические ядерные реакции в массивных астрофизических объектах [1, 6, 7].

Масштабы реализуемых в природе экстремальных состояний способны поразить самое смелое воображение. На дне Марианской впадины (11 км) давление воды достигает 1,2 кбар, в центре Земли — 3,6 Мбар, $T \sim 0,5$ эВ, плотность $\rho \sim 10\text{--}20$ г/см³; в центре Юпитера $P \sim 40\text{--}60$ Мбар, $\rho \sim 30$ г/см³, $T \sim 2 \cdot 10^4$ К; в центре Солнца $P \sim 240$ Гбар, $T \sim 1,6 \cdot 10^3$ эВ, $\rho \sim 150$ г/см³; в остывающих звездах — белых карликах $P \sim 10^{10}\text{--}10^{16}$ Мбар, $\rho \sim 10^6\text{--}10^9$ г/см³, $T \sim 10^3$ эВ. В мишенях управляемого термоядерного синтеза с инерционным удержанием плазмы $P \sim 200$ Гбар, $\rho \sim 150\text{--}200$ г/см³, $T \sim 10^8$ эВ. Нейтронные звезды, являющиеся элементами пульсаров, черных дыр и γ -всплесков и магнетаров, имеют по-видимому рекордно высокие параметры $P \sim 10^{19}$ Мбар, $\rho \sim 10^{11}$ г/см³, $T \sim 10^4$ эВ для мантии и для ядра $P \sim 10^{22}$ Мбар, $\rho \sim 10^{14}$ г/см³, $T \sim 10^4$ эВ при гигантской величине магнитного поля $10^{11}\text{--}10^{16}$ Гс.

Мы же здесь, как отмечалось, под нижней границей «высоких плотностей энергии» будем понимать плотности энергии, сравнимые с энергией связи конденсированного вещества $10^4\text{--}10^5$ Дж/см³, что соответствует энергии связи валентных электронов (в несколько электрон-вольт) и давлениям ~ 100 кбар–1 Мбар. Эти давления значительно превосходят пределы механической прочности веществ и делают необходимым учет их сжимаемости и, следовательно, гидродинамического движения при импульсном энерговыделении.

В области низких давлений и температур вещество существует в тех исключительных многообразных молекулярных и структурных формах, с которыми мы сталкиваемся ежедневно при нормальных условиях [1]. Физические, химические, структурные и биологические свойства вещества являются резкими немонотонными функциями заряда ядра и элементного состава. Эти свойства определяются деталями и особенностями

ми расположения энергетических уровней атомов, ионов и молекул и в конечном счете определяет то исключительное разнообразие форм и явлений живой и неживой природы на Земле. Переодическая система элементов в определенной мере отражает эти особенности.

С ростом плотности энергии (P и T) вещество приобретает все более универсальную — «автомодельную» структуру [1, 2]. Рост давления и температуры разрушает молекулярные комплексы, образуя атомарные состояния, которые затем из-за температурной ионизации и/или ионизации давлением теряют внешние электроны, ответственные за химические связи. Электронные оболочки атомов и ионов деформируются, приобретая все более регулярное заполнение уровней, а кристаллическая решетка после серии полиморфных переходов (обычно это происходит при $P < 0,5$ Мбар) переходит в плотно упакованную объемно-центрированную кубическую структуру.

Эти процессы «упрощения» свойств вещества происходят тогда, когда характерная плотность энергии становится порядка энергии валентных оболочек и составляет $e^2/a_0^4 \sim 3 \cdot 10^{14}$ эрг/см³ ($a_0 = \hbar/(mc^2) = 5,2 \cdot 10^{-9}$ см — боровский радиус)[1, 2]. Это и определяет порядок величин нижней границы «универсализации» вещества $T \sim 10$ эВ, $P \sim 300$ Мбар. Количественное положение зависит от конкретного вещества и их положение является ответственной задачей экспериментальной физики высоких плотностей энергии. Тем более, что теория [19] предсказывает и более разнообразное поведение вещества в ультрамегабарном диапазоне давлений — оболочечные эффекты [19], электронные и плазменные фазовые переходы [35, 36, 20, 37, 38, 39, 40, 41, 21, 42, 43, 44] и т. п.

Верхняя граница экстремальных состояний вещества определяется характером современных знаний по физике высоких энергий [7, 10, 45, 46], наблюдательными астрофизическими данными и ограничена, пожалуй, только смелостью нашей фантазии. Доступные для современных физических представлений ультраэкстремальные параметры вещества определяются так называемыми планковскими величинами [7, 45, 46], являющимися комбинациями фундаментальных констант: постоянной Планка \hbar , скорости света c , гравитационной постоянной G и постоянной Больцмана k :

$$- \text{длина } l_p = \sqrt{\frac{\hbar G}{c^3}} = \frac{\hbar}{m_p} c \sim 1,62 \cdot 10^{-33} \text{ см};$$

$$- \text{масса (так называемая масса «максимона»)} m_p = \sqrt{\frac{\hbar c}{G}} = 2,18 \times 10^{-5} \text{ г};$$

- время $t_p = \frac{l_p}{c} = \frac{\hbar}{m_p c^2} = \sqrt{\frac{\hbar G}{c^5}} = 5,39 \cdot 10^{-44}$ с;
- температура $T_p = \frac{m_p c^2}{k} = \sqrt{\frac{\hbar c^5}{G k^2}} = 1,42 \cdot 10^{32}$ К;
- энергия $W_p = m_p c^2 = \frac{\hbar}{t_p} = \sqrt{\frac{\hbar c^5}{G}} = 1,96 \cdot 10^9$ Дж;
- плотность $\rho_p = \frac{m_p}{l_p^3} = \frac{\hbar t_p}{l_p^5} = \frac{c^5}{\hbar G^2} = 5,16 \cdot 10^{93}$ г/см³;
- сила $F_p = \frac{W_p}{l_p} = \frac{\hbar}{l_p t_p} = \frac{c^4}{G} = 1,21 \cdot 10^{44}$ Н;
- давление $p_p = \frac{F_p}{l_p^2} = \frac{\hbar}{l_p^3 t_p} = \frac{c^7}{\hbar G^2} = 4,63 \cdot 10^{113}$ Па;
- заряд $q_p = \sqrt{\hbar c 4\pi \varepsilon_0} = 1,78 \cdot 10^{-18}$ Кл;
- мощность $P_p = \frac{W_p}{t_p} = \frac{\hbar}{t_p^2} = \frac{c^5}{G} = 3,63 \cdot 10^{52}$ Вт;
- электрический ток $I_p = \frac{q_p}{t_p} = \sqrt{\frac{c^6 4\pi \varepsilon_0}{G}} = 3,48 \cdot 10^{25}$ А;
- напряжение $V_p = \frac{W_p}{q_p} = \frac{\hbar}{t_p} = \sqrt{\frac{c^4}{G 4\pi \varepsilon_0}} = 1,05 \cdot 10^{27}$ В;
- напряженность электрического поля $E_p = \frac{V_p}{l_p} = \frac{1}{G} \sqrt{\frac{c^7}{4\pi \varepsilon_0 \hbar}} = 6,4 \cdot 10^{59}$ В/см;
- напряженность магнитного поля $H_p = \frac{1}{G} \sqrt{\frac{c^9 4\pi \varepsilon_0}{\hbar}} = 2,19 \times 10^{60}$ А/м = $1,74 \cdot 10^{62}$ Э.

Такие суперэкстремальные параметры материи, при которых известные нам законы физики по-видимому уже не работают, могли бы реализоваться в начале Большого взрыва или в сингулярности при коллапсе черных дыр. В этой области обсуждаются физические модели того, что наше пространство имеет более трех пространственных измерений, а обычное вещество находится в трехмерном многообразии — на «бране» [47], вложенной в это многомерное пространство.

Возможности современного эксперимента в области физики высоких энергий пока что очень далеки от этих «планковских» значений и позволяют выяснить свойства элементарных частиц вплоть до энергий порядка 0,1–10 ТэВ и расстояний $\sim 10^{-16}$ см. Важным событием стал запуск в ЦЕРНе протон-протонного коллайдера с энергией сталкивающихся протонов 7×7 ТэВ, где станет доступной область энергий тераватного

масштаба.

Если не выходить [1] за пределы нерелятивистской относительно нуклонов, область энергии $mc^2 \sim 1$ ГэВ то получим граничную температуру 10^9 эВ, плотность энергии 10^{37} эрг/см², давление $\sim 10^{25}$ Мбар, хотя в ядрах нейтронных и кварковых звезд и на ранних нано — и микросекундных этапах эволюции Вселенной реализуются, возможно, и более экстремальные состояния материи.

Наши экспериментальные возможности, хотя и быстро прогрессируют, но, конечно, способны лишь частично вторгнуться в область экстремальных астрофизических состояний.

Пальма первенства принадлежит сейчас динамическим методам [2, 3, 4, 11, 12, 35, 36, 42], основанным на импульсной кумуляции высоких плотностей энергии в веществе. Время жизни таких высокоэнергетических состояний определяется временем инерционного разлета плазмы, имеющего характерный масштаб 10^{-10} – 10^{-6} секунд, что требует применения изошренных быстрых средств диагностики. Физические условия, соответствующие нижней границе интересующих нас состояний приведены в табл. 1 [5, 3, 4, 30]. Видно, что получение высоких плотностей энергии в плазме предъявляет весьма серьезные требования к средствам генерации, делая необходимым эффективную пространственную и временную компрессию мощности.

Являясь наиболее распространенным состоянием вещества в природе (98 % массы Вселенной, без «темной» материи), плазма занимает практически всю область фазовой диаграммы. При этом особую трудность при физическом описании такой среды представляет область неидеальной плазмы там, где энергия межчастичного кулоновского взаимодействия $e^2 n^{1/3}$ сравнима или превосходит кинетическую энергию движения частиц E_k . В этой области, $\Gamma = e^2 n^{1/3} / E_k > 1$, эффекты плазменной неидеальности не могут быть описаны теорией возмущений [1, 3, 4], а применение машинных беспараметрических методов Монте–Карло или молекулярной динамики [20, 41] связано с трудностями выбора адекватных псевдопотенциалов и правильного учета квантовых эффектов.

Эффекты релятивизма электронов в уравнении состояния и транспортных свойствах плазмы, когда $m_e c^2 \sim kT$, соответствуют $T \sim 0,5$ МэВ $\sim 6 \cdot 10^6$ К. Выше этой температуры вещество становится неустойчивым по отношению к спонтанному рождению электрон-позитронных пар.

Квантовые эффекты определяются параметром вырождения $n\lambda^3$ ($\sqrt{\hbar^2/2mkT}$ — тепловая дебройлевская длина волны). Для вырожденной плазмы, $n\lambda^3 > 1$, масштабом кинетической энергии является энергия Ферми $E_F \sim \hbar^2 n^{2/3} / 2m$, которая растет с ростом плотности плазмы, делая ее по мере сжатия, $n \rightarrow \infty$, все более идеальной: $\Gamma = m_e c^2 / (\hbar^2 n^{1/3}) \rightarrow 0$. Условие реляти-

визма, соответствующее условию $m_e c^2 \sim E_F \sim 0,5$ МэВ дает плотность $\sim 10^6$ г/см³.

Похожая асимптотика имеется и в другом предельном случае малых $T \rightarrow 0$ классической ($n\lambda^3 \ll 1$) плазмы, где $E_k \sim kT$ и плазма становится все более идеальной $\Gamma \approx e^2 n^{1/3} / (kT)$ при ее разогреве. Мы видим, что периферия фазовой диаграммы вещества занята идеальной ($\Gamma \ll 1$) бoльцмановской ($n\lambda^3 \ll 1$) или вырожденной ($n\lambda^3 > 1$) плазмой, для описания которой развиты сейчас адекватные физические модели [1, 2, 3, 4, 20, 37, 38, 39, 40], которые в ряде случаев удастся проверить в динамическом эксперименте.

Наибольшую трудность для изучения представляет обширная область неидеальной плазмы $\Gamma \geq 1$, занятая многочисленными техническими приложениями — плазма металлов и полупроводников, импульсная энергетика, взрывы, дуги, электрические разряды, импульсный термояд и астрофизическими объектами планеты — гиганты, экзопланеты, коричневые карлики, нейтронные и кварковые звезды и т. п., где теория предсказывает качественно новые физические эффекты — металлизацию, «холодную» ионизацию, диэлектризацию, плазменные фазовые переходы и т. п. [2, 3, 4, 22].

Особый интерес вызывают плазменные фазовые переходы в сильнонеидеальных кулоновских системах: кристаллизация пылевой плазмы [40, 43] и ионов в электростатических ловушках [44] и циклотронах [48, 49], электролитах [50, 51] и коллоидных системах [52], в двумерных электронных системах на поверхности жидкого гелия [53], экситонная конденсация в полупроводниках и т.п. Отметим недавно открытый фазовый переход в термической дейтериевой плазме [54, 37, 38, 39], квази-адиабатически сжатой до мегабарных давлений серией реверберирующих ударных волн.

Поиск такого рода качественно новых эффектов в неидеальной области параметров является сильным и постоянно действующим стимулом исследований вещества при высоких плотностях энергии [2, 3, 4, 5].

Другой характерной особенностью плазмы с высокими концентрациями энергии является коллективный характер ее поведения и сильная нелинейность ее реакции по отношению к внешним энергетическим воздействиям, таким как ударные и электромагнитные волны, солитоны, потоки лазерного излучения и быстрых частиц. Так распространение электромагнитных волн в плазме возбуждает ряд параметрических неустойчивостей (рамановское, томпсоновское и брьюллюэновское рассеяния излучения), самофокусировку и филаментацию излучения, развития неустойчивостей релятивистской природы, генерацию быстрых частиц и струй, а при более высоких интенсивностях — «вскипание» вакуума

с рождением электрон-позитронных пар [5, 14, 23, 24, 25, 55, 56, 26, 57, 58, 59, 60, 27, 61].

Большое внимание при экстремальных энергетических воздействиях уделяется нестационарным гидродинамическим явлениям, таким как неустойчивость ударных волн и ламинарных течений [55], [62], динамика струй и солитонов высокоскоростные ($M \sim 15-20$) ударные, магнитогидродинамические и радиационные (тепловые) волны, турбулентность и турбулентное перемешивание в сжимаемой и излучающей среде [62, 9] — см. рис. 4 [5].

Все эти интересные и сугубо нелинейные явления проявляются как в астрофизической, так и в лабораторной плазме и, несмотря на гигантские отличия в пространственных масштабах, имеют много общего, составляя предмет «лабораторной астрофизики» [9, 60], которая позволяет воспроизводить в микроскопических объемах состояния вещества и процессы с высокими плотностями энергии, характерными для астрофизических объектов. Особую ценность представляет информация по уравнению состояния, по составу плазмы, по оптическим и транспортным свойствам, спектрам излучения и поглощения, сечениям элементарных процессов, коэффициентам радиационной теплопроводности и свойствам релятивистской плазмы.

Нелинейные оптические явления при взаимодействии мощных коротких лазерных импульсов с плазмой позволяют резко продвинуться по шкале плотностей энергий и удельных мощностей, давлений и температур, генерируя в лабораторных условиях релятивистскую плазму экстремальных параметров и получая рекордные в земных условиях интенсивности электрических и магнитных полей, приводящих в частности, к генерации потоков высокоэнергетических электронов и ионов [26, 27]. Эти исследования уже сейчас дали много нового для физики плазмы, управляемого термоядерного синтеза, астрофизики, технологических и оборонных применений. Развитие этих работ может привести к появлению принципиально новых высокоградиентных ускорителей электронов, новых источников высокочастотного излучения и света (гл. 4), средств диагностики и новых схем термоядерного синтеза (гл. 6).

Короткоимпульсные мощные электронные пучки могут генерировать интенсивные плазменные волны, которые в комбинации с пондеромоторными силами [26, 27], вытесняют электроны из плазменного канала и создают плазменные линзы для транспорта энергии к центру сжатых термоядерных мишеней. Кроме того, релятивистские электронные пучки гигантской пиковой мощности возникают внутри плазмы под действием мощных внутриволновых полей. Так под действием лазеров петаваттных мощностей получены гигантские электронные и ионные токи, на

порядки превосходящие альфвеновский предел, и потоки заряженных частиц мегавольтного диапазона энергий [26, 57, 58, 59, 27].

В свою очередь, взаимодействие интенсивных электронных пучков с мощными короткими лазерными импульсами дают возможность проводить лабораторные эксперименты в области квантовой электродинамики, приводя к рождению электрон-позитронных пар и возникновению комптоновского рентгеновского излучения [26, 27, 61, 63]. Это открывает интересные практические перспективы для создания нового поколения компактных источников рентгеновского излучения рекордной яркости для материаловедения и медицины.

Генерация интенсивных релятивистских электронных пучков привлекательна так же с точки зрения их использования как активной среды для создания лазеров на свободных электронах. Речь идет о рентгеновских источниках «четвертого поколения» с рекордной мощностью и перестраиваемой длиной волны, что крайне важно для проведения молекулярных, биологических и материаловедческих исследований.

Использование ударных волн, генерируемых источниками высоких локальных плотностей энергии, позволяют резко расширить диапазон доступных для эксперимента давлений и температур, проникнув в область параметров, промежуточную между параметрами химических ВВ и уникальными условиями в подземных ядерных взрывах. Уже в первых экспериментах с лазерными, пучковыми и электродинамическими ударными волнами удалось получить интересные экспериментальные данные об уравнении состояния водорода, дейтерия, меди, железа, углерода и воды и использовать их для анализа строения планет-гигантов Солнечной системы и экзопланет [2, 3, 4, 11, 12, 14, 15, 16, 22].

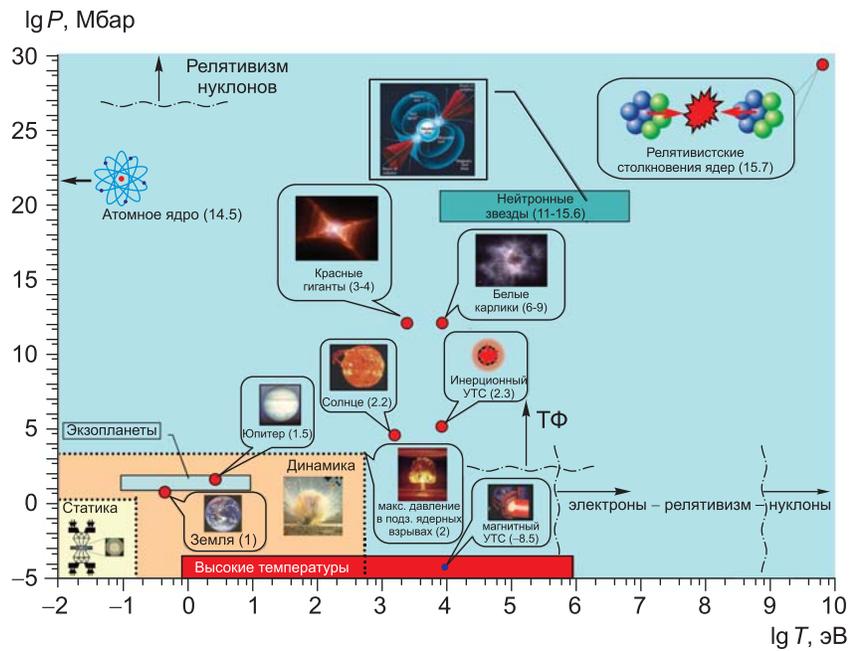


Рис. 1: Экстремальные состояния [1] в природе и в лаборатории. Цифры в скобках указывают логарифм плотности в г/см^3 . Область «статика» соответствует статическому, «динамика» — динамическому методам получения высоких давлений, «высокие температуры» — экспериментам при высоких температурах



Рис. 2: Шкала давлений ($1 \text{ атм} \sim 10^5 \text{ Па}$) в природе составляет ~ 64 порядка величины. Правая часть шкалы относится к достижимым в эксперименте условиям [18]

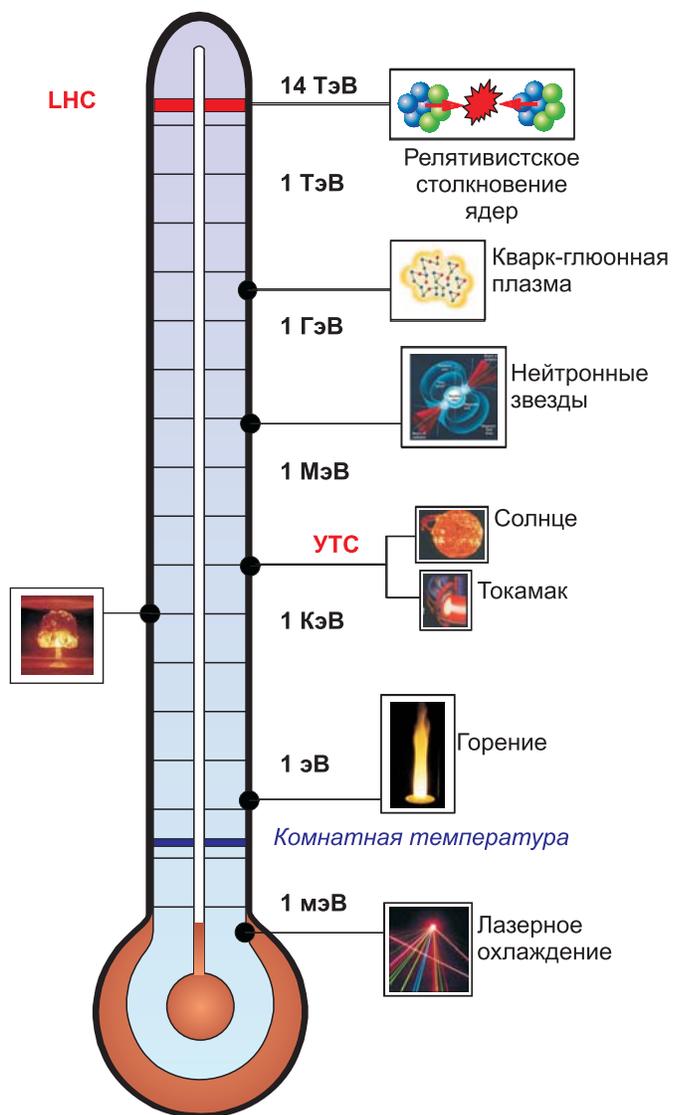


Рис. 3: Шкала температур

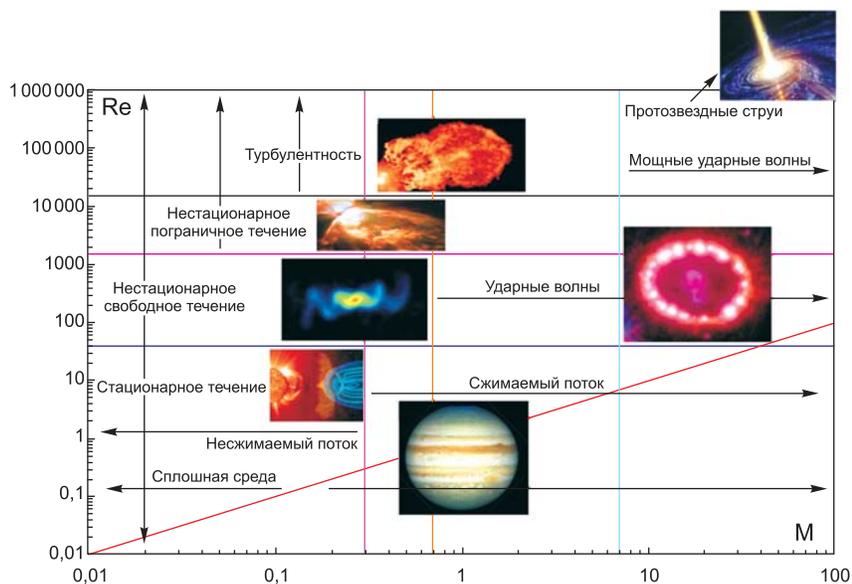


Рис. 4: Гидродинамические режимы, относящиеся к физике высоких плотностей энергии [5]. При взрыве сверхновой типа Ia число Маха изменяется от 0,01 в области термоядерного горения до 100 в ударной волне от взрыва ее поверхности. В большинстве астрофизических явлений $Re > 10^6$, [5]

Таблица 1: Физические условия, соответствующие высоким плотностям энергии 10^4 – 10^5 Дж/см³ [5]

Физические условия	Значения физических параметров
Плотность энергии W Давление p	$W \sim 10^4$ – 10^5 Дж/см ³ $p \sim 0,1$ – 1 Мбар
Конденсированные взрывчатые вещества давление температура плотность скорость детонации	$W \sim 10^4$ Дж/см ³ ~ 400 Кбар, ~ 4000 К, $\sim 2,7$ г/см ³ , $\sim 9 \cdot 10^5$ см/с
Удар алюминиевой пластины по алюминию, скорость Удар молибденовой пластины по молибдену, скорость	5 – $13,2 \cdot 10^5$ см/с 3 – $7,5 \cdot 10^5$ см/с
Электромагнитное излучение лазер, интенсивность q ($W \sim q$) температура черного тела T ($p \sim T^4$)	$2,6 \cdot 10^{15}$ – $3 \cdot 10^{15}$ Вт/см ² $2 \cdot 10^2$ – $4 \cdot 10^2$ эВ
Напряженность электрического поля E ($W \sim E^2$) Индукция магнитного поля B ($W \sim B^2$)	$0,5 \cdot 10^9$ – $1,5 \cdot 10^9$ В/см $1,6 \cdot 10^2$ – $5 \cdot 10^2$ Тл
Плотность плазмы при температуре $T = 1$ кэВ ($p = nkT$)	$6 \cdot 10^{19}$ – $6 \cdot 10^{20}$ см ⁻³
Интенсивность лазерного излучения q , для $\lambda = 1$ мкм, $W \sim q^{2/3}$ температура черного тела T ($p \sim T^{3,5}$)	$0,86 \cdot 10^{12}$ – $4 \cdot 10^{12}$ Вт/см ² 66 – 75 эВ

3 Высокие плотности энергии в лаборатории

3.1 Основные направления исследований

Цель экспериментов по макроскопической физике высоких плотностей энергии состоит в генерации экстремальных параметров вещества, значения которых находятся на пределе возможностей современного эксперимента. Уже сейчас объектами лабораторных исследований стали состояния плазмы с максимальным давлением сотни-тысячи мегабар, температурами до 10 миллиардов градусов и плотностями энергии 10^9 Дж/см³, сопоставимыми с плотностями энергии ядерного вещества [3, 4, 22, 29, 64, 65]. По развитым сегодня представлениям [23, 24, 25, 28] для осуществления управляемой термоядерной реакции с инерционным удержанием плазмы необходимо энергию в несколько мегаджоулей подвести за 10^{-9} с к сферической мишени, в центре которой возникнет дейтерий-третиевая плазма экстремально высоких параметров $T \sim 1\text{--}2 \cdot 10^8$ К, $\rho \sim 200$ г/см³, $P \sim 150\text{--}200$ Гбар, что близко к условиям центра Солнца. Соответствующая мощность лазера должна на порядки превосходит мощности всех электростанций Земли. Для этой цели создаются лазерные установки NIF в США [3, 4, 66], LMJ, Франция [67, 67, 68, 69], мягкого рентгеновского излучения сильноточных Z-пинчей (Zeta, США) [70, 71, 72] или пучков релятивистских тяжелых ионов [73, 74].

Эти условия необходимые для зажигания управляемой термоядерной реакции, являются крайне экзотическими для Земных условий, но вполне типичны во Вселенной для подавляющей массы вещества, сжатого гравитационными силами в недрах звезд и иных астрофизических объектов. При этом в физике высоких плотностей энергии возникает ряд увлекательных задач, от решения которых зависит прогресс в этой и смежных областях знаний [5].

Фундаментальное значение имеет изучение уравнения состояния вещества и состава плазмы в широкой области фазовой диаграммы, включая условия планет-гигантов, экзопланет, карликов, гигантов и нейтронных звезд, установление границ квазиклассичности (модель Томаса–Ферми [1, 19]) в термодинамике. Представляет большой интерес свойства вырожденной сжатой плазмы, ее термодинамика, равновесные, кинетические и транспортные свойства в условиях сильной неидеальности и в присутствии мощных магнитных полей, а также свойства кварк-глюонной плазмы, наличие и свойства её гипотетического фазового перехода.

Почти 80 лет стоит интригующий вопрос о фазовом переходе первого рода в сильно-неидеальной плазме (см. первые результаты фиксации такого перехода в дейтерии [54]).

К более далекой перспективе относится изучение условий для пикноядерных реакций («холодный» синтез) и условий сильной кулоновской экранировки, ускоряющей термоядерные реакции в недрах массивных звезд, а также получение релятивистского вырожденного вещества с энергией Ферми $E_F > m_e c^2$ и исследование его уравнения состояния.

Развиваемые методы лабораторной кумуляции энергии дадут возможность получить [5, 9] релятивистские струи и мощные столкновительные, бесстолкновительные и магнитогидродинамические ударные волны, подобно тем, что наблюдаются в астрофизических объектах.

Обсуждаются работы по созданию горячей плазмы с преобладающей ролью излучения, подобно условиям в черных дырах и аккреционных дисках нейтронных звезд, а также устойчивость таких режимов (см. опыты с ядерными взрывами [29, 64, 65]), лазерами [9, 26, 27] и Z-пинчами [16, 70, 71, 72]. Есть интересные предложения по получению радиационно-коллапсирующих магнитогидродинамических и бесстолкновительных ударных волн, по генерации быстрых частиц, релятивистских струй и их фокусировке [5, 9, 26, 27].

Развиваемая техника высоких плотностей энергии открывает интересные перспективы по получению сверхвысоких ($B > 1$ ГГс) магнитных полей и их влиянию на физические свойства вещества. Уже сейчас в лазерной плазме получены поля в сотни мегагаусс [75].

Ультравысокие уровни лазерной мощности могут приблизить условия для фиксации релятивистских гравитационных эффектов.

Список этот может быть легко дополнен и ограничен, пожалуй, только нашей фантазией. Сейчас трудно даже с точностью до десятков лет сказать, какие из этих увлекательных проблем физики высоких плотностей энергии будут и будут ли вообще решены на существующих и проектируемых лабораторных установках. Однако, согласно любимому совету академика П.Л. Капицы «идя на рыбалку следует брать удочку с самым большим крючком надеясь на самую крупную рыбу».

3.2 Генераторы высоких плотностей энергии

Спектр экспериментальных устройств для генерации высоких плотностей энергии в макроскопических объектах весьма многообразен. Он включает алмазные наковальни для статического сжатия вещества, пороховые и легкогазовые метательные устройства — «пушки», взрывные генераторы мощных ударных волн, электровзрывные устройства, магнитокумулятивные генераторы, лазеры, сильноточные генераторы мощных импульсов электрического тока, ускорители заряженных частиц и возможные комбинации этих устройств.

В табл. 2 [5] приведено сопоставление параметров наиболее мощных из действующих и строящихся типов установок: лазеры, импульсные электротехнические устройства, Z-пинчи, ускорители заряженных частиц [76, 77]. Созданные для проведения плазменных исследований в интересах обороны и физики высоких энергий, они сейчас с успехом применяются и для работ по фундаментальной физике плазмы высоких плотностей энергии. Наиболее мощные из строящихся лазерных установок NIF, США [13, 66] и французская система LMJ [67, 67, 68, 69] будут излучать в 192 пучках энергию 1,8–2 МДж (в основной гармонике), обеспечив условие термоядерного зажигания микромишеней. Эти установки позволят перейти к экспериментам с ударными волнами гигабарного диапазона давлений, продвинувшись в область квазиклассического описания вещества [19], и изучать течения плазмы в условиях развитых радиационных эффектов излучения.

В России (ВНИИЭФ, Саров) функционирует лазерная установка Искра-5 [78] с энергией ~ 30 кДж и длительностью импульса 0,3 нс для УТС и изучения физики лазерной плазмы. Следующий этап — Искра-6 — должна быть в 10 раз мощней.

Дальнейший прогресс в лазерной технике связан с переходом от пиковых мощностей лазеров к зетаватному ($\sim 10^{21}$ Вт) уровню мощностей. Такие экстремальные интенсивности могут быть достигнуты как за счет уменьшения длительности лазерного импульса вплоть до десятков ($\sim 10^{-18}$ с) аттосекунд, так и за счет увеличения энергии лазерных пучков (увеличения диаметров и количества лазерных пучков в фемтосекундных установках). На сегодняшний день уже продемонстрирована возможность генерации изолированного импульса с длительностью единственного цикла колебаний в 130 аттосекунд [79].

Среди множества интересных физических экспериментов с такими системами отметим взаимодействие сверхкоротких лазерных импульсов с кластерами [80], когда их многократная неравновесная ионизация выбивает из кластера электроны и стимулирует «кулоновский взрыв» с образованием килоэлектронвольтных ионов, лазерных ударных волн и даже термоядерных реакций.

Наиболее короткие фемто- и аттосекундные лазерные импульсы имеют длительность сравнимую с периодом колебания света и являются инструментом экстремально быстрого воздействия на вещество. Параметры работающих и строящихся лазерных систем приведены на рис. 5.

3.3 Статические и ударно-волновые методы

Значимый прогресс в области статических давлений был достигнут в начале 80-х годов с появлением экспериментальной техники алмазных наковален [41, 21]. В этих установках два специальным образом ограниченных бриллианта сжимают тонкие (10–100 мкм) плоские слои исследуемого вещества до максимальных давлений мегабарного диапазона, верхний предел которых определяется максимальной прочностью алмаза $\sim 0,5 - 1$ Мбар. В ряде опытов сжатое вещество подогревают лазерным излучением (рис. 6) [81, 82], либо сжатый в алмазных наковальнях материал является мишенью для последующего его сжатия лазерными ударными волнами [83]. Такого рода опыты дали много полезной информации о механических свойствах, термодинамике и фазовых превращениях в геофизических объектах в экстремальной для земных условиях области параметров $P \sim 0,1-3,5$ Мбар, $T \sim 10^3-6 \cdot 10^3$ К.

Дальнейшее продвижение по шкале высоких плотностей энергии связано с переходом к динамическим методам исследований ([35, 36, 42, 12, 2, 3, 4, 22, 29, 64, 65, 32, 33, 84]), основанным на импульсивной кумуляции энергии в исследуемом веществе при помощи мощных ударных волн, либо при помощи электромагнитного или корпускулярного излучения различной природы. Возникающие при этом температуры и давления плазмы значительно превосходят термочностные пределы конструкционных материалов установок, что приводит к ограничениям характерного времени «жизни» плазмы в динамических экспериментах, которое определяется динамикой разлета мишени и составляет $\sim 10^{-10}-10^{-5}$ с. При динамическом подходе отсутствуют принципиальные ограничения на величину создаваемых в мишени максимальных плотностей энергии и давления — они лимитируются только мощностью энергетического источника — «драйвера».

Ударно-волновая техника играет сегодня ведущую роль в физике высоких плотностей энергии, позволяя получать для многих химических элементов и соединений максимальные давления мегабарного-гигабарного диапазона. Достигнутый сегодня диапазон максимальных динамических давлений на шесть порядков превосходит давления при ударе пули, на три порядка — давление в центре Земли и оказывается близким [29, 64, 65] к давлению в центральных слоях Солнца и мишеней инерционного термоядерного синтеза.

Ударная волна не только сжимает, но и разогревает вещество до высоких температур, что особенно важно для получения плазмы — ионизированного состояния материи. При экспериментальном изучении сильно-неидеальной плазмы в настоящее время используется ряд динамических

методик [2, 3, 4, 35, 36, 56, 33, 84, 85], позволяющих получать за фронтом ударной волны состояние неидеальной вырожденной (статистика Ферми) и классической (статистика Больцмана) плазмы, сжатой до максимальных давлений ~ 4 Гбар и разогретых до температур $\sim 10^7$ К [29, 64, 65], близких к условиям, когда энергия и давление равновесного излучения начинают играть заметную роль в суммарной термодинамике и динамике таких высокоэнергетических состояний, эти условия, однако, являются весьма типичными для звездных объектов на разных стадиях их эволюции.

Многократное ударное сжатие (близкое к изэнтропическому) было успешно применено для экспериментального изучения ионизации плазмы давлением [12, 11, 22, 54] и диэлектризации вещества [34] при мегабарных давлениях. Квазиadiaбатическое сжатие было также реализовано при взрывном высокосимметричном цилиндрическом сжатии водорода и инертных газов [11, 54, 22, 56]. Особо отметим опыты по «мягкому» адиабатическому сжатию плазмы мегагауссным магнитным полем [86, 87].

В другом предельном случае, когда необходимо получить плазму высоких температур, целесообразно осуществлять ударно-волновое сжатие мишеней пониженной (по сравнению с твердотельной) плотности — пористых металлов [2, 35, 36, 42, 32, 33, 88] или аэрогелей [89]. Это позволяет резко увеличить эффекты необратимости ударного сжатия и тем самым поднять энтропию и температуру сжатого состояния.

Исследовать промежуточные между твердым телом и газом состояния плазмы позволяет метод изоэнтропического расширения, основанный на генерации плазмы при адиабатическом расширении конденсированного вещества, предварительно сжатого и необратимо разогретого во фронте мощной ударной волны [2, 3, 4, 22]. Именно таким образом были впервые экспериментально изучены высокотемпературные участки кризиса кипения, околоскритические состояния и области перехода металл-диэлектрик значительного числа металлов (см. подробнее [2, 3, 4, 90]).

Мы видим, что динамические методы в различных своих комбинациях дают возможность реализовать в эксперименте и исследовать широкий спектр плазменных состояний с разнообразным и сильным межчастичным взаимодействием.

В настоящее время используется значительное количество источников энергии для динамической кумуляции высоких плотностей энергии в плотных средах.

Техника мощных ударных волн, возбуждаемых столкновением металлических лайнеров (ударников), разогнанных до скоростей в несколько км/с, с мишенью из исследуемого вещества, является сегодня основ-

ным источником физической информации о поведении плазмы при давлениях до 10–15 Мбар. Мы не будем здесь детально описывать технику взрывного разгона ударников и средства диагностики — им посвящены подробные обзоры и монографии [2, 3, 4, 11, 12, 35, 36, 22, 29, 32, 33, 91, 92, 9]. Отметим лишь, что в такого рода ударно-волновых экспериментах удается выполнить достаточно полные измерения физических свойств плазмы.

Рекордные в земных условиях удельные плотности энергии плазмы получены в ближней зоне ядерного взрыва [29, 64, 65, 33, 91, 92, 93]. Мировой рекорд по полученному в земных квазилабораторных условиях давлению плазмы составляет 4 миллиарда атмосфер [64], что близко к давлению в внутренних слоях Солнца. Плазма в этих условиях ($E \sim 10^9$ Дж/см³, $n_e \sim 4 \cdot 10^{24}$ см³, $T \sim 8 \cdot 10^6$ К) невырождена, $n\lambda^3 \sim 0,07$, двенадцатикратно ионизирована, а параметр неидеальности невелик $\Gamma \sim 0,1$, что является экспериментальной иллюстрацией тезиса главы 2 об упрощении физических свойств плазмы в пределе ультравысоких плотностей энергии.

Выполненные при помощи ядерных взрывов [29, 64, 65, 91, 92, 32, 33] давления относятся к области мультимегабарных, близких к характерному «физическому» давлению $P \approx e^2/a_B^4 \sim 300$ Мбар и/или температурах $T \gg R_y \approx 10^5$ К, начиная с которых применима теория Томаса–Ферми [1, 19], предполагающая упрощенное квантово-статистическое описание сильножатого вещества и «автомодельность» его физических свойств по заряду ядра.

В настоящее время вопрос о границах применимости квазиклассической модели в значительной степени остается открытым, а характер поведения вещества в области $P > 300$ Мбар представляется более разнообразным, чем это предполагалось ранее на основании упрощенных представлений [19]. Экспериментальная проверка предсказаний оболочечной квазиклассической модели является в настоящее время одной из интересных задач физики сверхвысоких давлений, для решения которой понадобится, по-видимому, новая экспериментальная техника, основанная на мощных потоках направленной энергии (см. следующие разделы).

Интересующихся вопросами сверхвысоких давлений мы отсылаем к работам [65, 29, 64, 91, 92, 22, 2, 56].

3.4 Электродинамические методы

Использование устройств сильноточной (10^5 – 10^7 А) импульсной энергетики для получения плазмы высоких плотностей энергии осуществляется в различных экспериментальных постановках. Электрическая энер-

гия может осуществлять прямой импульсный джоулев нагрев (электро-взрыв) проводников, либо магнитодинамическое сжатие и разогрев плазменных образований. Запасенная энергия может использоваться для получения интенсивных вспышек мягкого рентгеновского излучения (с радиационной температурой 200–300 эВ) с последующей генерацией этим излучением мощных ударных или радиационных тепловых волн, либо для электродинамической генерации ударных волн, а также для электродинамического разгона металлических лайнеров. Энергетические возможности такого рода электродинамических устройств как правило (за исключением NIF и MJL) на порядки больше, чем у лазеров, что позволяет проводить опыты с более толстыми мишенями, повысив точность измерений и снизив временные требования (10^{-8} – 10^{-7} с) к средствам диагностики.

Электровзрыв проводников и металлических фольг импульсным током ~ 50 – 200 кА является традиционным направлением исследований теплофизических свойств тугоплавких веществ в области конденсированного состояния [94] при характерных плотностях энергии ~ 10 кДж/см³ (рис. 8). В последнее время этот диапазон был расширен до 20–30 кДж/см³ с выходом в сильнозакритические состояния металлов, что в соответствии с предложением Ландау и Зельдовича [95] позволяет изучать переход «металл-диэлектрик» при непрерывном сверхкритическом расширении плазмы металлов.

Наибольшие параметры плазмы получены в настоящее время в мощных Z-пинчах тераваттного диапазона мощностей, в которых электрическая энергия конденсаторов после соответствующих обострений осуществляет электродинамический разгон плазмы с последующей фокусировкой ее кинетической энергии на оси цилиндра [96, 97]. Таким образом на установке Z-пинч, в лаборатории Сандиа, США, получена вспышка мягкого 150–200 эВ рентгеновского излучения длительностью ~ 10 нс и энергией $\sim 1,8$ МДж, мощностью ~ 230 ТВт [70, 71, 72]. В этих экспериментах цилиндрическая плазменная оболочка образовалась электровзрывом сотен тонких (6–50 мкм) вольфрамовых проводников током 20 МА с фронтом нарастания ~ 100 нс. При схлопывании оси была получена вольфрамовая плазма с плотностью ионов $\sim 10^{20}$ см⁻³ и степенью ионизации более 50. Второе интересное применение этой установки связано с электродинамической генерацией мощных ударных волн [15].

В экспериментах на установке АНГАРА [16] импульсный ток ~ 4 МА разгонял плазменный ксеноновый лайнер до скорости ~ 500 км/с. Высокосимметричный удар этого лайнера о поверхность цилиндрической сильнопористой мишени возбуждал в ней тепловую радиационную волну, излучающую мягкое рентгеновское излучение с температурой ~ 100 эВ.

Это интенсивное рентгеновское излучение из цилиндрической полости использовалось для высокосимметричной генерации плоских ударных волн с амплитудой давления ~ 5 Мбар, для возбуждения тепловых радиационных волн со скоростью распространения 100 км/с, а также для разгона металлических ударников до $\sim 10\text{--}12$ км/с.

Интересные параметры плазмы получены в Z-пинчах с изначально газовой оболочкой [96, 97], а также в геометрии X-пинча, получаемой путем пересечения двух проволок с электрическим током [98, 99].

При работе современных сильноточных пинчей, в процессе генерации высоких плотностей энергии возникают развитые магнитогидродинамические течения с определяющей ролью излучения [100], что имеет самостоятельное значение для моделирования радиационной газодинамики в астрофизических объектах.

В проекте МАГО (рис. 9) [101] импульсный ток 7 МА от взрывомагнитного генератора [102, 103] сжимает и разогревает предварительно подготовленную замагниченную плазму до параметров, близких к термоядерным условиям, $\rho \sim 20$ г/см³, $T \sim 3\text{--}4$ кэВ, что дало нейтронный выход DT реакции на уровне $3\text{--}5 \cdot 10^{13}$. При этом в сжимающей плазму металлическом лайнере реализована плотность энергии $\sim 10^7$ Дж/см³.

Проектируемая в России установка Байкал [104, 105] должна стать источником мягкого рентгеновского излучения с выходной энергией ~ 10 МДж для экспериментов с термоядерными мишенями непрямого действия и для других задач физики высоких плотностей энергии. Полученный на установке Z, Сандиа, США, успех предполагается развить на установке X-1, питающей 2 пинчовых узла, каждый из которых генерирует 7 МДж мягкого рентгена мощностью ~ 1000 ТВт.

Применение химических взрывчатых веществ для получения интенсивных импульсных токов и магнитных полей основано [86] на взрывном сжатии исходного магнитного потока проводящими металлическими лайнерами [87, 102, 86], ускоренными продуктами детонации конденсированных взрывчатых веществ до скоростей в несколько км/с. Именно таким образом получены рекордные в земных условиях значения электрического тока ~ 300 МА и магнитной индукции ~ 29 МГс [103]. В последнем случае плотности энергии магнитного поля составляют $3 \cdot 10^6$ Дж/см³, что позволяет выполнить интересные физические эксперименты в мегагауссных магнитных полях: квази-изоэнтропическое сжатие веществ [86, 87], изучение магнитосопротивления, магнитооптических явлений, эффекта Де Гааза–Шубникова и многих иных явлений при высоких плотностях энергии [106].

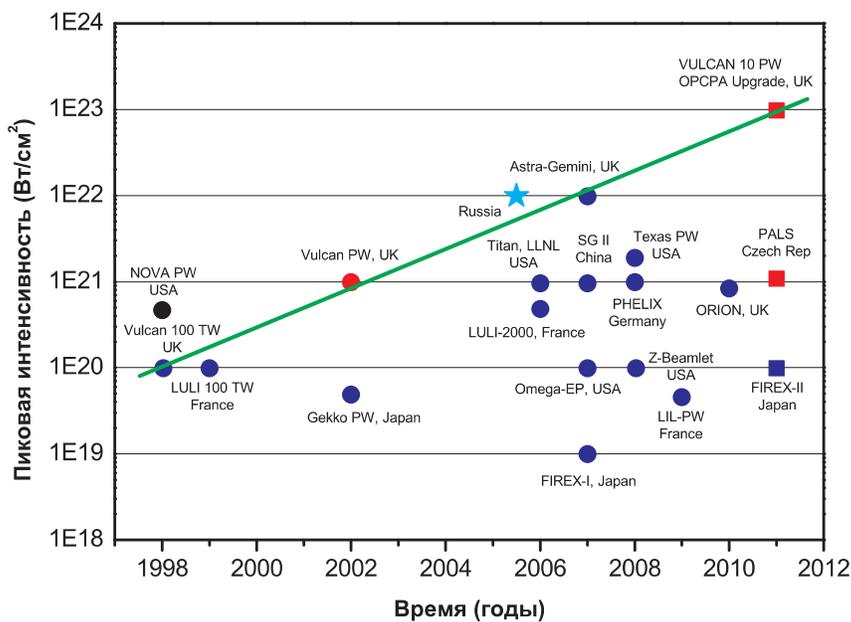


Рис. 5: Развитие лазерных петаваттных установок в мире (<http://www.clrc.ac.uk>). Синими круглыми точками отмечены финансируемые лазерные установки, синими квадратами — планируемые к финансированию. Красные значки соответствуют однопучковым лазерным установкам, синие — сверхинтенсивным лазерным установкам с дополнительными возможностями. Черной точкой отмечена петаваттная лазерная система, которая функционировала в Ливерморской Лаборатории. Зеленая линия показывает тренд развития Резерфордской Лазерной лаборатории. Голубой звездой отмечена Лазерная установка ВНИИЭФ + ИПФ РАН, запущенная в эксплуатацию в конце 2006 г.

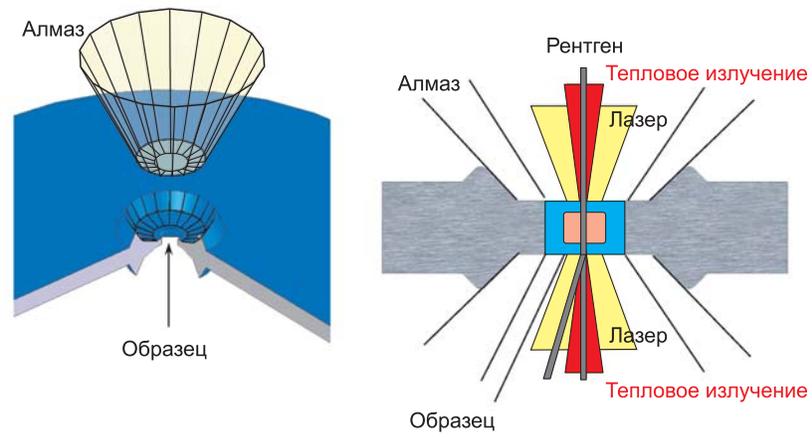


Рис. 6: Схема статического эксперимента по сжатию вещества в алмазных наковальнях с лазерным нагревом [82]

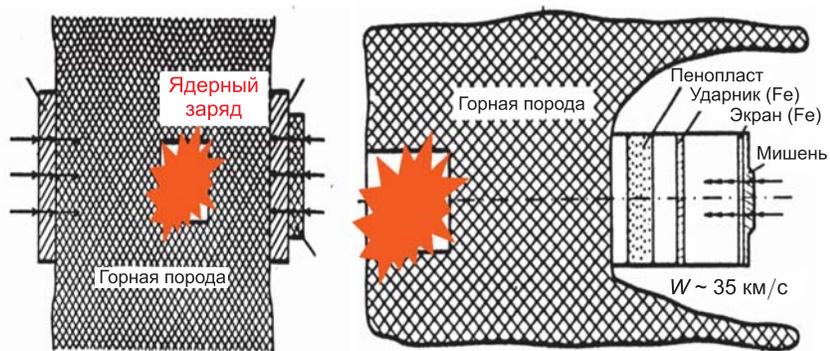


Рис. 7: Схема экспериментов по генерации мощных ударных волн в ближней зоне ядерного взрыва [29, 65, 92, 93]

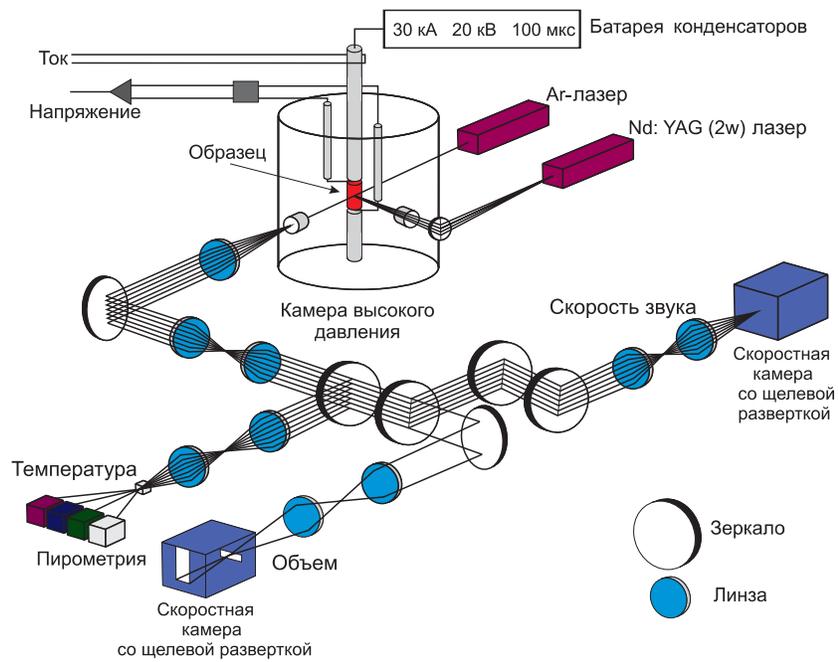


Рис. 8: Схема эксперимента со взрывающимися проволочками [94]

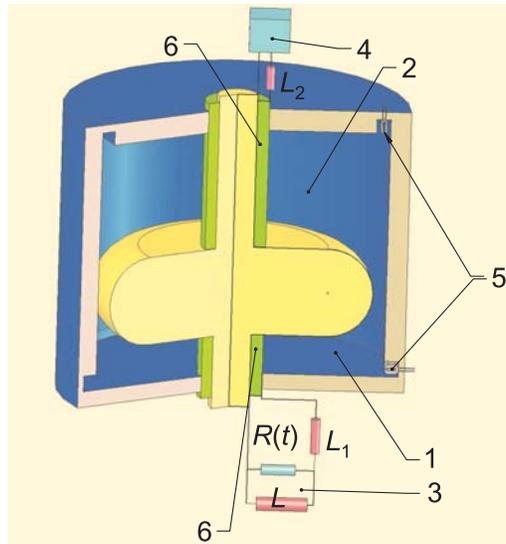


Рис. 9: Схема плазменного генератора МАГО [101]. 1, 2 — плазменная камера; 3, 4 — источники питания, взрывомагнитные генераторы, 5 — датчики, 6 — изоляторы

Таблица 2: Установки для генерации высоких плотностей энергии [5]

	Лазерные установки				Z-пинч			
	NIF	LMJ	Целеватный лазер	Sandia ток	C-300		Ангара V	
					реентген	ток	реентген	ток
Энергия на частицу	3,6 эВ	3,6 эВ	1,5 эВ	20 МА	1,5-4 МА	70 эВ	25 МА	100 эВ
Длительность импульса	1-20 нс	~ 10 нс	0,5 пс	100 нс (фронт)	80 нс	12 нс	90 нс	6 нс
Размер пятна	0,3 мм	0,3 мм	5 μ м	—	—	2 мм	—	2 мм
Энергия в импульсе	1,8 МДж	2 МДж	0,5-5 кДж	16 МДж	400 кДж	50 кДж	600 кДж	120 кДж
Интенсивность (Вт/см ²)	~ 2·10 ¹⁵	~ 10 ¹⁵	10 ²²	—	—	2-3·10 ¹²	—	6-10·10 ¹²
Ускорители								
	Ускоритель электронов (SLAC)	Ускоритель LHC	SIS 18		SIS 100		TWAC	
			сегодня	проект				
Энергия на частицу	50 ГэВ	7 ТэВ	1 ГэВ	1 ГэВ	4 ГэВ	700 МэВ		
Длительность импульса	5 нс	0,25 нс	200 нс	50 нс	20 нс	100 нс		
Размер пятна	3 мм	16 мм	1 мм	1 мм	1 мм	1 мм		
Энергия в импульсе	150 Дж	334 МДж	~ 1 кДж	30 кДж	300 кДж	100 кДж		
Интенсивность (Вт/см ²)	10 ²⁰	10 ¹⁹	5·10 ¹¹	6·10 ¹³	10 ¹⁵	10 ¹⁴		

4 Мощные лазеры в физике высоких плотностей энергии

Стремительное развитие лазерной техники привело к переходу (см. табл. 2; рис. 5) существующих и строящихся лазерных комплексов в петаваттный–зетаваттный диапазон мощностей (рис. 10), что позволило получить широкий спектр плотностей мощности вплоть до предельно высоких на сегодня значений, $q \sim 10^{22}$ – 10^{23} Вт/см² [27, 107, 108, 45, 46], которые несомненно будут увеличиваться со временем. Воздействие такого рода гигантских мощностей на мишени приводит к разнообразным физическим эффектам в горячей плазме [63, 27, 109], таким как многофотонная ионизация, самофокусировка и филаментация различной природы, генерация гигантских электрических и магнитных полей, ускорение электронов и ионов до релятивистских скоростей, вызванные этими быстрыми частицами ядерные реакции, релятивистское «просветление» плазмы, нелинейная модуляция и множественная генерация гармоник, ponderomotorные эффекты в гидродинамике и многое другое, что является сегодня объектом интенсивных исследований (см обзоры [27, 26] и содержащиеся там ссылки).

Некоторые из этих явлений мы кратко рассмотрим в этой главе.

Последовательный рост плотности мощности лазерного излучения будет приводить к качественно новым явлениям [5], такими как спонтанное рождение электрон-позитронных пар («вскипание вакуума» и потеря его прозрачности [5, 14, 23, 24, 25, 55, 56, 26, 57, 58, 59, 60, 27, 110, 61, 63]), возникновение микроскопических количеств релятивистского вещества, генерация релятивистских ударных волн и потоков плазмы, солитонов, струй и γ -вспышек, подобных астрофизическим, и в перспективе — реализация условий проявления квантовой гравитации [111, 112, 113]. На этом новом уровне интенсивностей возможно появление иных схем управляемого термоядерного синтеза, ядерных реакций и новых способов получения короткоживущих изотопов, а так же необычных схем эффективных компактных ускорителей.

Прогресс в увеличении интенсивности воздействия и открывающиеся возможности для изучения процессов физики высоких плотностей энергии представлены на рис. 10 [27, 5].

Современный «ренессанс» в лазерной физике связан с изобретением в 1985 г. метода chirпирования (рис. 10) оптических импульсов [114, 115, 116, 117, 118], который открыл дорогу мультитераваттным, петаваттным и даже эксаваттным лазерным системам, доведя максимальные плотности мощности на мишени до $q \sim 10^{22}$ Вт/см², при теоретическом пределе

$\sim 3 \cdot 10^{23}$ Вт/см². В этом методе [114, 115, 116, 117, 118] изначально короткий лазерный импульс растягивается во времени, и обладая меньшей удельной плотностью мощности усиливается лазерно-активной средой, а затем сжимается.

Принцип чирпирования позволил на 5–6 порядков поднять располагаемую интенсивность лазерного излучения, радикально снизить размер и стоимость лазеров, ставших «настольными» устройствами, доступными даже для университетских лабораторий. Кроме того, эти лазеры хорошо сочетаются с крупными установками для лазерного УТС («быстрый» поджиг) и ускорителями заряженных частиц (рис. 16), дав возможность зарегистрировать такие нелинейные эффекты квантовой электродинамики, как рождение пар из вакуума [61, 63, 119], а также получить интенсивное оптическое излучения для изучения фотон-фотонных столкновений [120].

Появление этой лазерной техники высоких мощностей позволило значительно продвинуться по шкале интенсивностей и перейти в лабораторных исследованиях от атомных и твердотельных процессов к изучению горячей плазмы, к лазерной ядерной физике, физике высоких энергий, релятивизма и в будущем возможно и к космологии за пределами стандартной модели [27, 7, 45, 46].

Воздействие лазерного излучения высокой мощности приводит к новым и сильно нелинейным физическим явлениям в релятивистской плазме с давлением гигабарного диапазона, с электрическими полями в теравольты на сантиметр и гигагауссными магнитными полями [27, 26] — рис. 10.

К хорошо известным явлениям самофокусировки, стимулированного рассеяния и укрупнения фронтов, добавляются новые явления — филаментация света, релятивистские и пондермоторные эффекты в гидродинамике, а также развитая генерация нетермических гигавольтовых электронов и мультимегавольтовых ионов в лазерной плазме, приводящих к ядерным реакциям [5, 26, 27]. При этом речь идет о весьма коротких — фемтосекундных длительностях светового импульса, в течение которых электромагнитная волна совершает всего несколько колебаний.

Начнем двигаться вверх по кривой на рис. 10. Начиная с $q > 10^{14}$ Вт/см² (для $\lambda = 1$ мкм) амплитудные давления лазерных ударных волн переходят в мегабарный диапазон [14, 26, 27, 23, 24], в соответствии со скейлингом

$$P_{\text{абл}} = 8,0 \left[\frac{q}{10^{14}} \right]^{2/3} \lambda_{\mu}^{-2/3} \text{ Мбар.}$$

Начиная с $q > 3,4 \cdot 10^{18}$ Вт/см² напряженность электрического поля $E = \sqrt{4\pi q/c}$ в лазерной волне сравнима с напряженностью электриче-

ского поля ядра $E_a = e/a_B^2 \sim 5 \cdot 10^9$ В/см на первой боровской орбите водорода. Для ионизации энергетического уровня U_i (эВ) необходима интенсивность

$$q \text{ (Вт/см}^2\text{)} = \frac{4 \cdot 10^9 U_i^4 \text{ (эВ)}}{Z^2}.$$

В этих условиях лазерное излучение ионизирует среду, которая превращается в разогретую плазму. В данной области параметров проводятся интересные опыты по генерации мощных ударных волн лазерным излучением [14, 121] — рис. 11 и по генерации быстрых заряженных частиц в лазерной плазме [63, 26, 57, 58, 59, 122] — рис. 12. Приблизительно с этих же плотностей мощности $q > 10^{17}$ Вт/см², в зоне поглощения происходит генерация нетепловых электронов и ионов ультрамегаэлектровольтного диапазона [57, 58, 59, 122]. Начиная с 10^{18} Вт/см² пондермоторное давление света сравнимо с гидродинамическим давлением плазмы [5, 23, 24, 26, 27].

Релятивистские эффекты будут существенны, когда кинетическая энергия электрона, разогнанного в поле световой волны, станет порядка его энергии покоя $m_e c^2$, что приводит к условию

$$q_{pe} \cdot \lambda^2 \sim 1,37 \cdot 10^{18} \frac{\text{Вт} \cdot \text{мкм}^2}{\text{см}^2}.$$

Для $\lambda = 1$ мкм это дает 10^{18} Вт/см².

Таким образом, впервые в земных условиях были получены микроскопические количества вещества с релятивистскими энергиями [26, 27] с эффективной массой электрона ~ 100 масс его покоя.

Движение протонов станет релятивистским при интенсивностях

$$q_{pp} = \left(\frac{M_p}{m_e} \right)^2 q_{pe} \sim 5 \cdot 10^{24} \text{ Вт/см}^2,$$

которые, надо надеяться, будут скоро реализованы в экспериментах.

Переход к «релятивистским» интенсивностям лазерного излучения уже сейчас принес [27] ряд интересных физических результатов [107]. Это генерация рентгеновского [123] и гамма- [124] излучений, релятивистская самофокусировка [125], генерация высших гармоник [126, 127], ускорение электронов [63, 26, 128], протонов [129] и ионов [57, 58, 59, 130], генерация нейтронов [131] и позитронов [132], появление электронных вихрей и солитонов [133, 27, 26], генерация ультрамегагауссовых магнитных полей [134], а также проявления квантовой электродинамики [61, 63, 135].

В условиях высоких интенсивностей излучения происходит релятивистское просветление плазмы [26, 27, 5], связанное с релятивистским

ростом массы электрона и соответствующим уменьшением критической плазменной частоты $\omega_p = \sqrt{4\pi e^2 n_e / \gamma m}$ (где γ — релятивистский фактор Лоренца), с модификацией плотности плазмы пондеромоторными силами, а также с частотной трансформацией самого лазерного импульса [132].

Наряду с эффектом релятивистского просветления большой интерес представляет эффект релятивистской самофокусировки лазерного излучения [27], вызванный изменением диэлектрической проницаемости плазмы, из-за релятивистского роста массы электрона в поперечном направлении относительно направления распространения луча и пространственного перераспределения плотности плазмы под действием пондеромоторных сил. Критическая мощность для самофокусировки получена в работах [124, 125]:

$$W_{\text{кр}} = \frac{m_e c^5 \omega^2}{e^2 \omega_{pe}^2} \sim 17 \left(\frac{\omega}{\omega_{pe}} \right)^2 \text{ ГВт.}$$

Эксперименты по наблюдению этого эффекта представлены в работах [126, 128]. Расчеты методом частиц в ячейках [26] воспроизводят многолучевую структуру лазерного импульса возникающую из-за filamentационной неустойчивости и раскачки поперечной неоднородности пучка, похожей на явление самофокусировки. Самофокусировка и filamentация лазерного излучения в плазме приводит к образованию электронных вихрей [129], мощных компенсирующих токов и генерации высоких магнитных полей. Измерения [131, 136, 137] дали для интенсивности $9 \cdot 10^{19}$ Вт/см², магнитное поле 340 МГц, что на порядок выше рекордных полей, полученных на взрывомагнитных генераторах [103, 87, 86, 102].

Похожие интересные эффекты релятивистской [24, 26] природы связаны с сильно нелинейными плазменными волнами, которые образуют вакуумные каналы и «пузыри» в плазме, создают плазменные линзы для заряженных частиц и вызывают генерацию мощного электромагнитного излучения в диапазоне частот от терагерц до рентгеновских, а также возбуждают бесстолкновительные ударные волны [27].

Распространение в плазме двух коллинеарных лазерных пучков релятивистской интенсивности [109] приводит к генерации мощных кильватерных электромагнитных волн, которые позволяют ускорять электроны с темпами ускорения до 100 МВ/см, в тысячи раз превышающие обычные ускорительные градиенты ~ 5 кВ/см. При этом генерируются гигантские продольные электрические поля [63]: для интенсивности $q \sim 10^{18}$ Вт/см² напряженность электрического поля составляет ~ 2 ТВ/м, а для 10^{23} Вт/см² — $\sim 0,1$ ПВ/м. Такие темпы ускорения при-

водят к тому, что высокочастотный ускоритель частиц SIAC на энергию 50 ГэВ в лазерном исполнении имел бы длину всего 100 мкм [63]. Сейчас проведены успешные эксперименты по лазерному ускорению электронов до энергий 10–170 МэВ при интенсивностях лазерного излучения 10^{18} – 10^{19} Вт/см² [138, 139]. Можно надеяться, что появление в будущем мультитераваттных и эксаваттных лазеров приведет к реализации темпов ускорения до напряженности порядка теравольт на сантиметр при полной кинетической энергии гигаэлектронвольтового диапазона.

Эффекты квантовой оптики начинают играть роль с $q \sim 1,4 \cdot 10^{26}$ Вт/см² [63], кинетическая энергия электрона при этом составит ~ 50 ТэВ. При $q \sim 10^{21}$ Вт/см² давление света составляет ~ 300 Гбар, что близко к давлению в центре Солнца и много выше давления в ближней зоне ядерного взрыва [29, 64, 65, 92].

Высокоинтенсивные лазеры позволяют получать сверхвысокие ускорения $a_e = a_0 \omega_c \sim 10^{30} g$ (при безразмерной амплитуде излучения $a_0 = \frac{eA}{m_e c} \sim 10^5$), что близко к ускорениям в районе шварцшильдовского радиуса черной дыры [8, 140] — см. п. 6.2. Это открывает принципиальную возможность моделировать условия в окрестностях черных дыр и «кратовых нор» и проверять предсказания общей теории относительности.

Так при $q \sim 10^{26}$ Вт/см² ускорение электрона составит $a = 10^{27} g$, что близко к условиям на «горизонте событий» черной дыры [5, 7, 8, 10]. Если будут реализованы высокие такие ускорения, то, по-видимому, появится возможность изучать специфическое электромагнитное излучение Унру [111, 112, 113], которое аналогично излучению Хокинга, вызванному гравитационными эффектами.

При более высоких плотностях мощности лазерного излучения $q \sim 3 \cdot 10^{29}$ Вт/см² появляется возможность проверки предсказаний современных теорий квантовой гравитации [7, 141, 142, 143, 144] относительно изменения размерности пространства–времени на малых расстояниях. Согласно работе [142] это расстояние $r_n \sim 10^{32/n-17}$ см, где n — размерность выше 4. В этом случае электронная волновая функция отразит другой закон гравитации при n до 3 на расстояниях 10^{-6} см.

При ультравысоких интенсивностях с $q \sim 3 \cdot 10^{29}$ Вт/см² оптического излучения становятся существенными эффекты квантовой электродинамики, поляризации, а затем — возникновения кварк-глюонной плазмы.

Проблема спонтанного рождения электрон-позитронных пар в вакууме затрагивает много интересных ситуаций, таких как столкновение тяжелых (с $Z_1 + Z_2 > 135$) ядер [145], испарение черных дыр [146], рождение частиц во Вселенной [147] и т. п. Характерным масштабом электрического поля [5] для проявления эффекта пробоя в квантовой элек-

тродинамике является напряженность Швингера

$$E_s = \frac{m^2 c^3}{e \hbar} \approx 10^{16} \text{ В/см},$$

достаточная для ускорения электрона до релятивистских значений на комптоновской длине волны $\lambda_k = 2\pi\hbar/(mc)$, что соответствует ультра-высоким интенсивностям лазерного излучения

$$q_{\text{QED}} = q_{\text{pe}} \frac{\lambda^2}{\lambda_k^2} \sim 8,1 \cdot 10^{30} \text{ Вт/см}^2.$$

Эта пороговая интенсивность рождения электрон-позитронных пар заметно снижается (до величины 10^{22} Вт/см^2) в случае рассеяния на ядрах [148, 149, 150]. Сложение двух противоположно распространяющихся лазерных пучков дает критическую интенсивность рождения пар $\sim 10^{26} \text{ Вт/см}^2$, что на два порядка ниже предела для одного пучка [151].

Высокие плотности энергии, подводимые к лазерной плазме, оказываются достаточными не только для разнообразных электронных процессов, но и для ядерных превращений, таких как активация, деление и синтез, трансмутация ядер [63, 152, 153]. Успешная демонстрация фотоядерного деления урана, а затем и тория осуществлена в работах [154, 155, 153, 156]. Недавно была реализована [157] (в результате (γ, n) -реакции) лазерная трансмутация ^{129}I — основного компонента радиоактивных отходов с периодом полураспада 15,7 миллионов лет — в ^{128}I с периодом полураспада 25 минут.

Среди возможных применений лазерных фотоядерных реакций можно отметить [152] получение радиоактивных изотопов для медицины, трансмутацию долгоживущих изотопов, определение ядерных констант, детектирование радиоактивных материалов в антитеррористических целях и т.п.

Вследствие высокой ($\sim 12\%$ [154]) эффективности преобразования энергии лазерного излучения в высокоэнергетические протоны, последние могут использоваться для создания импульсных нейтронных источников путем ядерных реакций (p, xn) и (p, f) . Во всяком случае их интенсивность может [152] значительно превосходить интенсивность ($\sim 10^5$ нейтронов на джоуль) от кулоновского взрыва дейтериевых кластеров.

Как мы уже отмечали, в поле интенсивного лазерного излучения происходит рождение позитронов, которые аннигилируя с электронами-мишенями, испускают 2 фотона с энергией $\sim 0,511 \text{ МэВ}$. Анализ спектров этого излучения дает ценную информацию об электронных свойствах мишени. Поэтому позитронные источники используются сейчас для аннигиляционной позитронной спектроскопии в материаловедении,

для позитронной спектроскопии в фундаментальных исследованиях и т. п. Низкоэнергетические позитроны находят применение в исследованиях электрон-позитронной плазмы, атомной молекулярной физике, получении антиводорода, моделировании астрофизических явлений и в материаловедении.

Ускоренные в лазерной плазме электроны и ионы могут быть использованы для производства изотопов в (γ, n) и (p, n) ядерных реакциях. Такие устройства являются более компактными, чем существующие циклотроны и размещаются непосредственно в клиниках, например, для позитронно-эмиссионной томографии [74, 158, 159, 160]. Так в Национальной лаборатории им. Лоуренса в Беркли плазменно-лазерный электронный ускоритель на основе 10-тераваттного твердотельного лазера использовался для получения изотопов ^{62}Cu , ^{61}Cu , в (γ, n) реакции ^{63}Cu . В последние годы большой интерес в США, Европе и Японии вызывает идея строительства лазерно-плазменных протонных ускорителей с энергией порядка 200 МэВ для различных медицинских приложений.

Рождение электрон-позитронных пар при лазерном взаимодействии наблюдалось в работах [61, 63, 148, 149, 150, 151, 161], где были зафиксированы и другие интересные эффекты, такие как многофотонная интерференция и поляризация вакуума. Нелинейное комптоновское рассеяние и рождение пар было зафиксировано при взаимодействии электронов с энергиями 46,6 и 49,1 ГэВ, разогнанных на ускорителях SLAC, с лазерным излучением, $q \sim 5 \cdot 10^{18}$ Вт/см² [5].

В работе [162] предполагается использовать высокоэнергетический (8 ГэВ) электронный ускоритель (Spring-8) и мощные лазеры для опытов по квантовой электродинамике и генерации интенсивного γ -излучения для фотоядерных реакций. В этом случае могут изучаться процессы взаимосвязи сильного и слабого взаимодействий. Объединение ускорителей с лазерами может быть перспективным для создания нового поколения оптических источников, таких как фемтосекундные синхротроны и источники когерентного рентгеновского излучения [5, 163].

Проявление качественно новых физических эффектов при продвижении по шкале лазерных интенсивностей (рис. 10) сейчас трудно даже прогнозировать, так как оно ограничено нашими сведениями о строении вещества в ближней пространственно-временной окрестности Большого взрыва при ультравысоких концентрациях энергии.

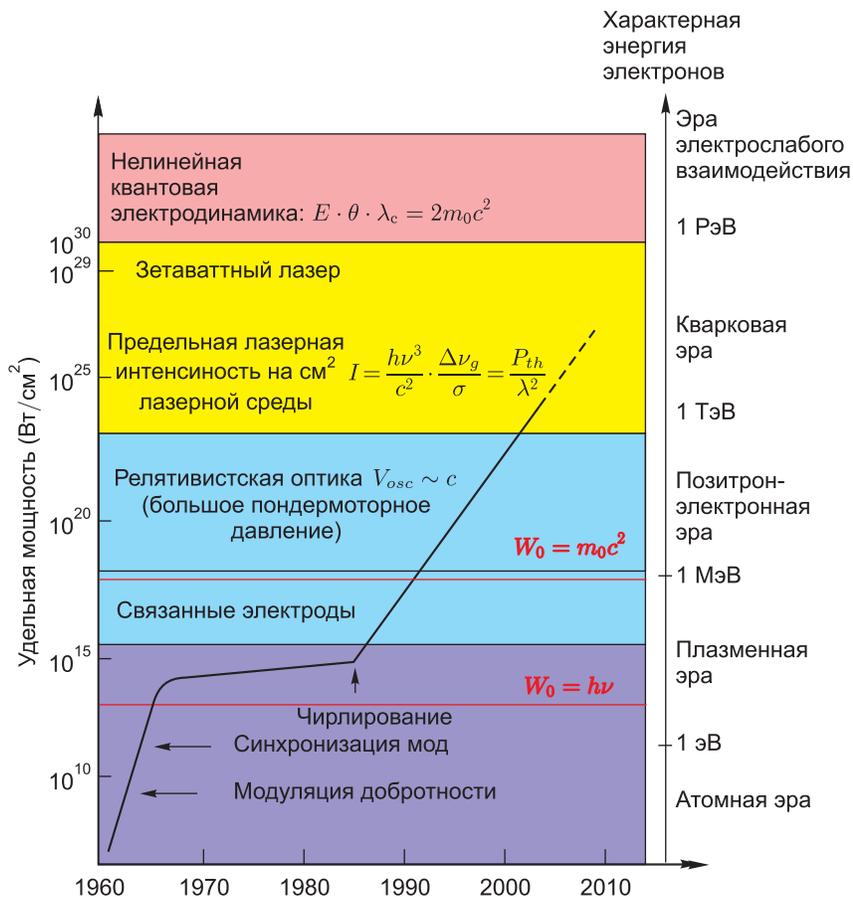


Рис. 10: Рост интенсивности лазерного излучения во времени [5, 27]. Быстрый рост интенсивности излучения в 60-е годы привел к открытию многих нелинейных эффектов, стимулированных связанными электронами (характерные энергии \sim эВ). Современный быстрый рост интенсивности позволяет изучать процессы при релятивистских энергиях ($W \sim m_e c^2 \sim 0,5$ МэВ) электронов

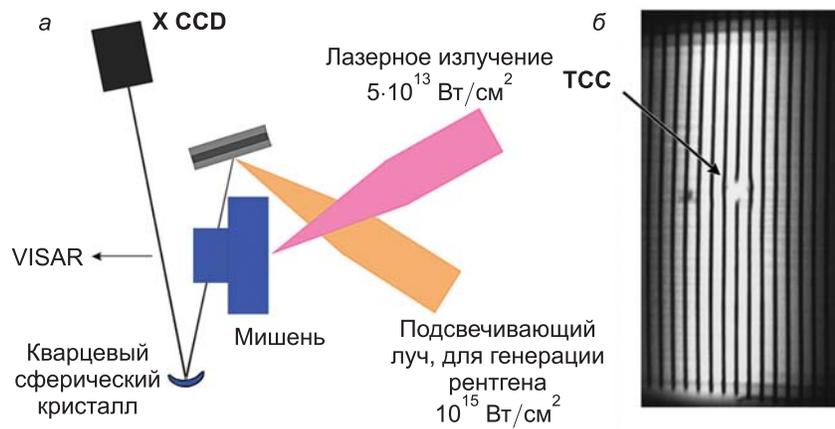


Рис. 11: Эксперименты (а) с лазерными ударными волнами [121] с фиксацией (б) плотности ударно-сжатой плазмы по поглощению рентгеновского излучения 5 КэВ

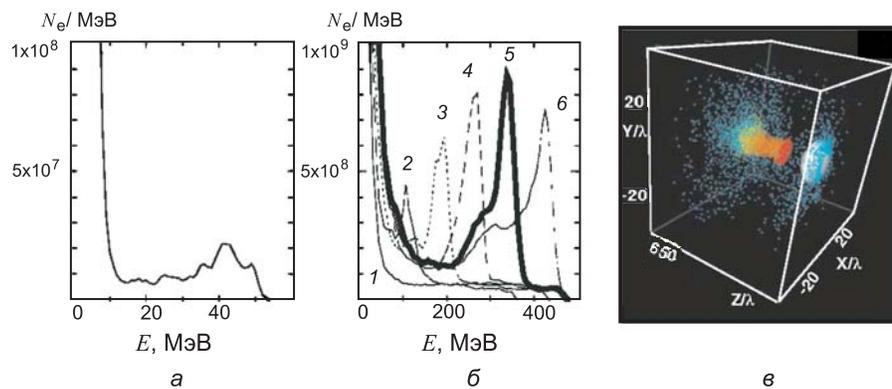


Рис. 12: Энергетический спектр ускоренных электронов [26, 122] для лазерного излучения: *a* — 20 мДж, 6,6 фс; *b* — 12 Дж, 33 фс; временная эволюция спектра: 1) $ct/\lambda = 350$, 2) $ct/\lambda = 450$, 3) $ct/\lambda = 550$, 4) $ct/\lambda = 650$, 5) $ct/\lambda = 750$, 6) $ct/\lambda = 850$; *в* — распространение лазерного импульса 12 Дж, 33 фс, $z/\lambda = 690$ в плазме с концентрацией 10^{19} см^{-3} . Трехмерная картина энергетического распределения нетепловых электронов при $q \sim 10^{19} \text{ Вт/см}^2$. Электроны с энергией, отличающейся на 10 кэВ сверх 10 МэВ, отмечены различным цветом

5 Релятивистские пучки заряженных частиц

Максимальные из доступных в земных условиях плотности энергии генерируются при столкновении релятивистских тяжелых ионов. Необходимые для этого ускорители [74] действуют в ряде лабораторий мира и хорошо известны как основной экспериментальный инструмент в исследованиях по ядерной физике, физике элементарных частиц, квантовой хромодинамике, физике сверхплотной ядерной материи [45, 46, 7, 164, 165], т. е. по направлениям, которые всегда были передним краем естествознания.

Ускорительная наука и техника прошли впечатляющий путь от первого циклотрона с энергией протонов 1,2 МэВ, созданного Э. Лоуренсом в 1932 г., до построенного в ЦЕРН Большого Адронного Коллайдера (ЛНС) с энергией встречных пучков 7 000 000 МэВ каждый. За это время во всем мире созданы десятки ускорителей различных типов, представляющих собой гигантские электротехнические сооружения, аккумулирующие высшие достижения инженерной мысли и отличающиеся высокой степенью надежности.

Так линейный ускоритель в Стенфорде, США, генерирует пятипикосекундный импульс из 10 электронов с кинетической энергией 50 ГэВ, который при фокусировке в пятно размером 3 мкм дает плотность мощности 10^{20} Вт/см².

На ускорительном комплексе ЛНС предполагается осуществлять столкновение двух пучков протонов с энергией 7×7 ТэВ, где станет доступной новая область энергий масштаба 1 ТэВ, достаточного по видимому для рождения частиц темной материи (их масса $m_{DM} \sim 10$ ГэВ – 1 ТэВ), бозона Хиггса, получения кварк-глюонной плазмы и для решения других интереснейших задач физики высоких энергий [166, 47]. Позднее будет обеспечено изучение процессов при столкновениях высокоионизованных ионов свинца (Pb^{82+}) с энергией до 155 ГэВ/нуклон. Активно работающий коллайдер RHIC Брукхейвенской Национальной Лаборатории США обеспечивает энергию сталкивающихся ионов золота до 500 ГэВ/нуклон в системе центра масс [167]. Полученные на этом ускорителе новые экспериментальные данные обсуждаются в [168]. В ноябре 2007 в Дармштадте, ФРГ, дан старт строительству уникального ускорителя ионов и антипротонов FAIR с энергией 1,5–34 ГэВ/нуклон при числе ускоренных ионов $U^{92+} \sim 5 \cdot 10^{11}$ и антипротонов $\sim 4 \cdot 10^{13}$. Стоимость сооружения каждого из такого рода крупнейших ультрарелятивистских адронных ускорительных комплексов (ЛНС и RHIC) составляет несколько миллиардов долларов и находится на грани экономических возможностей богатейших стран мира и даже такого международного сообщества как Европейский

Союз.

Для нашего рассмотрения важно, что эти ускорительные эксперименты направлены на получение пучков частиц ультрарелятивистских энергий как для исследования индивидуального акта столкновения адронов (рис. 14) [169], но и для макроскопического нагрева вещества [73, 74, 170].

5.1 Генерация макроскопических объемов горячей плазмы

Важной положительной особенностью пучков заряженных частиц является объемный характер их энерговыведения [73]. Этим они отличаются от лазерного излучения, где основное энерговыведение излучения с частотой $\omega_{\text{л}}$ происходит в узкой критической зоне [14, 23, 24, 25] $\omega_{\text{л}} \sim \omega_{\text{р}} \sim \sqrt{4\pi e^2 n_e / m_e}$ и затем передается вглубь мишени электронной теплопроводностью [14, 23, 24, 25]. В результате торможения заряженных частиц возникает слой изохорически разогретой плазмы, последующее расширение которого генерирует ударную волну вглубь мишени или цилиндрическую ударную волну, сходящуюся к оси пучка. В современных исследованиях физики высоких плотностей энергии используется обе эти методики — изохорический нагрев и сжатие ударными волнами, генерируемыми корпускулярными пучками.

В качестве генераторов корпускулярных пучков используются либо циклотроны, созданные для изучения физики высоких энергий и ядерной физики [170], либо сильноточные диодные системы [171, 172]. В последнем случае речь идет об субнаносекундных импульсах тока мегаамперного диапазона с кинетической энергией частиц 1–20 МэВ [50, 51].

В опытах [173] релятивистские электронные пучки с энергией МэВ применялись для возбуждения ударных волн в алюминиевых мишенях с целью изучения особенностей поглощения электронов в плотной плазме и выяснения влияния собственных магнитных полей пучка на его тормозную способность в замагниченной плазме (эффект магнитного «стопинга»).

Виду значительно меньшего, по сравнению с электронами, пробега, пучки ионов позволяют получать более высокие удельные плотности энергии в плазме В серии работ [171] на импульсном сильноточном ускорителе KALIF протонный пучок с энергией ~ 2 МэВ, током ~ 400 кА развивал на мишени удельную мощность $\sim 10^{12}$ Вт/см². Это позволило разогнать тонкие (50–100 мкм) ударники до скоростей 12–14 км/с и провести содержательные измерения тормозной способности быстрых протонов в плотной плазме, зарегистрировать термодинамические пара-

метры и вязкость ударно-сжатой плазмы и найти откольную прочность металлов при рекордно-высоких скоростях деформирования. Оказалось, например, что откольная прочность металлов заметно (на 1–2 порядка) растёт с увеличением скорости деформирования, приближаясь к своему теоретическому пределу, что связано с кинетикой распространения дислокации и трещин в поле импульсных напряжений [171, 174, 175].

Созданные для экспериментов по физике высоких энергий, ускорители релятивистских тяжелых ионов оказались перспективными (табл. 2) устройствами для управляемого термоядерного синтеза с инерционным удержанием и для опытов по сжатию и разогреву плотной плазмы [73, 74].

Большой адронный коллайдер LHC (CERN) (рис. 15), построенный для изучения столкновений двух протонных пучков с энергией 7 ТэВ каждый, генерирует 2808 сгустков длительностью 0,5 нс с $1,1 \cdot 10^{11}$ протонов в каждом, следующих через 25 нс, так что полная длительность пучка составляет 89 мкс, а энергия ~ 350 МДж, достаточная для испарения 500 кг меди. Плотность энергии в одном пучке 10^{10} Дж/см³. Характерная кинетическая энергия одного тяжелого релятивистского иона сопоставима с кинетической энергией разогнанного продуктами ВВ металлического лайнера взрывной метательной системы, описанной в п. 3.3.

Пучки тяжелых ионов, с кинетической энергией 3–300 МэВ на нуклон, применялись в экспериментах по нагреву конденсированных и пористых мишеней, по измерению тормозной способности ионов в плазме, а также по взаимодействию заряженных пучков с ударно-сжатой плазмой, получаемой с помощью мини-взрывных ударных труб [74, 176, 177, 178, 179].

Особый интерес представляет использование тяжелоионного ускорителя GSI в комбинации с мощной петаваттной лазерной системой PHELIX (рис. 16), что качественно расширяет экспериментальные возможности такого устройства.

Возможности и перспективы применения ускорительных комплексов в научном центре тяжелых ионов GSI в г. Дармштадт (ФРГ) представлены на рис. 17. Видно, что интенсивные релятивистские пучки тяжелых ионов имеют интересные перспективы для генерации плазмы высокой плотности энергии, а в перспективе, возможно и для импульсного термояда [170, 74].

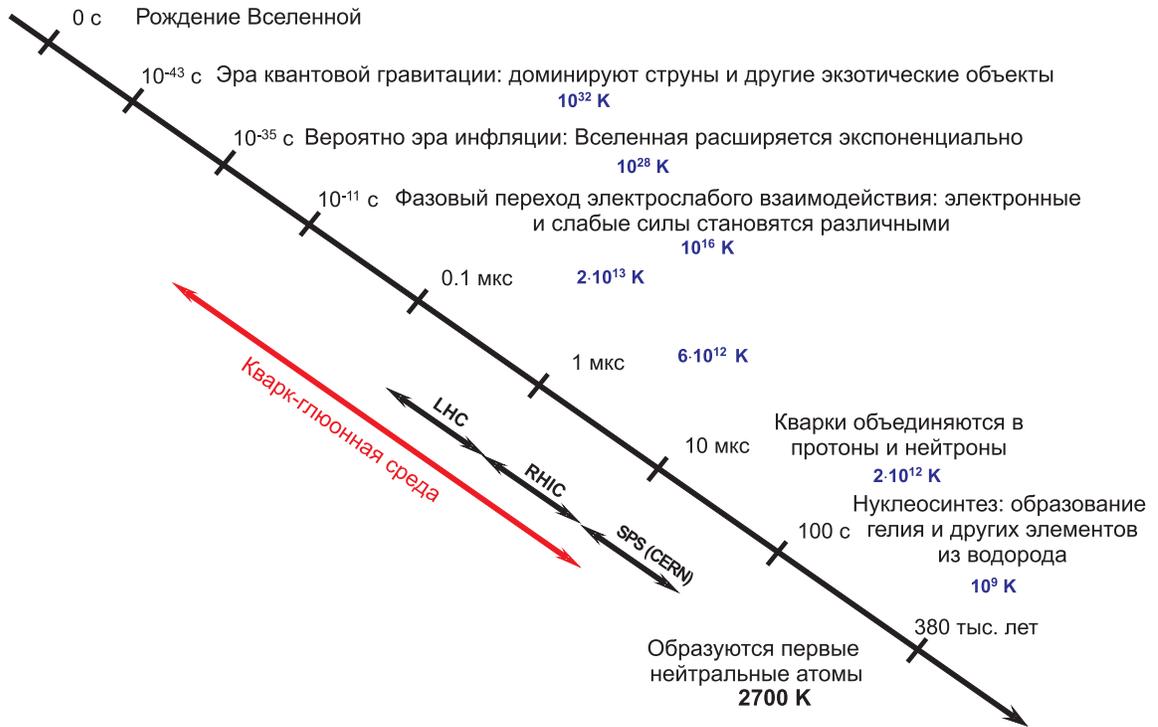


Рис. 13: Космическая шкала времени. Расширение Вселенной после Большого взрыва [167]

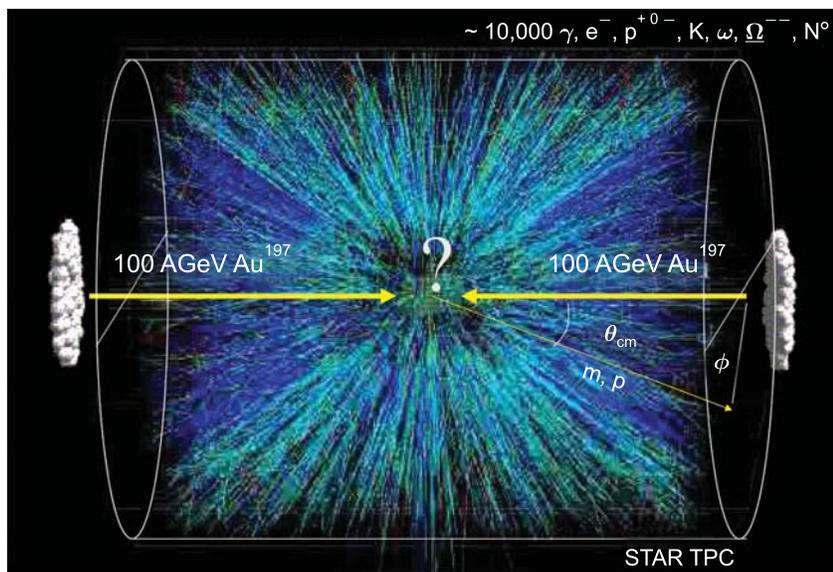


Рис. 14: Столкновение релятивистских адронов — «горение Вакуума» [169]

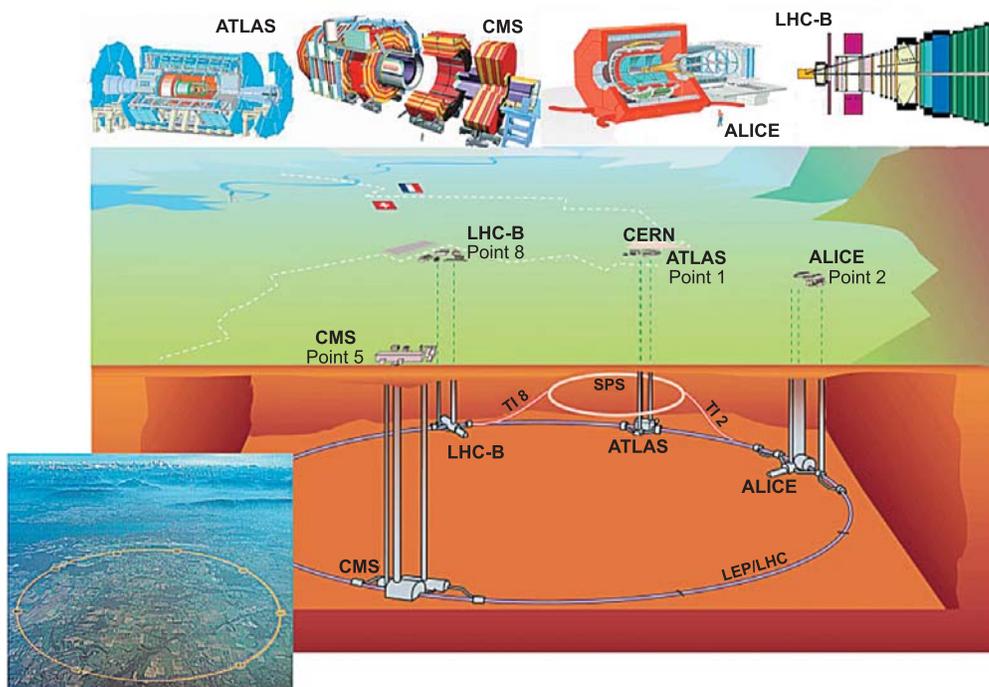


Рис. 15: Схема большого адронного коллайдера (LHC) в Европейском центре ядерных исследований. Его подземный туннель имеет диаметр около 27 км. Вверху изображены основные детекторы ALICE, ATLAS, CMS и LHC-B

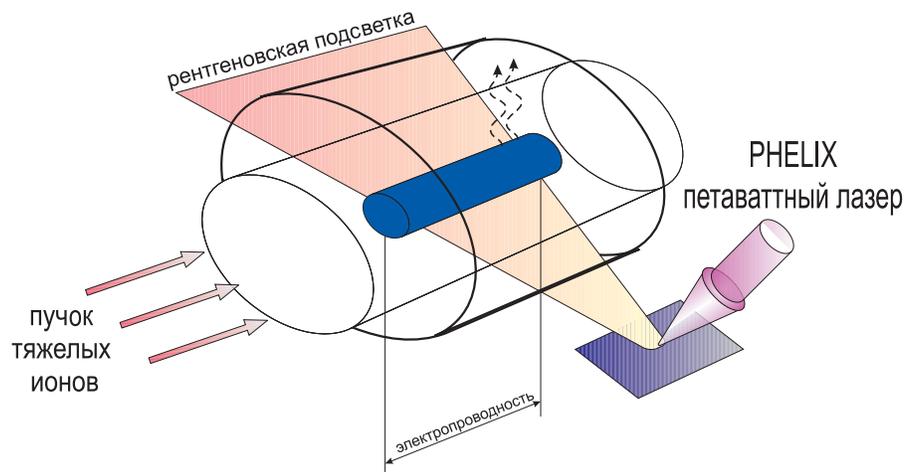


Рис. 16: Схема эксперимента с использованием релятивистского пучка тяжелых ионов и петаваттного лазера [74, 170, 179, 180]

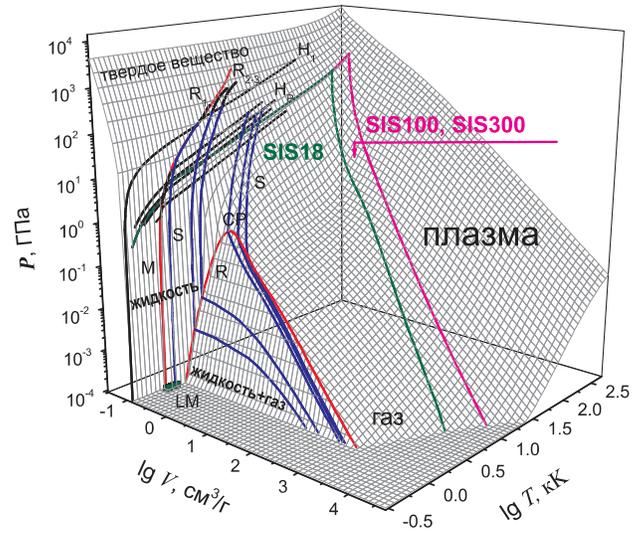


Рис. 17: Участки фазовой диаграммы цинка, доступные генераторам тяжелых ионов [74, 170, 179, 180]

5.2 Релятивистские столкновения ядер. Кварк-глюонная плазма

Как мы уже отмечали рекордно-высокие плотности энергии достигаются сегодня при фронтальном столкновении тяжелых ионов (рис. 14), ускоренных в синхротронах до субсветовых скоростей. Эти опыты направлены на экспериментальное исследование фундаментальных проблем физики высоких энергий при столкновениях адронов, которое сопровождается образованием сверхплотного ядерного вещества - кварк-глюонной плазмы (КГП), рис. 18, 20. Так на ускорителях в ЦЕРН и в Брукхейвене были проведены уникальные эксперименты по генерации ультра-экстремального состояния барионного вещества с плотностью $\sim 10^{15}$ г/см³, давлением 10^{30} бар и температурой ~ 200 МэВ (рис. 1, 2) в индивидуальных актах столкновений тяжелых ядер Cu-Cu и Au-Au. В соответствии с современными представлениями, именно в таком состоянии находилось вещество Вселенной уже в первые микросекунды после Большого Взрыва (рис. 13), а также возможно находиться вещество таких астрофизических объектов, как γ -всплески, нейтронные и кварковые звезды, черные дыры.

Среди большого количества интересных физических результатов, полученных с использованием ускорительной техники, мы здесь остановимся на генерации КГП, возникающей при деконфайменте кварков - при энергиях ≥ 200 МэВ [168, 181]. При столкновении двух ядер (рис. 14 [167]) кинетическая энергия движения переходит во внутреннюю энергию нуклонов, что в соответствии с предсказаниями теории квантовой хромодинамики (QCD [181]) приводит к образованию нового состояния вещества - кварк-глюонной плазмы, «кваркового супа» [168, 181]] — рис. 18.

Возникающая при таких столкновениях КГП состоит из кварков, антикварков и глюонов [182, 164, 183]. КГП обладает максимальной плотностью $\sim 9 - 10\rho_0$ ($\rho_0 = 2,5 \cdot 10^{14}$ г/см³ - ядерная плотность) и может возникать в центре нейтронных звезд черных дыр или при коллапсе обычных звезд. Условия, достижимые на современных ускорителях приведены на фазовой диаграмме ядерной материи, рис. 20.

КГП является существенным элементом трансформации материи после момента зарождения нашей Вселенной (см. раздел 6.5). В течение первых микросекунд [164] после Большого взрыва температура уменьшается как $T \sim 1$ МэВ $t^{-1/2}$ с, так что КГП с температурой в сотни МэВ могла существовать в течение первых 5 – 10 мкс после Большого взрыва (см. подробнее) рис. 22. Поэтому КГП называют наиболее «старой» формой материи.

КГП [184, 185, 186, 187] является сверхплотной и сверхгорячей формой ядерной материи с несвязанными кварками и глюонами, которые при меньших энергиях связаны в адронах (рис. 18). Существование КГП плазмы следует из свойства асимптотической свободы квантовой хромодинамики [188, 189, 190, 191], которая дает значение плотности энергии соответствующего перехода, близкой к величине плотности энергии внутри протона, что на порядок выше плотности энергии ядра и составляет $1 - 10$ ГэВ/фм. Детальные численные расчеты дают критические условия возникновения КГП: $T_c \sim 150 - 200$ МэВ, $(1,8 - 2,4) \cdot 10^{12}$ К — рис. 19, 20.

Появление такой плазмы проявляется как увеличение степеней свободы с 3 у пионного газа низких $T < T_c$ температур до 40–50 у КГП при $T \sim 1 - 3T_c$. Так как плотность энергии, давление и энтропия приблизительно пропорциональны возбужденным степеням свободы системы, резкое изменение этих термодинамических параметров в узком диапазоне температур около T_c и объясняет большую (до ~ 10 на рис. 19) разницу энергий обычного ядерного вещества и КГП.

Как и привычная нам «электромагнитная» плазма (ЭМП), кварк-глюонная может быть идеальной при $T \gg T_c$ и неидеальной при $T \sim (1 - 3)T_c$. Ответственный за это параметр неидеальности - отношения энергии межчастичного взаимодействия к кинетической энергии - в этом случае имеет вид $\Gamma = 2cg^2/4naT = 1.5 - 5$, где c - инвариант Казимира ($c = 4,3$ кварков, $c = 3$ для глюонов, $\sim \frac{1}{T} \sim 0,5$ фм -межчастичное расстояние, $T = 200$ эВ, $g \sim 2$ константа сильного взаимодействия. Множитель 2 в числителе учитывает магнитное взаимодействие, которое в релятивистском случае того же порядка, что и кулоновское.

Сейчас трудно однозначно сказать, является ли переход к КГП истинным термодинамическим фазовым переходом со скачком плотности энергии, либо это резкий, но непрерывный переход [168]. Во всяком случае теория [168] предсказывает в переходной области малое значение скорости звука, что отражается в доступных для наблюдений гидродинамических аномалиях при релятивистских столкновениях тяжелых ядер.

Картина релятивистских столкновений тяжелых ядер приведена на рис. 14. В условиях эксперимента RHIC продольное лоренцевское сокращение размеров сталкивающихся ядер порядка 100. Характерный объем области U - U столкновений ~ 3000 фм³, в котором содержится ~ 10000 кварков и глюонов, а характерное время столкновения $\tau_0 \sim 0,2 - 2/c \sim (5 - 50) \cdot 10^{-25}$ с. По этой причине часть высокоэнергетических процессов происходит, по видимому, уже в разлетающемся веществе после того, как ядерные сгустки пролетели друг сквозь друга.

Во время столкновения и по мере расширения и охлаждения ядерной материи возникающие кварки и глюоны термализуются (время $\tau_{eq} \leq 1$ фм/с $\sim 3 \cdot 10^{-24}$ с) и могут прийти в локальное термодинамическое равновесие за время жизни плазмы $\tau_0 \sim (1 - 2) R/c \sim 10$ фм/с. В этом случае среда придет в гидродинамическое движение, фиксация которого несет экспериментальную информацию о свойствах адронного или кварк-глюонного вещества, а так же о границах взаимного перехода, который согласно квантовой электродинамике должен происходить при плотности энергии \sim ГэВ/фм³.

Анализ динамики столкновения и разлета показывает [168], что переход от относительно медленного одномерного к более быстрому трехмерному расширению осуществляется за характерное время $\sim 0,3$ фм/с. Ко времени 3 фм/с плазма является смесью кварков, глюонов и адронов, а при 10 фм/с кварки и глюоны объединяются в адроны. Нижний предел достижимых плотностей энергии реализуется при $t \sim 1$ фм/с, а верхний (безмассовый газ) - при 0,3 фм/с. Общая оценка плотностей энергии имеет вид [168]:

$$2 - 3 \text{ ГэВ/фм}^3 \leq E \leq 20 - 3 \text{ ГэВ/фм}^3$$

Для сравнения, плотность энергии в нейтронных звездах (гл. 6) составляет ~ 1 ГэВ/фм³.

Возникновение КГП должно сопровождаться качественно - новыми физическими явлениями, которые должны проявляться в экспериментах.

Во-первых, появление новых степеней свободы в плазме отражается на релятивистской гидродинамике столкновения и разлета, которая в свою очередь в условиях локального термодинамического равновесия описывается уравнениями движения вязкой жидкости. Гидродинамический формализм упрощается в случае невязкой жидкости (уравнение Эйлера), а экспериментальное проявление коллективных (вязких) эффектов может служить указанием на плазменные эффекты.

Вторым проявлением КГП является отличие рассчитанных по заданному уравнению состояния параметров гидродинамических явлений от эксперимента.

Результаты таких сопоставлений для азимутальных компонент потока π , κ , $\rho\Lambda$ при $A_n + A_n$ столкновениях, 200 А СЕV показывают [192, 193, 194, 195, 196], что до энергий ~ 1 ГэВ/фм наблюдается хорошее соответствие расчетов и измерений, которое нарушается при больших энергиях. Это расхождение связывается с появлением КГП. Если учесть в уравнении состояния вызванное появлением этой плазмы уменьшение скорости

звука в окрестности $T \sim T_c$ и соответствующее "умягчение" уравнения состояния, то это улучшит соответствие расчетов с экспериментами.

Кроме особенностей в уравнении состояния появление КГП может проявляться в особенностях поведения вязкости в гидродинамическом движении. Именно с этими эффектами связываются неустранимые в рамках трехмерной нестационарной (3+1D) гидродинамики занижения измеренных на SPS эллиптических скоростей разлета по сравнению с расчетом. Во всяком случае эксперименту лучше соответствуют расчет идеального-невязкого потока по уравнениям Эйлера [197], чем по уравнениям с вязкой диссипацией.

Эффекты подавления струй, образующихся при релятивистском столкновении ядер так же содержат информацию о свойствах ударно-сжатого вещества [198, 199, 200] и о возникновении КГП. По порядку величины это подавление определяется радиационными потерями глюонов в то время, как вклад упругих потерь невелик.

Эти и ряд других экспериментальных данных дают возможность найти начальную плотность энергии при релятивистских столкновениях

$$E_0 = E(1/\rho_0) \approx \rho_0^2/\pi R^2 \cdot dNg/dy \approx 20 \text{ ГэВ/фм}^3$$

где $\rho \sim Q_{sat} \sim 1,0 - 1,4 \text{ ГэВ}$ - характерный момент глюона, которая в свою очередь, определяет время формирования $\hbar/P_0 \sim 0,2 \text{ фм/с}$ первичной неравновесной КГП. В этих условиях необходимое для применения гидродинамики локальное термодинамическое равновесие наступает при $\tau_{eg} \sim (1-3)B/P_0 < 0,6 \text{ фм/с}$. К этому времени температура составит $T(\tau_{eg}) \sim (\varepsilon_0/(1-3) \cdot 12)^{1/4} \approx 2T_c$. По одной из моделей [168] при $P_0 \sim 2 - 2,2 \text{ ГэВ}$ число мини-струй должно быть ~ 1000 .

Наблюдаемые явления подавления струй при ядерных столкновениях дают возможность определять плотность энергии ядерного вещества и по анализу энергопотерь струй при их движении через кварк-глюонную плазму сделать выводы о сильном коллективном взаимодействии (неидеальности) такой плазмы.

Из интересных ядерных гидродинамических явлений особенно отметим весьма элегантную и красивую идею Штокера [201] об образовании конических маховских ударных волн (рис. 21), по свойствам которых можно судить о характеристиках сжатого ядерного вещества.

Между кварк-глюонной плазмой и обычной плазмой, из которой состоит 95-99% видимой Вселенной и которая называется "электромагнитной" плазмой (ЭМП) много различий и много общего [181]. КГП в отличие от ЭМП является релятивистской или ультрарелятивистской. Это различие в релятивизме проявляется не только в кинематике движения,

но и в том, что в нерелятивистском случае присутствуют только частицы, число которых сохраняется, а в релятивистском - присутствуют и античастицы, а сохраняется число лептонов. Плотность частиц больше не является адекватной характеристикой КГП.

Наиболее общая черта КГП и ЭМП состоит в коллективном характере межчастичного взаимодействия [181]. Радиус эффективного электромагнитного взаимодействия, несмотря на экранировку, обычно много больше межчастичного расстояния, так что в Дебаевской сфере находится много частиц и их движение сильно коррелировано. Квантовая электродинамика дает соответствующие дебаевскому решение

$$\Phi(r) = q/\tau \cdot e^{-m_D^2 r},$$

в котором дебаевская масса (выполняющая роль дебаевского радиуса в атомной системе единиц) $m_D^2 = e^2 T/3$ порядка $(qT)^2$, где q - константа квантовой электродинамики, т.к. в этой теории плотностей частиц $\sim T^3$, то число частиц в сфере Дебая $\sim 1/q^3$ на пределе слабого сжатия ($1/q \gg 1$). Интересно, что псевдопотенциал межчастичного взаимодействия одинаковых зарядов в КГП может в ряде случаев становится притягивающим [181]. Характерный для ЭМП и КГП дальнедействующий характер межчастичных взаимодействий приводит к важной роли коллективных эффектов, таких как экранировка, плазменные колебания, неустойчивость и т.п.

В отличие от опытов с ЭМП, где используются внешние электромагнитные или гравитационные поля, для КГП поля необходимой интенсивности необычайно велики и при релятивистских столкновениях важны только самаиндуцированные поля.

Многие типичные для ЭМП гидродинамические и кинетические плазменные неустойчивости, по-видимому, могут проявляться в КГП [181], хотя наблюдать их в этом случае крайне затруднительно. Однако с развитием этих возмущений связывают малое (≤ 1 фм/с) измеренное время термализации КГП и эффект подавления струй при релятивистском столкновении ядер.

Наблюдаемая в экспериментах [181] быстрая термализация вещества, параметры эллиптических потоков, спектр вылетающих частиц, подавление струй и малая вязкость связывается [181] с неидеальностью КГП, находящейся недалеко от границы деконфаймента. Приведенная выше оценка параметра неидеальности $\Gamma \sim 1,5 - 5,0$ может быть на порядок больше из-за учета высших членов в потенциалах взаимодействия [181]. Это в свою очередь может вызвать "плазменный" фазовый переход, подобно тому, который наблюдается в нерелятивистской сильнонеидеаль-

ной плазме [54, 4, 2].

Любопытные аналогии [181] возникают между сильнонеидеальной КГП и сильнонеидеальной "пылевой" плазмой [40, 43, 4]. И в том, и в другом случае речь идет по видимому о неньютоновской жидкости, где сдвиговая вязкость зависит от скорости движения. Кроме того КГП, возможно, обладает чертами наножидкости [181]. Так начальный размер КГП сразу после столкновения составляет ~ 10 фм ~ 20 межчастичных расстояний, что отличает такую систему от сплошной среды. Это так же характерно для неидеальной "пылевой" плазмы [40, 43, 4].

Аналогии между КГП и ЭМП могут быть полезными и помочь в понимании ряда важных свойств КГП, особенно таких, которые трудно получить из прямого эксперимента с релятивистскими ионными столкновениями.

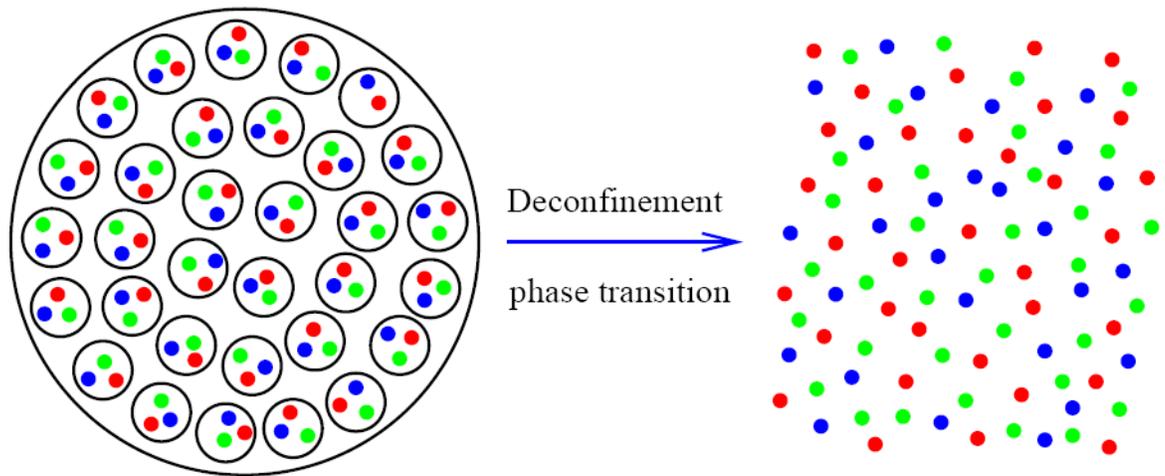


Рис. 18: Образование кварк-глюонной плазмы. При обычных условиях (слева) кварки отмеченные цветными точками связаны в адронах. При всяких температурах $T > T_c$ происходит деконфаймент кварков и они перестают быть связанными в адронах и образуют кварк-глюонную плазму.

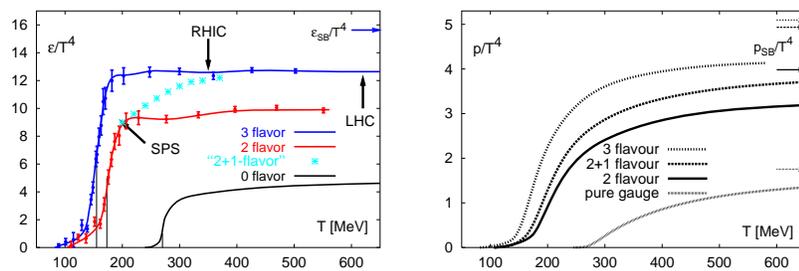


Рис. 19: Квантово-хромодинамические расчеты плотности энергии (а) и давления (в) температуры [168]. Наиболее реалистичский случай соответствует аромату (flavor) $2 + 1$.

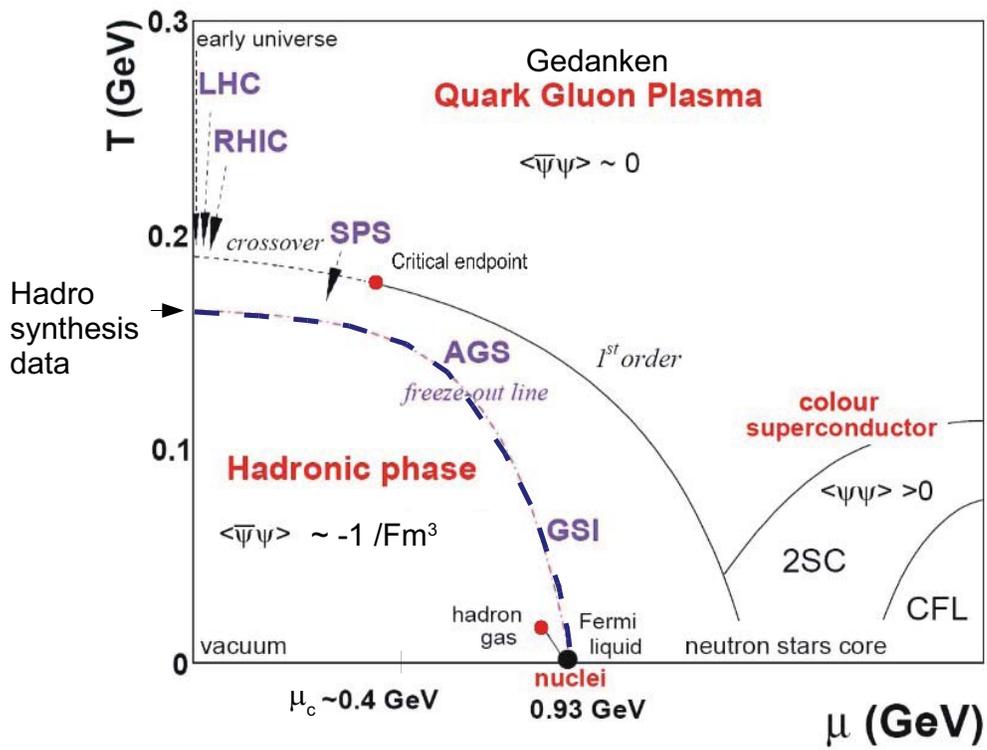


Рис. 20: Фазовая диаграмма кварк-глюонной плазмы. [202, 197]

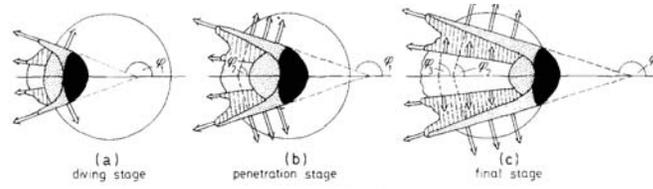


Рис. 21: Образование маховских ударных волн в ядерном веществе [201] при столкновении легкого ядра (слева) и "тяжелого".

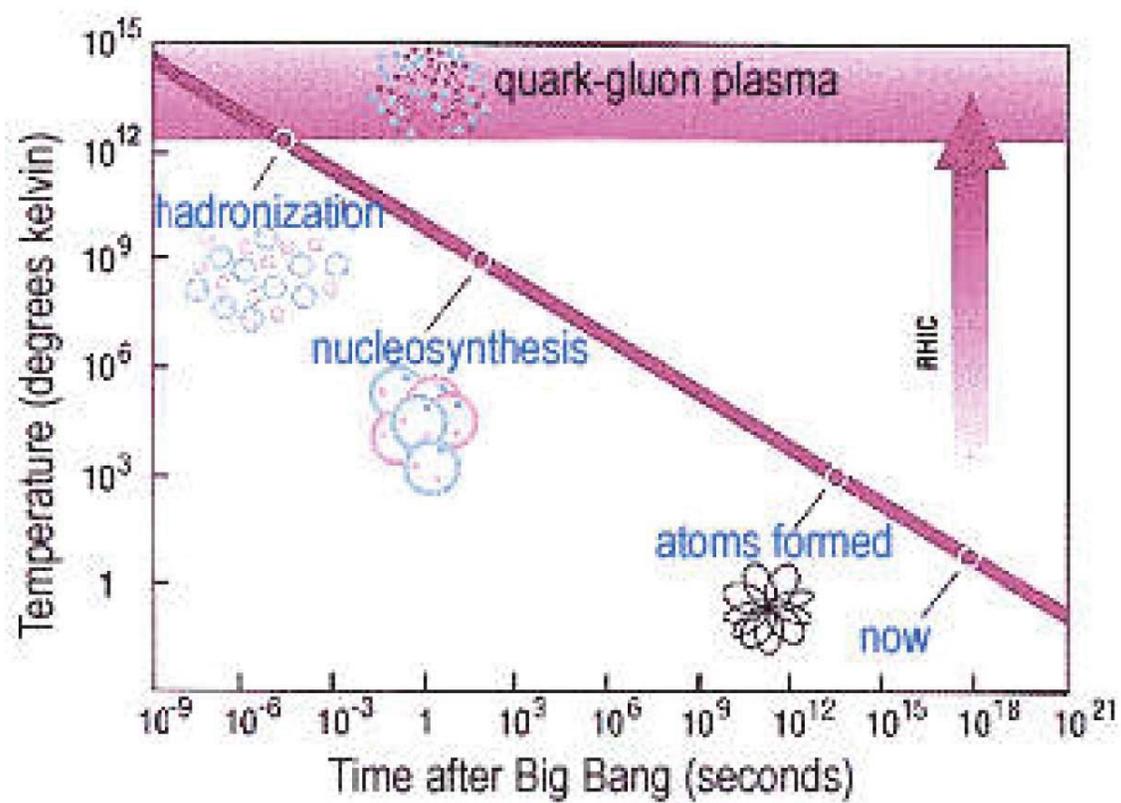


Рис. 22: Трансформация материи после Большого взрыва.

6 Астрофизические аспекты высоких плотностей энергии

Физика высоких плотностей энергии лежит в основе современного понимания структуры и эволюции астрофизических объектов, происходящих под действием гравитационных сил и термоядерных энерговыделений [1]. Поразительны масштабы и разнообразие этих явлений, для понимания которых необходимы самые последние идеи и данные современной физики. При этом наблюдения за астрофизическими объектами производятся в широком диапазоне электромагнитного излучения от жесткого гамма-до метрового диапазона, давая уникальную и недоступную для современных ускорителей информацию о физических процессах при ультравысоких энергиях. По образному выражению академика Я.Б. Зельдовича, Вселенная является «ускорителем для бедных», — не требуя от них многомиллиардных затрат на строительство экспериментальных устройств.

Диапазон изменения параметров вещества во Вселенной чрезвычайно широк [7, 10]: от космического вакуума² и разреженного межгалактического газа с плотностью 10^{-30} г/см³ до экстремально высоких плотностей 10^{14} – 10^{17} г/см³ нейтронных звезд (табл. 3). Температура межгалактического газа с $n \sim 10^{-4}$ – 10^{-3} см⁻³ достигает 10^7 – 10^8 К, а при нагреве ударными волнами (от сброса оболочек звезд, их столкновений и взрывов, от столкновения газовых облаков и т. п.), может достигать миллиарда градусов. Внутри нейтронных звезд она составляет 10^8 – 10^{11} К [1]. 99 % видимой материи разогрето до температуры, превышающей 10^5 К.

Если в межгалактическом пространстве магнитные поля составляют $\sim 10^{-9}$ Гс, а вблизи плоскости Галактики 10^{-6} Гс, то на поверхности нейтронных звезд — на 22 порядка больше. Рекорд здесь принадлежит недавно открытым магнитарам, — нейтронным звездам, образующимся после вспышек сверхновых, с магнитными полями — до 10^{15} Гс, что соответствует плотностям $\sim 10^8$ г/см³, приближающимся к плотности ядерной материи [204, 205]. Гравитационная аккреция вещества порождает высококоллимированные струи, пучки заряженных частиц, ускоренных до ультравысоких энергий. Взрывы сверхновых генерируют ударные волны, плазменные выбросы, турбулентные плазменные и пылевые облака, создавая материал для рождения звезд [5, 7, 8, 10]. Нейтронные звезды размером несколько километров, вращаясь с килогерцевыми частотами и воздействуя своими гигантскими магнитными полями на

²Эта величина следует из измерений гравитационных эффектов вакуума и согласуется с соображениями о верхнем пределе, вытекающем из ограничений снизу на кривизну пространства [203].

плазму, генерируют мощное рентгеновское излучение. Детальные астрономические наблюдения свидетельствуют о преобладании новых форм материи типа темного вещества и темной энергии. При этом мы недостаточно хорошо представляем структуру даже ближних к нам планет Солнечной системы.

Задача состоит в том, чтобы в какой-то мере воспроизвести в лабораторных условиях эти экзотические состояния и трансформации материи путем столкновения релятивистских ядер, в фокусе сверхмощных лазеров, в схлопывающихся плазменных пинчах или воспроизвести в расчетах на суперЭВМ [5]. При этом разница в лабораторных и астрофизических масштабах достигает многих порядков (до 25) величин, так что необходим выбор адекватных безразмерных переменных и аккуратный анализ критериев подобия [60, 9]. Существующие и принципиальные технические возможности, а также перспективы кумуляции высоких плотностей энергии были описаны в предыдущих разделах и составляют техническую основу лабораторной астрофизики [9, 60, 206] — быстро развивающегося раздела физики высоких плотностей энергии.

Рассмотрим кратко примеры астрофизических объектов [5] и только с точки зрения физики высоких плотностей энергии.

6.1 Планеты, экзопланеты, субзвезды, белые и коричневые карлики

На рис. 23 представлены структура и характерные параметры ряда планет-гигантов Солнечной системы, в которых сосредоточено 99,5 % массы околосолнечного вещества. Видно, что речь идет о сложной структуре и разнообразных физических процессах в сжатом и нагретом веществе, которые необходимо научиться воспроизводить в лаборатории и описывать теоретическими моделями плотной плазмы мегабарных давлений.

Значительно меньшее количество наблюдаемой информации получено относительно планет, находящихся вне Солнечной системы. К настоящему времени с 1992 года обнаружено больше 230 таких объектов, которые фиксируются астрономами по уменьшению яркости звезды в момент прохождения между ней и земным наблюдателем («затемненный» метод).

Редкий снимок экзопланеты-спутника звезды Gliese 229, полученной телескопом Хаббл, представлен на рис. 24. Масса этой экзопланеты 20–60 масс Юпитера.

На рис. 25 приведены размеры и массы ряда планет-гигантов и экзопланет, а также их химический состав в сопоставлении с рядом планет

Солнечной системы.

Интерпретация данных земных и космических измерений, а также построение на их основе моделей эволюции, структуры и энергетики этих объектов, требует надежных сведений о физических свойствах неидеальной плазмы в мегабарном диапазоне давлений.

Выполненные эксперименты по многократному (квазиadiaбатическому) ударному сжатию водорода, гелия и их смесей на пневматических пушках [12] и взрывных метательных устройствах [3, 4, 11, 54] дают необходимую информацию об ионизации давлением [3, 4, 11, 22] и о фазовом переходе [54] в такой плазме. Измерения показывают, что плазменный фазовый переход происходит на изэнтропе дейтерия при $P \sim 1,2$ Мбар, а ионизация давлением в близком диапазоне давлений при плотности плазмы $\sim 0,5\text{--}1,0$ г/см³. Это позволило измерить границу металлизации Юпитера, сдвинув ее в сторону больших радиусов [207, 2].

Близким по размерам к планетарным объектам являются коричневые карлики, маломассивные звезды и субзвезды, в недрах которых потухли ядерные реакции [208] из-за недостаточной массы (обычно это 0,07–0,09 массы Солнца и размер, сопоставимый с Юпитером). Эти «неудавшиеся звезды» занимают диапазон масс от Юпитера до Солнца и состоят из водородно-гелиевой вырожденной или частично-вырожденной неидеальной плазмы с давлением в центре около 10^5 атмосфер, в то время как у белых карликов плазма полностью вырождена [209, 210, 211, 212].

Оптические свойства плазмы звезд являются одной из центральных областей применения физики высоких плотностей энергии к астрофизике, так как излучение определяет перенос энергии внутри звезд, их эволюцию и наблюдаемую светимость, давая основную наблюдаемую информацию об этих объектах.

В качестве примера такого рода плазменных расчетов приведем анализ оптических явлений при ударе кометы Шумейкера–Леви 9 о Юпитер [213, 214], что позволило уточнить состав и строение атмосферы Юпитера, выявило эффект ускорения ударной волны в экспоненциальной атмосфере и объяснить зарегистрированные с Земли и космических зондов оптические сигналы.

При превращении гравитационно-неустойчивого газового-пылевого облака в звезду происходят гигантские изменения в физических условиях свойств вещества — плотность возрастает на 20, а температура — на 6 порядков. Вещество претерпевает серию трансформаций от молекулярного и твердого до состояний сверхплотной релятивистской плазмы.

Основным источником энергии при дальнейшей эволюции звезд является термоядерное горение, приводящее к рождению тяжелых элементов, идущее в сильносжатом веществе при экстремально высоких тем-

пературах [215]. При таком горении [216] водород превращается в гелий (10 млн. К), который переходит в углерод и кислород (100–200 млн. К). Углерод при ~ 800 млн. град. дает неон, натрий и магний, а кислород при 2 млрд. градусов дает кремний и серу. Для перехода кремния в железо и в соседние с ним элементы необходима температура ~ 4 млрд. градусов. Здесь термоядерное горение прекращается, т. к. на образование более тяжелых элементов требуются затраты энергии. Эти элементы (Cu, Sn, Ag, Pb, Th, U) синтезируются в реакциях нейтронного захвата при взрыве сверхновых II и красных гигантов.

Картина эволюции, а следовательно и параметры плазмы, одиночных звезд, сильно зависят от массы [8].

На рис. 26 приведена динамика взрыва новой звезды [217, 218], когда в результате аккреции не достигается предел Чандрасекхара, приводя к более слабому, чем в случае сверхновых, взрыву.

Более энергетичный процесс сопровождается вспышкой сверхновой типа II (если сохранилась протяженная водородная оболочка) или Ib/c. При этом яркость такой сверхновой чрезвычайно высока и может превосходит суммарную яркость всех остальных звезд Галактики. Остатки сбрасываемой оболочки затем в течении нескольких десятков тысяч лет существует в виде светящейся туманности — остатка сверхновой.

Интересными с точки зрения реализации экстремальных условий, астрофизическими объектами являются белые карлики [211], аккреция которых может приводить к сверхновым типа Ia. При эволюции звезд с массой $8-10M_{\odot}$ термоядерное горение останавливается на стадии гелиевого или углеродно-кислородного вырожденного ядра. Любопытно, что положительные ионы здесь образуют кристаллическую решетку [8] — разновидность фазового перехода в неидеальной плазме [54, 37, 38, 39, 40, 44, 48, 49, 50, 51, 52, 53, 22].

Энергетические параметры звездных взрывов значительно отличаются. Для самых «слабых» астрономических взрывов — вспышек на Солнце — масштаб времени составляет около 10^3 с, при этом освобождается примерно 10^{32} эрг. Для новых $t \sim 10^8$ с и соответствующая энергия составляет $E \sim 10^{45}$ эрг. У сверхновых $t \sim 10^{10}$ с и $E \sim 10^{50}$ эрг. В ядрах галактик, вероятно, $t \sim 10^{15}$ с и $E \sim 10^{65}$ эрг. и т. д.

В ряде сценариев эволюции звезд (сверхновая, новая) термоядерное горение возникает во внутренних областях вырожденной плазмы и затем передается внешним зонам в виде волны термоядерного горения или термоядерной детонации, либо в результате конвекции. При этом развиваются конвективные неустойчивости, приводящие к взрыву объекта [219]. Похожие конвективные процессы, но без локального термоядерного энерговыделения происходят, вероятно, и во внешних зонах коричневых

карликов. К сожалению конвективные явления в вырожденной плазме изучены сейчас явно недостаточно [5], что требует соответствующих лабораторных экспериментов.

Можно надеяться, что будущие установки NIF и MJL позволят резко расширить доступный диапазон параметров и достичь условий, характерных для планет земной группы, экзопланет и планет-гигантов, коричневых карликов и звезд средних масс, а также для внешних слоев белых карликов.

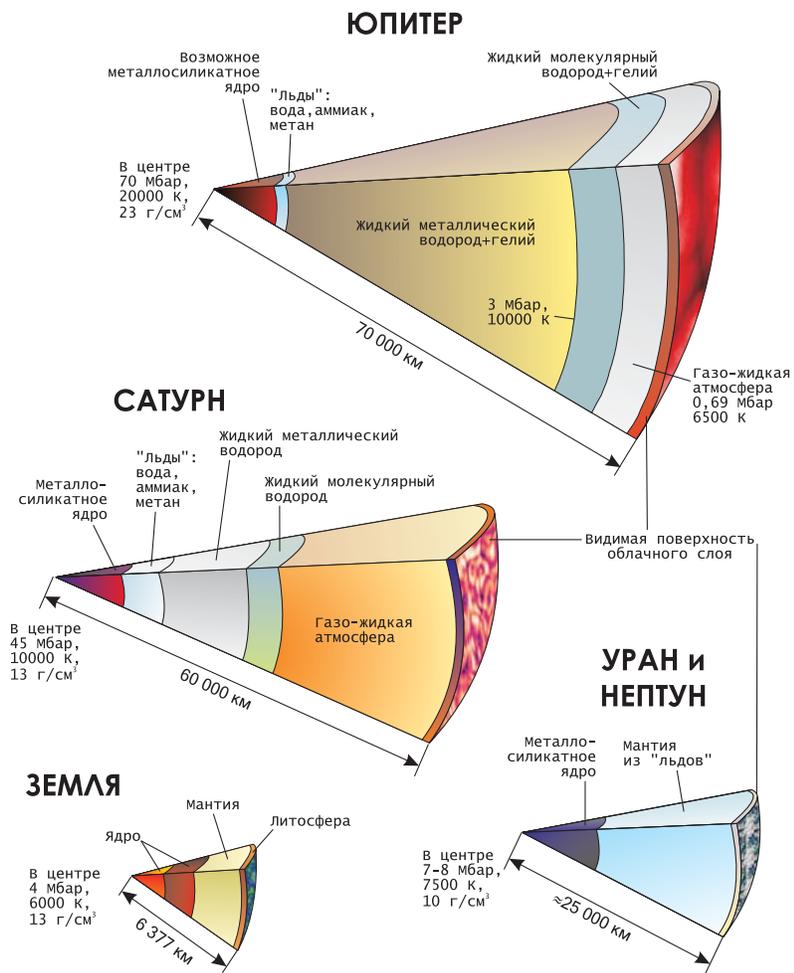


Рис. 23: Схема внутреннего строения планет-гигантов в сравнении со строением Земли [220]

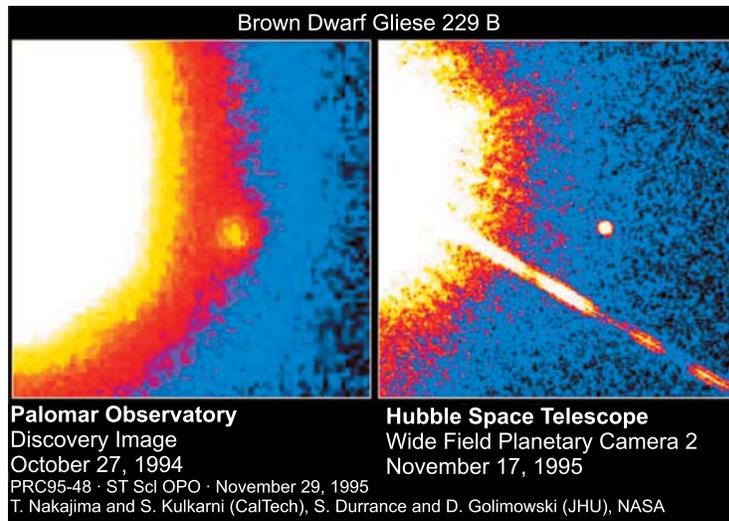


Рис. 24: Снимок спутника звезды Gliese 229. Изображение получено космическим телескопом Хаббл [221]

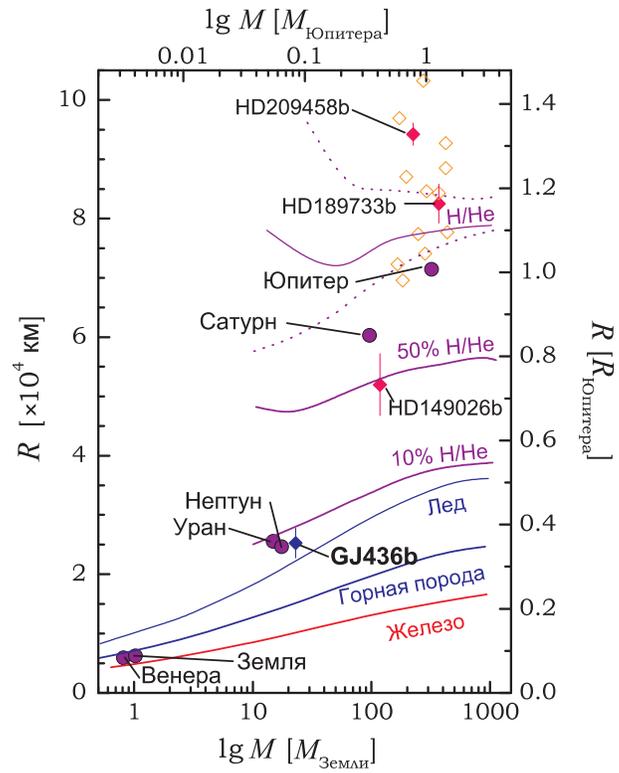


Рис. 25: Характеристики и химический состав экзопланет в сопоставлении с рядом планет Солнечной системы [222]



Рис. 26: Динамика взрыва новой звезды [217, 218]

Таблица 3: Характерные параметры вещества в природе и в лаборатории

Объект	T, К	ρ, г/см³	P, бар
Межгалактический газ	10^7-10^8	10^{-30} – 10^{-3}	10^{-17} – 10^{-7}
Земля, центр	$5 \cdot 10^3$	10–20	$3,6 \cdot 10^6$
Юпитер, центр	$1,5-3 \cdot 10^4$	5–30	$3-6 \cdot 10^7$
Экзопланеты	10^3-10^5	1–30	10^7-10^8
Алмазные наковальни	$4 \cdot 10^3$	5–20	$5 \cdot 10^6$
Ударные волны	10^7	13–50	$5 \cdot 10^9$
Управляемый термоядерный синтез, магнитное удержание	10^8	$3 \cdot 10^{-9}$	50
Управляемый термоядерный синтез, инерционное удержание	10^8	150–200	$2 \cdot 10^{11}$
Солнце	$1,5 \cdot 10^7$	150	10^{11}
Красный гигант	$2-3 \cdot 10^7$	10^3-10^4	$5 \cdot 10^{12}$
Белый карлик	10^7	10^6-10^9	$10^{16}-10^{22}$
Релятивистское столкновение ядер золота, 100 ГэВ/нуклон, Брукхейвен	$2 \cdot 10^7$ – $7 \cdot 10^{13}$	10^{15}	10^{30}
Нейтронная звезда, черная дыра, γ -всплески	10^8-10^{11}	10^{14} – $5 \cdot 10^{15}$	$10^{25}-10^{27}$
Ранняя Вселенная (планковские условия)	10^{32}	10^{94}	10^{106}

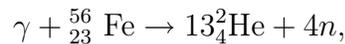
6.2 Сверхэкстремальные состояния, нейтронные и кварковые звезды, черные дыры, магнитары, кротовые норы

В зависимости от начальной массы звезды солнечного химсостава, после завершения термоядерной эволюции, в звездных недрах могут возникнуть три типа компактных остатков: белые карлики, нейтронные звезды и черные дыры [1, 8].

Нейтронные звезды являются, пожалуй, наиболее экзотическими астрономическими объектами, в которых реализуется широкий спектр суперэкстремальных состояний вещества [223, 224], фактически недоступных для лабораторного исследования. Поэтому нейтронные звезды в каком-то смысле выполняют роль «космической лаборатории», когда по их наблюдаемым проявлениям можно судить о поведении вещества в ультраэкстремальных условиях — при сверхядерных плотностях, сверхсильных магнитных полях, при сверхтекучести барионного компонента и интенсивных ядерных превращениях ультрасжатого вещества. Естественно, что наблюдаемые проявления этих процессов также весьма разнообразны — это радио- и рентгеновские пульсары, вспыхивающие рентгеновские источники, рентгеновские транзиенты, магнетары и т. п. [223, 225, 8].

Нейтронные звезды, связываемые с короткопериодическими источниками излучения — пульсарами, представляют собой заключительную (после взрыва сверхновой) стадию эволюции обычных звезд с $M > 8 M_{\odot}$, когда гравитационные силы сжимают вещество до ядерных плотностей 10^{11} г/см³ и происходит образование нейтронного вещества [1, 226, 8], предсказанного Л.Д. Ландау еще в 1932 г.

Термоядерное горение кремния ^{32}Si с образованием изотопов железа ^{56}Fe , ^{58}Fe , ^{60}Fe , ^{62}Ni и т. д. замыкает цепочку термоядерных реакций в невырожденном ядре массивной звезды. Плотность в центре звезды достигает $\sim 3 \cdot 10^9$ г/см³, $T \sim 8 \cdot 10^9$ К при массе ядра 1,5–2 M_{\odot} [8]. Важным процессом, стимулирующим гравитационный коллапс, является процесс фотодиссоциации ядер железа на 13 альфа-частиц,



и нейтронизация вещества.

Благодаря принципу Паули, нейтронное вещество стабильно относительно распада нейтрона по схеме



так как энергетический уровень электрона, который мог бы испуститься при распаде, уже занят другими электронами, входящими в состав ве-

щества. В итоге с увеличением сжатия происходит нарастающий процесс захвата ядрами электронов с превращением протонов в нейтроны. Такая звезда напоминает одно атомное ядро огромных размеров.

Специфическая особенность нейтронных звезд — их сверхвысокая (ядерная) плотность $\sim 2,8 \cdot 10^{14}$ г/см³. Однако в отличие от атомного ядра, в котором нуклоны удерживаются сильным взаимодействием (кварки), в нейтронной звезде нуклоны удерживаются гравитационными силами, а β -распад нейтрона подавлен сильным вырождением электронов сжатого вещества.

При нейтронизации упругость вырожденного вещества уменьшается [8], так как уменьшается концентрация электронов при сохранении плотности барионов, вещество становится «мягче», вызывая коллапс ядер массивных звезд на поздних стадиях их эволюции.

Дополнительная причина потери гидростатической устойчивости звезды вызвана эффектами общей теории относительности: когда давление вещества дает вклад в силу притяжения, приводя к увеличению силы, стремящейся сжать вещество [1, 226]. При этом коллапс ядра массивной звезды сопровождается вспышкой сверхновой II или Ib/c типов.

Коллапс ядра звезды останавливается при плотностях порядка плотности атомного ядра, при которых существенными становятся эффекты вырождения нейтронов, и сжимаемость вещества становится способной противостоять действию сил тяготения.

В итоге образуется компактная звезда с $M \sim M_{\odot}$, размером всего ~ 10 км, начальной температурой $\sim 10^{11}$ К, плотностью ядра $\sim 1,5\text{--}15\rho_0$ (рис. 20) ($\rho_0 = 2,5 \cdot 10^{14}$ г/см³ — плотность ядерного вещества), обладающая мощным магнитным ($B \sim 10^{11}\text{--}10^{16}$ Гс) и гравитационным (ускорение $\sim (2\text{--}3) \cdot 10^{14}$ см/с²) полями, что делает необходимым использование для ее описания общей теории относительности. Вращающиеся с периодом 0,0016 – 1 с нейтронные звезды (радио-пульсары) представляют собой единственные астрофизические объекты, в которых механизм замедления вращения (а, значит, и эволюция) определяется электродинамическими силами. Нейтронные звезды, входящие в состав двойных систем, проявляются как компактные рентгеновские источники [8].

Несмотря на малые размеры, спектр состояний вещества (рис. 27) и физические процессы в нейтронной звезде чрезвычайно разнообразны.

Атмосфера нейтронной звезды имеет толщину от десятков сантиметров до нескольких миллиметров, плотность 0,1–100 г/см³; она состоит из неидеальной плазмы с $T \leq 10^6$ К и имеет гигантское магнитное поле. В ряде случаев его величина достаточна для спонтанного рождения электрон-позитронных пар [227].

Внешняя кора толщиной в сотни метров [223] состоит из плотной

плазмы, электроны которой по мере движения вглубь переходят из бoльцмановского в вырожденное состояние, а затем (при $\rho \gg 10^6$ г/см³) и в вырожденный релятивистский газ. При $\rho \geq 10^4$ г/см³ происходит полная ионизация плазмы давлением. При дальнейшем сжатии происходит β -захват и нейтронизация вещества.

На границе с ядром нейтронной звезды ($2\rho_0 < \rho < 20\rho$) атомные ядра исчезают, а нейтроны во внутренней коре могут быть сверхтекучими, что отражается на динамике охлаждения и на нейтронной светимости объекта. Ввиду сильной зависимости температуры звезды от критической температуры перехода нуклонов в сверхтекучее состояние, то предложено [228] использовать нейтронную звезду как «термометр» для измерения критических температур нуклонов в несимметричной ядерной материи, что даст косвенную информацию об уравнении состояния ядерного вещества.

Состав внутреннего ядра нейтронной звезды точно не известен из-за недостаточного знания физики сильных взаимодействий в сверхплотном веществе [1, 8]. Возможно, ядро состоит из нуклонно-гиперонного вещества пионного конденсата, кварк-глюонной плазмы или каких-либо иных экзотических состояний. Согласно работе [223], если свойства коры ($\rho < 0,5\rho_0$) нейтронной звезды описываются моделями неидеальной плазмы, то при $\rho \geq \rho_0$ описание свойств вещества сверхъядерной плотности крайне затруднено неполнотой лабораторных данных и отсутствием законченной теории вещества сверхъядерной плотности [45, 46].

В случае, если в процессе эволюции захватывается магнитное поле, то нейтронная звезда проявляется в виде магнитара [229] — звезды, обладающей сверхмощным (до 10^{15} Гс) магнитным полем [229]. Для магнитара SGR 1806-20 — самого мощного магнита во Вселенной, измеренное магнитное поле оказалось рекордно высоким $\sim 10^{15}$ Гс, что соответствует плотности $\sim 10^{13}$ г/см³, приближающейся к плотности ядерной материи. Возможно, что в ряде случаев в центральных областях нейтронных звезд может возникать кварк-глюонная плазма (см. п. 5.2). Такие объекты называют странными кварк-глюонными звездами [168].

Сверхплотные состояния материи и, в частности, кварк-глюонная плазма могут проявляться также и в *черных дырах*, — объектах предсказанных общей теорией относительности, в которых поле тяготения столь велико, что вторая космическая скорость равна скорости света [230, 10]. Черная дыра представляет собой область пространства-времени с выделенным горизонтом событий — поверхностью размером $r_d = 2GM/c^2 \sim 3M/M_\odot$ км, из-под которой никакая информация не может выйти наружу и стать доступной внешнему наблюдателю. Условие возникновения черных дыр требует сверхвысокого сжатия вещества: для Солнца $r_d \sim 3$ км, для Зем-

ли $r_d \sim 1$ см, для Луны $r_d \sim 0,12$ мм.

Для Земли ($M = 3 \cdot 10^{-6} M_\odot$) критическая плотность крайне велика $2 \cdot 10^{27}$ г/см³, что на 13 порядков выше плотности атомного ядра.

Аккреция вещества на черную дыру соседней звезды сопровождается гигантским энерговыделением в рентгеновском диапазоне со светимостью $\sim 10^{36}$ – 10^{39} эрг/с, что в миллионы раз превышает болометрическую светимость Солнца. Так что оптическая звезда выполняет роль пробного тела в гравитационном поле релятивистского объекта. При этом кандидаты в черные дыры отличаются от нейтронных звезд не только большими массами (более трех раз) и отсутствием магнитного поля, но и наблюдаемыми проявлениями — эти мощные рентгеновские излучатели не являются ни рентгеновскими пульсарами, ни рентгеновскими барстерами первого типа [230, 183, 7]. Плотность мощности излучения таких объектов достигает гигантских величин — до 10^{27} Вт/см², что на 6 порядков превосходит рекордные значения для сфокусированного лазерного излучения (п. 3.2, табл. 2). Построенные модели показывают, что для типичной черной дыры массой $M = 10 M_\odot$ и сверхъядерной плотностью $\rho \sim 10^{16}$ г/см³ давление находится на уровне 2 – $3 \cdot 10^{24}$ Мбар.

Существенно, что последние мгновения перед исчезновением черной дыры будут протекать в режиме мощного взрыва с энерговыделением 10^{30} эрг за время около 0,1 с. Такие взрывы можно было бы наблюдать на большом расстоянии от Земли.

Возможно, что в центрах квазаров находятся черные дыры с массами $\sim 10^8 M_\odot$, что объясняет мощное излучение, исходящее из полярных областей этих объектов [231].

По-видимому [8], сверхмассивные (с $M > 10^5$ – $10^{10} M_\odot$) черные дыры являются центральными элементами ряда галактик.

Важной особенностью релятивистских астрофизических объектов является наличие гигантских магнитных полей, во многом определяющих динамику их движения и излучательные характеристики.

Для анализа наблюдательных данных крайне важно иметь представления о физических свойствах плотной частично ионизированной плазмы внешних слоев нейтронной звезды при наличии мощных ($B \sim 10^{11}$ – 10^{16} Гс) магнитных полей [225, 224].

Хорошо известно, что сильные магнитные поля резко меняют свойства вещества. Так при $H \sim 150$ МЭ уравнение состояния становится в 4 раза жестче. При $B \sim 10^{12}$ Гс давление магнитного поля на поверхности нейтронной звезды составляет около 40 Петабар. При

$$B \gg B_0 = m_e^2 e^3 c / \varepsilon^2 \hbar^3 \sim 2,35 \cdot 10^9 \text{ Гс},$$

(ε — диэлектрическая проницаемость) циклотронная энергия электрона,

$$\hbar\omega_e = \hbar(eB/m_e c) = 11,58B/10^{12} \text{ кэВ},$$

много больше кулоновской энергии взаимодействия с ядром. В условиях нейтронной звезды кулоновская сила является малым возмущением по отношению к магнитной и при типичных температурах звезды электроны находятся на уровне Ландау [7, 224]. Из-за ограниченности движения в перпендикулярном магнитному полю направлении атом и ионы принимают цилиндрическую форму и имеют большую энергию связи [232, 233]. Вместе с тем, когда атом двигается в постоянном магнитном поле, в его системе отсчета, вследствие преобразования Лоренца, возникает электрическое поле, которое может вызвать ионизацию системы [232, 233]. Сейчас очень много неясного в структуре, электронных и механических свойствах таких экзотических состояний сильнозамагниченного вещества [5, 224].

Описание переноса излучения в ионизованной плазме с $T > 10^6$ К и магнитных полях $B > 10^{14}$ Гс представляет определенные трудности, в связи с поляризацией вакуума и рождением виртуальных электрон-позитронных пар [227] при ультравысоких магнитных полях,

$$B > B_{\text{кр}} = m_e^2 c^3 / e\hbar = 4,4 \cdot 10^{13} \text{ Гс},$$

которые меняют диэлектрические свойства среды, поляризуют движение протонов, меняя тем самым излучательные свойства плазмы.

Новое поколение сверхмощных короткоимпульсных лазеров уже сейчас генерируют в лазерной плазме поля $\sim 10^9$ Гс (см. [131, 134] и гл. 4). Развитие этого направления может дать новую информацию об излучательной способности и спектрах астрофизической плазмы в мощных магнитных полях.

В последнее время обсуждается [234] еще один механизм возникновения черных дыр, связанных с коллапсом так называемых «магнитных туннелей» или «кротовых нор» [235, 236]. Эти весьма экзотические объекты, по-видимому, возникли на ранних этапах после большого взрыва и по разным причинам сохранились до наших дней. Согласно модели хаотической инфляции, составляющей основу современной космологии [234], кроме нашей возможно существование бесконечного количества иных вселенных, возникающих в скалярном поле в разных областях пространства и в разное время, образуя «пространственно-временную пену» [235, 236]. Отдельные части нашей и других вселенных могут быть связаны пространственно-временными туннелями — «кротовыми норами»,

существовавшими в исходном скалярном поле и сохранившимися после инфляции.

Параметры «кротовых нор» соответствуют ультравысоким концентрациям энергии, которые могут быть сопоставимы с энергиями в близкой окрестности Большого взрыва [234]. Обращает внимание исключительно высокие магнитные поля этих объектов. При полях

$$B = m_e^2 c^3 / e \hbar \sim 4,4 \cdot 10^{13} \text{ Гс}$$

уровни возбуждения Ландау превышает энергию покоя электрона. Атомы позитрония приобретают стабильность при полях выше 10^{24} Гс, они спонтанно рождаются из вакуума и заполняют всю среду. Пробой вакуума и рождение монопольных пар происходит при полях $\sim 2,6 \cdot 10^{49}$ Гс, что приводит к массе «кротовой норы» всего 1,8 кг, которая, по-видимому, является нижним пределом для этих объектов.

На рис. 28 [237] представлена диаграмма Хилласа с характерными величинами магнитных полей и размеров астрофизических объектов. Она демонстрирует также их возможности как ускорителей частиц. Сплошные линии — оценки размеров (в парсеках) и величины магнитного поля (в гауссах) объектов, способных разогнать протоны до энергий в 10^{20} и 10^{21} эВ при скорости ударной волны в 300 раз меньшей скорости света. Точечная кривая — то же для ядер железа. Темными пятнами отмечены наблюдаемые размеры и магнитные поля различных астрофизических объектов. Для сравнения здесь же показаны характеристики работающего на Земле ускорителя Tevatron и ЛНС. Вероятно, что при заданных предположениях о характере самого механизма ускорения частиц (Ферми) в известной нам Вселенной нет явного кандидата на роль Зэватрона — ускорителя наблюдаемых энергий космических частиц.

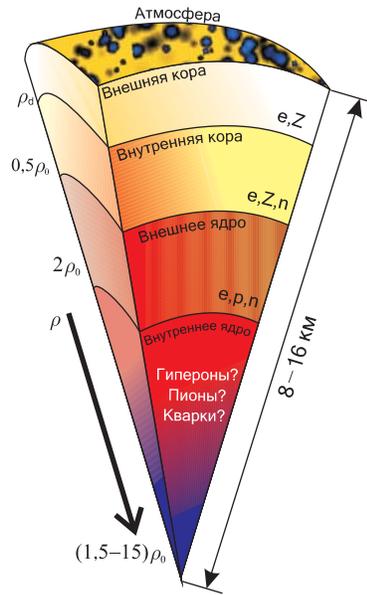


Рис. 27: Схематический разрез нейтронной звезды с массой $1,4 M_{\odot}$. Параметры звезды сильно зависят от уравнения состояния ее слоев [8, 223]; $\rho_0 = 2,8 \cdot 10^{14}$ г/см³

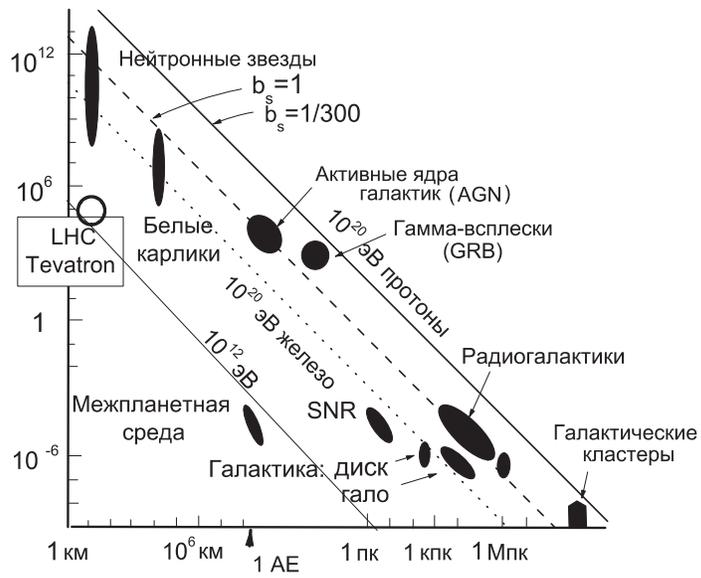


Рис. 28: Диаграмма Хилласа с характерными магнитными полями и размерами астрофизических объектов [237]

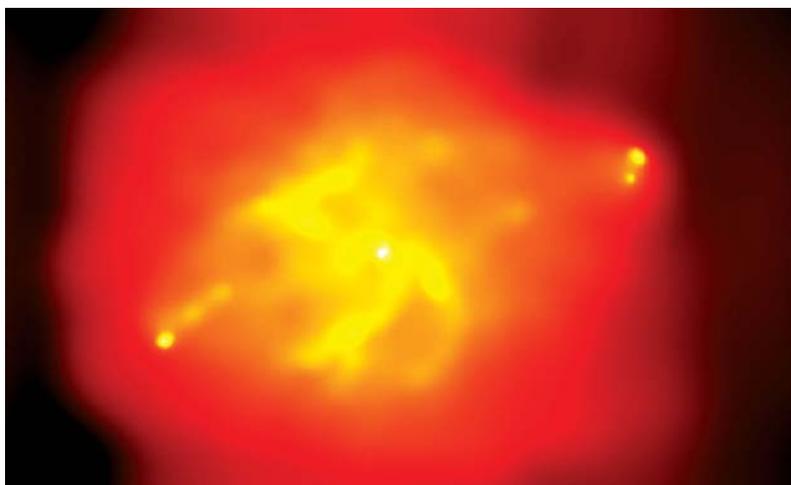


Рис. 29: Аккреция вещества на черную дыру [9] в галактике Cygnus A. Видны космические струи, приводящие к мощному рентгеновскому и радио- излучению, которые при торможении об окружающую среду дают «горячие точки» и создают гигантские полости. Мощность радио-излучения объекта Cygnus A $\sim 10^{45}$ эрг/с, примерно в 10 миллионов раз больше, чем излучает галактика Андромеда

6.3 Космические струи, радиационные ударные волны и молекулярные облака, космические лучи

Мощные ($\sim 10^{39}$ Вт), протяженные (длина 0,01–2 Пк) и хорошо сколлимированные (угол расходимости 5–20 и даже меньше одного градуса) разнонаправленные молекулярные и плазменные релятивистские струи (скорость до 0,9 с) наблюдаются во многих активных галактиках, квазарах и старых компактных звездах [5, 8, 10, 238]. Эти струи часто сопровождаются в случае наиболее активных квазаров электромагнитным излучением широкого спектра — от радиоизлучения $\sim 10^8$ Гц до сверхжесткого гамма-излучения частотой 10^{27} Гц. Хорошо сколлимированные струи со скоростями 100–300 км/с видны также у многих молодых звезд.

Наблюдения и теоретический анализ показывают, что вращающиеся вместе с аккреционными дисками магнитные поля осуществляют ускорение и фокусировку этих плазменных струй, забирая энергию от аккрецирующих масс, либо от вращающихся черных дыр.

Лабораторные эксперименты с плазменными струями в столкновительном и бесстолкновительном режимах могут быть выполнены на установках сильноточных Z-пинчей. При столкновительном режиме могут изучаться процессы энергообмена, генерации излучения и ударных волн. Уменьшая плотность мишени, можно моделировать проникновение струй в мишени, их динамику и термализацию.

Во всяком случае, используя Z-пинчи и лазеры в лабораторных условиях [9], получены гидродинамические плазменные струи с $M \sim 5$ –10, и сильноизлучающие струи с $M \sim 50$ –60 [5, 239]. Новый класс высокоэнергетических, электронейтральных, хорошо коллимированных протонных струй с энергией до 100 МВ был получен с помощью пикосекундных тераваттных лазеров [27, 26, 57, 58, 59, 240, 127].

Гигантские импульсные энерговыделения в астрофизических объектах неразрывно связаны с генерацией мощных ударных волн, солитонов и контактных поверхностей в космической плазме [5, 8, 9, 10] (рис. 32), которые могут быть вызваны взрывом сверхновых, звездным ветром, галактической спиральной волной, взаимным столкновением облаков и звезд и иными причинами.

В плотных молекулярных облаках [5, 8, 10], температуры ударносжатой плазмы достигают десятков миллионов градусов. Эти волны подвержены радиальным колебаниям, если время охлаждения медленно растет с температурой. Кроме того, плотные охлажденные области также бывают неустойчивы в продольном направлении.

Пространство между звездами не является пустым или однородным. Оно заполнено веществом с малой плотностью, излучением и магнитным

полем с соответствующей характерной плотностью энергии ~ 1 эВ/см³. В среднем в одном кубическом сантиметре межзвездного пространства находится не более одного атома водорода и гораздо меньше других химических элементов. В одном кубическом километре этого пространства — не более десятка пылинок размером около микрона каждая. Температура вещества меняется здесь в широких пределах от ~ 10 К до 10^6 К. Плотные области газа и пыли получили название облаков (или туманностей), с размерами 100–300 пк, массами до $10^7 M_\odot$ и разделяются на диффузные ($T \sim 10^2$ – 10^3 К, $n \sim 1$ – 10^2 см⁻³), темные (10 – 10^2 К, 10^2 – 10^4 см⁻³), молекулярные (5 – 50 К, $4 \cdot 10^2$ – 10^6 см⁻³) и глобулы (10 – 30 К, 10^3 – 10^6 см⁻³). Вероятно, некоторые из них возникли в зонах активного звездообразования, а появление молекул в свою очередь свидетельствует о том, что среда охладилась, уплотнилась и готова к звездообразованию [241].

На струйную динамику пылевых облаков и пылевых дисков влияет тот факт, что частички могут быть заряжены (из-за фотоионизации), образуя так называемую «пылевую» плазму [40], обладающую во многом необычными свойствами и как показали эксперименты — аномальной вязкостью (см. подробнее [40, 43]).

В лабораторных условиях изучение молекулярных и пылевых облаков может быть проведено с использованием мощных лазеров и сильноточных устройств, моделирующих абляционную динамику облаков, устойчивость границ раздела и влияние излучения на структуру и развитие радиационно-гидродинамических неустойчивостей. Кроме того, генерация ударных волн в таких средах может создавать значительные неоднородности и развитие турбулентных процессов. Работы по генерации лазерных ударных волн и волн сжатия на Z-пинчах получили сейчас большое развитие [9, 16, 70, 71, 72] и могут дать много нового для понимания молекулярных облаков в космосе.

Интересную проблему представляют нестационарные магнитодинамические явления, определяющие активности звезд.

Магнитогидродинамические явления на Солнце изучены, разумеется, наиболее полно [242]. Постоянно ведутся наблюдения за магнитными неустойчивостями, топологией пересоединения силовых линий на солнечной поверхности. Динамика движения и сжатия магнитных силовых трубок часто носит резко нестационарный, взрывной характер, а значения магнитного поля в солнечных пятнах достигают трех-четырёх тысяч гаусс, при средней индукции магнитного поля ~ 1 Гс. Температуры в солнечных вспышках составляют 10^8 – 10^9 К, а параметры плазмы в глубинных областях $T \sim 1,5 \cdot 10^7$ К, $\rho \sim 150$ г/см³, $P \sim 0,2$ Тбар; время диффузии фотона от ядра к поверхности Солнца $\sim 10^5$ лет. Лаборатор-

ные эксперименты, дополненные трехмерным математическим моделированием [243, 244], являются основой для объяснения сложных явлений самоорганизации полей в магнитоактивной плазме.

Важно, что подобные эффекты локальной кумуляции энергии вызывают глобальные колебания Солнца, которые фиксируются с весьма высокой (сотые доли процента) точностью. Характеристики этих колебаний зависят от состава и термодинамических свойств солнечной плазмы, что дает уникальный высокоточный экспериментальный материал для проверки теоретических моделей многокомпонентной плазмы и для уточнения элементного состава солнечной плазмы [245]. Солнце в этом случае выполняет роль «экспериментальной» установки для изучения неидеальной плазмы.

Космические лучи, энергии которых простираются в широком диапазоне от килоэлектронвольт вплоть до 10^{20} эВ, являются еще одним примером экстремально высоких энергий в Космосе.

По своим свойствам космические лучи представляют собой сильнозагрязненный релятивистский газ, частицы которого слабо взаимодействуют между собой со степенным, а не максвелловским энергетическим спектром. Вместе с тем космические лучи сталкиваются с частицами межзвездной среды и взаимодействуют с межзвездным магнитным полем. Хотя поток космических лучей у Земли мал ~ 1 частица/(см²·с), однако плотность энергии ~ 1 эВ/см³ сравнима с плотностью электромагнитного излучения всех звезд в Галактике или с плотностью энергии теплового движения межзвездного газа и кинетической энергии турбулентного движения, а также с плотностью энергии магнитного поля Галактики [246]. Поток частиц сверхвысоких энергий чрезвычайно мал, около 1 частицы/км² за 100 лет, однако именно их происхождение и распространение вызывает наибольший интерес.

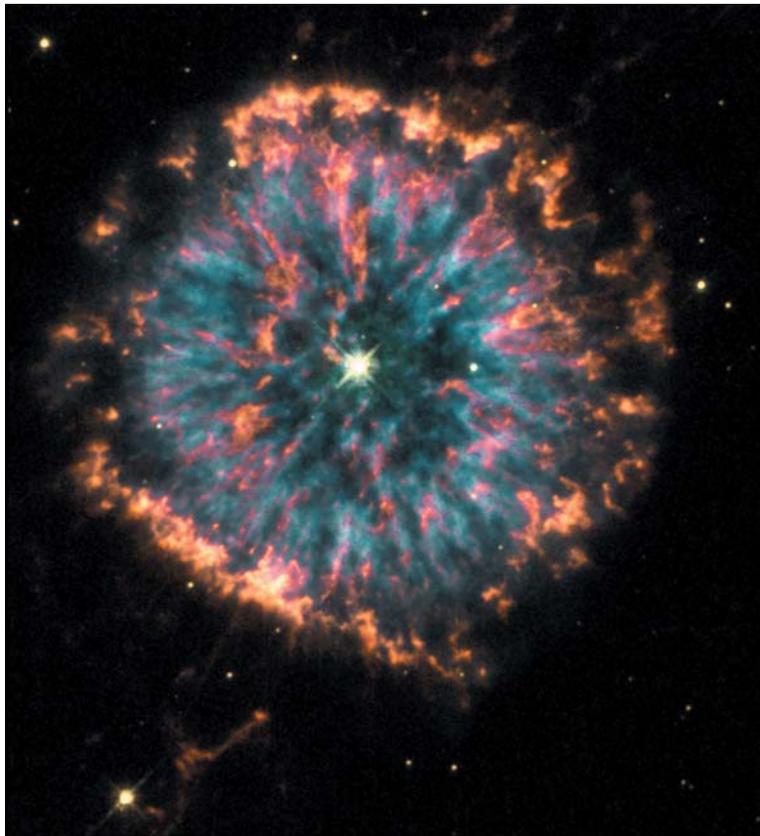


Рис. 30: Планетарная туманность NGC 6751 в созвездии Орла. Видны потоки газа, покидающие центральную звезду. Фото космического телескопа Хаббл [247]

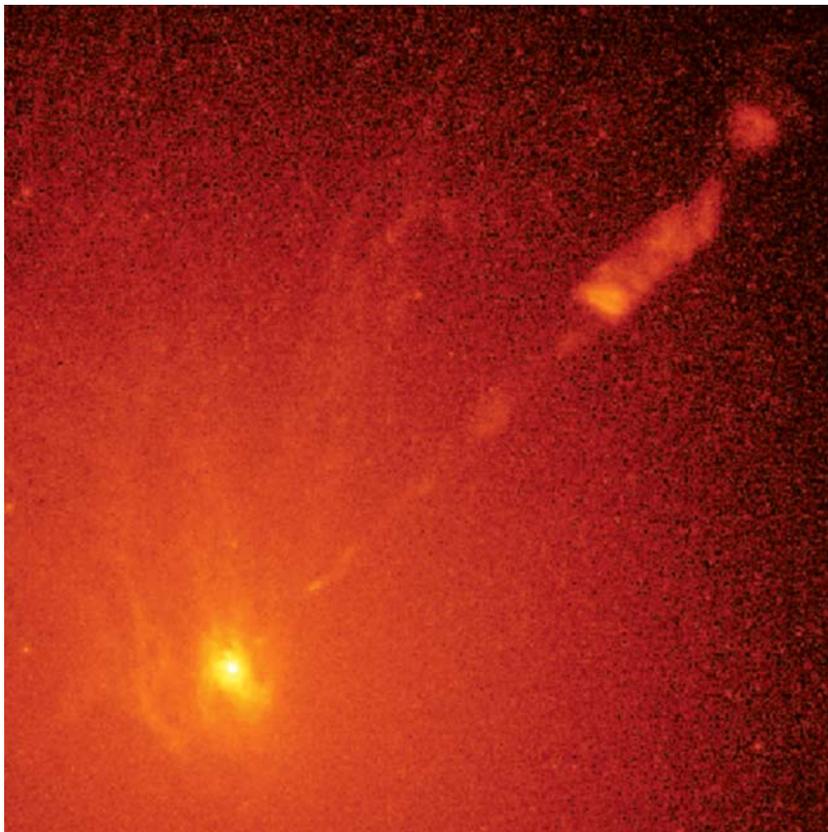


Рис. 31: Образование джета при аккреции вещества на массивный объект [9] в центре галактики M87. Джет состоит из быстро движущихся частиц и имеет структуру неоднородностей (узлов) размером ~ 10 световых лет



Рис. 32: Туманность Кошачий глаз (NGC-6543) [218], удаленная от Солнца на 1 кпк. В центре виден остаток звезды, сбросившей с себя плазменные оболочки. Фото космического телескопа Хаббл



Рис. 33: Новорожденное звездное скопление (область N90), окруженное остатками газа, из которого оно сформировалось [247]

6.4 Гамма-всплески

В современной астрофизике γ -всплески являются наиболее загадочными объектами [5, 7, 8] с рекордными, после Большого взрыва, энерговыделениями.

Предложенная [248, 249] для γ -вспышек модель релятивистского «огненного шара» сводится к тому, что в результате столкновения (коалесценции) двух нейтронных звезд (рис. 34) [250], либо гравитационного коллапса сверхмассивной звезды выделяется энергия $\sim 10^{52}$ эрг в малой области, заполненной релятивистскими фотонами и лептонами с малой примесью барионов. Этот «огненный шар» с исходной температурой 1–10 МэВ расширяется с релятивистскими скоростями, генерируя гамма-излучение, путем синхротронного или обратного комптоновского механизма, электронами, ускоренными по механизму Ферми в оптически тонких ударных волнах. Небольшое количество барионов так же ускоряется до релятивистских энергий, вынося часть энергии из «огненного шара», генерируя вне его отходящие и возвратные ударные волны, рентгеновское излучение от которых регистрируется как γ -всплеск. Значительно более долгоживущее рентгеновское послесвечение излучается от расходящихся ударных волн. Обычная длительность такого излучения составляет ≥ 2 с.

Типичная плотность вещества в аккреционных дисках и струях составляет $\rho \geq 10^{14}$ г/см³, что соответствует плотности ядерной материи или плотности нейтронных звезд. По мере расширения «огненного шара» растет роль неупругих ядерных столкновений, а относительная скорость нейтронов и протонов становится сравнимой со скоростью света. Неупругие n -, p -столкновения и образуют заряженные пионы, гигаэлектровольтные мюоны, электронные нейтрино, которые должны регистрироваться космическими аппаратами [5]. Мощные релятивистские струи от γ -всплесков соответствуют величине фактора Лоренца $\gamma \geq 100$ и экстремально высоким энергетическим потокам (10^{50} – 10^{52} эрг/с или 10^{43} – 10^{45} Вт). Плотность энергии в ядре струи, порядка 10^{30} эрг/см³, достаточна для спонтанного рождения электронно-позитронных пар или ядерных реакций [1, 5, 7].

Для лабораторного моделирования (хотя бы частичного) астрофизических процессов наиболее подходящими являются тера-петаваттные короткоимпульсные лазеры (см. гл. 4), дающие на мишени плотности мощности $\sim 10^{20}$ Вт/см². Здесь уже сейчас получены впечатляющие результаты: хорошо коллимированные пучки МэВ-ных протонов [128, 129, 130, 57, 58, 59], пучки электронов и позитронов с энергией 100 МэВ [61, 63, 119, 122], термически релятивистская плазма с $T_e > m_e c^2$, соответ-

ствующая условиям «огненного шара», а также сверхмощные магнитные поля [131, 134, 27, 26, 136, 137]. Эти экстремальные условия плазмы уже сейчас приближаются к параметрам гамма-всплесков.

Как мы отмечали в гл. 4, появление петаваттных лазеров открывает новые возможности для получения релятивистской и электрон-позитронной плазмы в лаборатории. Такие лазеры при интенсивностях, больших $\sim 2 \cdot 10^{18}$ Вт/см², генерируют в лазерной плазме нетермические электроны с энергией $kT > m_e c^2$ [42, 122, 251, 23, 24, 25, 27]. Электрон-позитронные пары [161, 61, 63] возникают при взаимодействии этих электронных потоков с тяжелыми мишенями по механизму Бете–Гайтлера.

Лазерная электрон-позитронная плазма может быть так же использована для моделирования эпизодических аннигиляционных явлений в окрестности черных дыр. Два мегаджоульных 0,1 петаваттных лазера длительностью ~ 10 нс, облучая золотую мишень с двух сторон, способны [5] создать плотность пар, в сотни раз превосходящую фоновую плотность электронов. Это позволило бы проверить даваемые теорией Зельдовича и Сюняева, Бисноватого–Когана ограничения, $kT \sim 20mc^2$ [252, 253].

Значительная роль при описании процессов взрыва сверхновых отводится численному моделированию с использованием одномерных, двумерных и трехмерных численных кодов [9, 254, 255]. В этих расчетах предполагается, что в результате гравитационной стратификации исходная структура сверхновой (до взрыва) состоит из внешнего слоя водорода, затем — слоя гелия и так далее до железного внутреннего ядра. В результате гравитационного коллапса этого внутреннего ядра возникает радиально расходящаяся мощная ударная волна, которая на границе раздела гелия и водорода имеет высокие параметры, $\rho \sim 2,3$ г/см³, $T \sim 6$ кэВ, $P \sim 75$ Гбар, и вызывает развитие неустойчивости Рихтмайера–Мешкова [256, 254, 255, 62].

В работе [257] лазер Nova использовался для моделирования взрыва сверхновой по схеме конверсии лазерного излучения в мягкое рентгеновское. Рентгенографические измерения позволили проследить нелинейные стадии развития неустойчивостей и сравнить их с результатами численного моделирования.

Наиболее полно условия в ультрарелятивистской плазме сверхвысоких плотностей энергии, характерных для космических объектов воспроизводятся, по-видимому, при столкновении релятивистских тяжелых ионов, — см. гл. 5.

6.5 Трансформация материи после Большого взрыва

Наиболее «экстремальные» условия, которые сложно представить на современном уровне знаний соответствуют несомненно условиям «Большого взрыва» — момент рождения нашей Вселенной рис. 1 и рис. 13. Мы видим, что космология элементарных частиц позволяет далеко продвинуться в измерении взаимодействия частиц высоких энергий, игравших главную роль в первые мгновения жизни Вселенной и определивших ее эволюцию на миллиарды лет вперед. Ведь изучение эволюции ранней Вселенной дает уникальную возможность исследовать высокоэнергетические явления, которые невозможно воссоздать в лаборатории.

По современным представлениям [258, 216], эволюция Вселенной по времени проходила крайне неравномерно — сравнительно медленная сейчас, на ранних стадиях она была поразительно быстрой, так что серьезные качественные изменения состояния Вселенной происходили за доли секунды. Наблюдаемая нами сейчас Вселенная возникла около $14 \div 15$ млрд. лет назад из некоторого начального сингулярного состояния с бесконечно большими температурой и плотностью и с тех пор непрерывно расширяется и охлаждается (как стало ясно в последнее время с ускорением).

Гигантских энергий, которые дают современные ускорители, явно недостаточно для того, чтобы воспроизвести в лабораторных условиях условия, соответствующие области параметров «Великого объединения» $\sim 10^{15}$ ГэВ. Для этого понадобился бы ускоритель размером с Солнечную систему.

Основные этапы временной эволюции ранней Вселенной представлены на рис. 35 [259, 258, 216].

Момент рождения Вселенной — это эпоха рождения классического пространства–времени. Общеизвестной в настоящее время считается теория Большого Взрыва, то есть рождения Вселенной из сингулярности (иногда говорят из пространственно-временной пены) [258]. В момент рождения Вселенной плотность ρ и температура T вещества достигали планковских значений: $\rho_{\text{пл}} \sim 10^{93}$ г/см³, $T_{\text{пл}} \sim 1,3 \cdot 10^{32}$ К, когда гравитационное взаимодействие по силе сравнимо с прочими (сильным, слабым, электромагнитным) и его необходимо рассматривать с учетом квантования.

Через 10^{-42} секунды после рождения классического пространства–времени во Вселенной начинается инфляционная стадия [258, 216] — рис. 35 [259]. Она характеризуется предельно сильным отрицательным давлением $p = -\rho^2$, при котором меняются сами законы обычной гравитационной физики. Вещество в этом состоянии не источник притяжения, а источник отталкивания.

Уравнение состояния вещества с отрицательным давлением неустойчиво: оно должно смениться обычным давлением. Поэтому инфляционная фаза развития Вселенной довольно быстро кончается и настает этап рождения обычной материи [216].

Следуя [226], начиная с этого момента времени, $\sim 10^{-37}$ с от Большого взрыва, Вселенная относительно медленно, по Фридману, расширялась, а ее температура и плотность уменьшались со временем. Стартовая температура составляла около 10^{29} К, т. е. $\sim 10^{16}$ ГэВ, что превышает значение массы X - и Y -бозонов.

В момент $\sim 10^{-33}$ с, когда температура опустилась до 10^{14} ГэВ = 10^{27} К (масса X - и Y -бозона), произошел фазовый переход с появлением конденсата соответствующих частиц Хиггса.

В момент $\sim 10^{-12}$ с, когда температура опустилась до 10^2 ГэВ– 10^{15} К (масса W - и Z -бозонов), произошел второй (электрослабый) фазовый переход с появлением второго конденсата тех частиц Хиггса, которые ответственны за массы W - и Z -частиц.

Следующий фазовый переход произошел, по-видимому, в момент $\sim 10^{-5}$ с, когда температура опустилась до величины ~ 100 МэВ 10^{11} – 10^{12} К. Это — характерный масштаб кварк-глюонного взаимодействия, когда происходит конфайнмент кварков. В результате этого перехода кварк-глюонная плазма превратилась в систему адронов. При температуре 10^{11} – 10^{12} К происходит конфайнмент («невывет») кварков. В свободном состоянии кварки могут существовать только в очень горячей плазме с температурой $T > 10^{11}$ К. В ранней Вселенной, когда температура была значительно больше этой величины, протонов и нейтронов не было, существовал «кварковый суп».

Техника современного эксперимента позволяет, как мы видели в п. 5.2, приблизиться сегодня к именно этому диапазону экстремальных состояний, получив в лабораторных условиях кварк-глюонную плазму в результате столкновений ядер, разогнанных до релятивистских скоростей. Это соответствует состояниям в временной окрестности спустя миллисекунды–микросекунды после Большого взрыва (рис. 13), а работа ускорителей RHIC, LHC и т. п. позволит подвинуться по-видимому, до наносекундного временного диапазона.

В результате расширения Вселенной температура уменьшается, кварки начинают соединяться, образуя протоны и нейтроны, и как самостоятельные частицы уже не встречаются в природе.

После эпохи образования протонов и нейтронов последующая эволюция Вселенной приводит к эпохе нуклеосинтеза ~ 1 – 100 с (температура $\sim 0,1$ – 1 МэВ $\sim 10^9$ – 10^{11} К — характерный ядерный масштаб), когда происходит первичный нуклеосинтез и формируется состав легчайших с

атомным весом $A < 5$ компонентов вещества. В этот период образуются первичные нам легкие ядра: ${}^4\text{He}$ (25%), дейтерия ${}^2\text{H}$ ($3 \cdot 10^{-5}$ %), ${}^3\text{He}$ ($2 \cdot 10^{-5}$ %), ${}^7\text{Li}$ (10^{-9} %).

При уменьшении температуры до $T = 0,7$ МэВ взаимодействия практически прекращаются. На этом этапе существования Вселенной протоны и нейтроны существовали в свободном виде, не связываясь в ядра. Позже, когда температура упала до 100 кэВ, большая часть нейтронов оказалась связанной при образовании дейтерия, а также гелия и водорода.

Вслед за эпохой нуклеосинтеза следует стадия доминирования скрытой массы, которая в зависимости от типа носителя скрытой материи наступает примерно при температуре $T \sim 10^6$ К. Начиная с этой эпохи растут малые ($\sim 10^{-5}$) возмущения плотности вещества, возникшие на начальной стадии инфляции, которые к нашему времени увеличиваются настолько, что появляются галактики, звезды и планеты.

При дальнейшем понижении температуры возникает так называемая «радиационно-доминантная» эпоха, из-за преобладания вклада электромагнитного излучения в энергию вещества. Первичная плазма здесь подчиняется радиационно-доминантному уравнению состояния $p = \rho c^2/3$.

Опыты с подземными ядерными взрывами [29, 64, 65, 92] дали температуру плазмы и фотонов $\sim 10^7$ К и плотность энергии 10^9 Дж/см³, что соответствует состояниям, отстоящим на минуты от Большого взрыва, близким к нижней границе радиационно-доминантного режима. Такая доминантность перестает проявляться в эпоху 10^8 – 10^{10} с (по другим оценкам, до $\sim 10^{12}$ с) (температура $\sim 10^4$ – 10^5 К ~ 1 – 10 эВ — характерный атомный масштаб), когда энергии электронов и ядер не достаточно для преодоления действующего между ними электромагнитного притяжения и происходит рекомбинация электронов и ядер с образованием нейтрального атомарного вещества, прозрачного для фотонов. Температура этой эпохи известна очень хорошо из лабораторной физики $T \sim 4500$ – 3000 К. После рекомбинации фотоны доходят до пользователя практически не взаимодействуя с веществом, составляя реликтовое излучение, энергетический спектр которого соответствует в настоящее время спектру абсолютно черного тела, нагретого до температуры 2,75 К. Разница в температурах ~ 3000 и ~ 3 К обусловлена тем, что с эпохи просветления Вселенная расширилась примерно в 1000 раз.

В промежутке между эпохой рекомбинации и нашим временем расположена еще одна важная веха — образование крупномасштабной структуры Вселенной или образование галактик. Вселенная в целом в это время продолжала расширяться и охлаждаться, но в областях с несколько повышенной относительно средней плотностью расширение вещества за-

медлилось из-за дополнительного гравитационного притяжения и перешло в фазу гравитационного сжатия с медленным вращением.

Водород и гелий в этих галактиках сжимались силами гравитации и разогревались, стимулируя реакции термоядерного синтеза. Более подробно эволюцию звездных объектов мы рассмотрели в п. 6.1

Последующие этапы имеют существенно локальный характер и связаны с образованием структуры Вселенной — крупномасштабной структуры (скопления и сверхскопления) — галактик, звезд, планет. Преобладающей формой видимого вещества на этих этапах служит плазменное состояние (космическая плазма — околопланетная, межпланетная, внутрипланетная плазма звезд и звездных атмосфер, плазма квазаров и галактических ядер, межзвездная и межгалактическая плазма, кварк-глюонная плазма).

На последних этапах своей эволюции звезды переходят в состояние либо белого карлика, вещество которого представляет собой идеальный — «простой» металл (кристаллическая решетка из ядер, окруженная почти свободным электронным газом), либо черной дыры, кварковой либо нейтронной звезды.

Таким образом, мы видим, что наша Вселенная пережила чрезвычайно бурную молодость, насыщенную экстремальными, яркими событиями. «Планковская температура» $T = 10^{32}$ К была достигнута через 10^{-43} секунд от начала мира, $T = 10^{13}$ К достигнута через 10^{-6} секунды, $T = 10^{11}$ К — через 0,01 секунды, $T = 10^{10}$ К — через 1 секунду, $T = 10^9$ К — через 1 мин, $T = 10^4$ К (смена эпох) — через 100 тысяч лет, $T = 10^3$ К — через 1 млн. лет. Первичный нуклеосинтез завершается уже через несколько минут от «начала мира», а формирование атомов — через миллион лет. После этой довольно бурной стадии начальный этап эволюции завершается и переходит в рутинный старческий процесс расширения, который мы и наблюдаем сейчас спустя приблизительно 15 млрд. лет от «начала мира».

Именно на этот рутинный процесс развития Вселенной накладываются наблюдаемые нами бурные эпохи биологического развития, появление жизни и цивилизации. Так планета Земля образовалась около 5 миллиардов лет назад, а простейшая органическая жизнь — около 4 миллиардов лет. Около 1,2 миллиарда лет назад появились растения и животные. Ранние предки человека появились около миллиона лет назад, а вид *Homo sapiens* — около 200 тыс. лет назад. Этот вид начал говорить всего ~ 50 тыс. лет до н.э., а началом современной цивилизации считается конец последнего ледникового периода — около 10 тыс. лет до н.э. За это время человек развился настолько, что стал способен задавать вопросы о физике экстремального состояния вещества. По порядку

величины это время соответствует оценке Блаженного Августина, считавшего что цивилизация возникла ~ 5 тыс. лет назад, данной им в сочинении «О Граде Божьем» [231]. Отвечая на вопрос, чем занимался Бог до того, как создал Вселенную, он отвечал, что Господь готовил ад для тех, кто такие вопросы задает [231].

7 Заключение

Наука о строении вещества и космофизика тесно связаны и взаимно переплетены [226]. С одной стороны, решение практически любой космофизической проблемы, немислимо без использования информации о структуре вещества соответствующего небесного объекта. С другой стороны, космофизика даст и ядерной, и субъядерной физике информацию, которая существенно дополняет сведения, полученные в земных лабораториях. Это касается, например, особенностей ядерных сил (пульсарные данные) и числа сортов нейтрино (космологические данные). Значительного возрастания роли космоса (в особенности, Вселенной как целого), как источника фундаментальной информации, следует ожидать и в будущем. Это связано с уже видимой границей возможностей физики ускорителей. В тоже время постоянно появляющиеся возможности в экспериментальной физике высоких плотностей энергии дают надежду на воспроизведение в лабораторных условиях ультраэкстремальных состояний вещества, столь типичных для окружающей нас Вселенной в прошлом, настоящем и будущем.

Мы закончим наше изложение фазовой диаграммой вещества в том виде, в каком она была нарисована рукой гениального Э. Ферми (рис. 36 [260]) с всего одной «экспериментальной» точкой — Солнцем. Можно только поражаться тому, как много удалось сделать и понять всего за 50 лет в области экстремальных давлений и температур, которые так враждебны и несовместимы с жизнью человека и которые является основой его жизни.

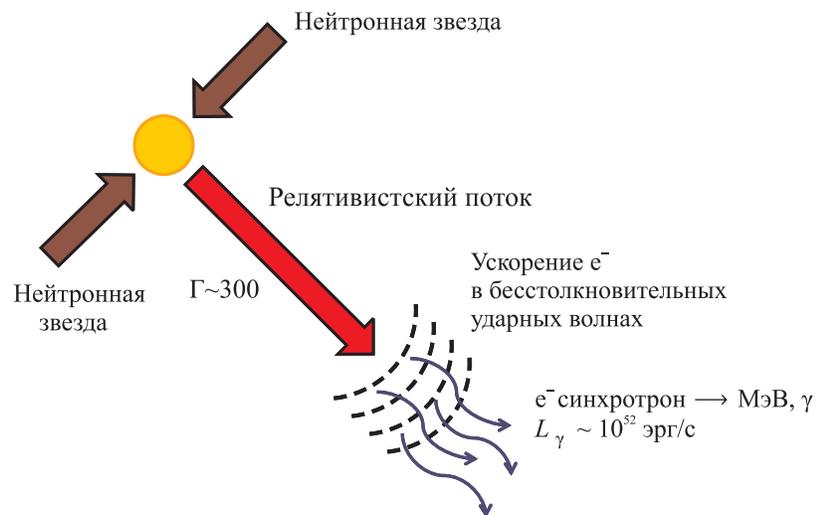


Рис. 34: Сценарий γ -всплеска с образованием «огненного шара» [261]

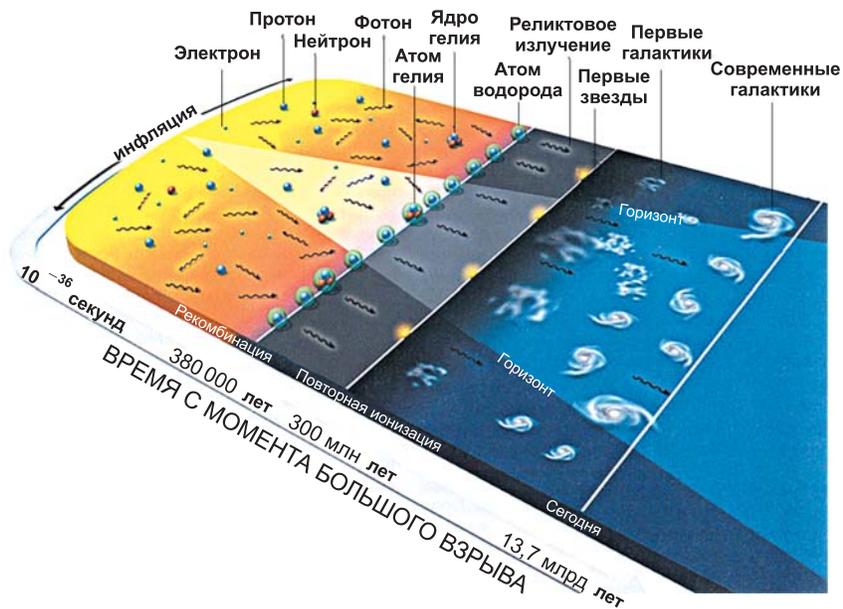


Рис. 35: Временная шкала Вселенной. В период инфляции Вселенная быстро расширялась и плазма, состоящая из фотонов и заряженных частиц, распространилась далеко за пределы горизонта, ограничивающего область, доступную взору гипотетического наблюдателя. Через 380 тыс. лет началась рекомбинация: возникли первые атомы и реликтовое излучение. Спустя еще 300 млн. лет свет первых звезд ионизировал большую часть водорода и гелия [259]

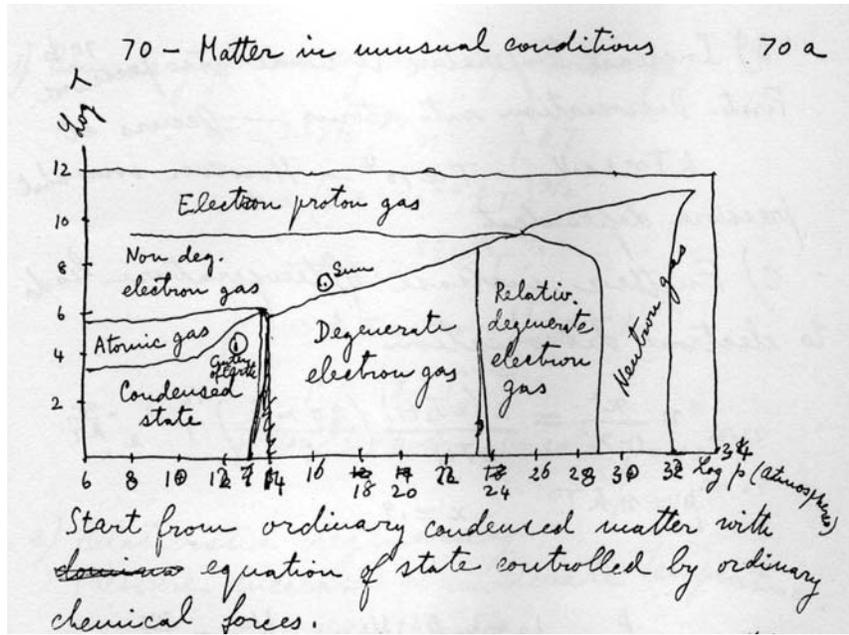


Рис. 36: Фазовая диаграмма вещества [260]

Таблица 4: Основные эпохи эволюции ранней Вселенной [258]

Название эпохи и соответствующие ей физические процессы	Время от Большого Взрыва, секунды	Температура, К
Рождение классического пространства-времени	10^{-43}	10^{32}
Стадия инфляции	$\sim 10^{-42} - 10^{-36}$	Меняется в очень широких пределах
Рождение вещества	10^{-36}	$\sim 10^{29}$
Рождение барионного избытка	10^{-35}	$\sim 10^{29}$
Электрослабый фазовый переход	10^{-10}	$\sim 10^{16} - 10^{17}$
Конфайнмент кварков	10^{-4}	$\sim 10^{12} - 10^{13}$
Первичный нуклеосинтез	1–200	$\sim 10^9 - 10^{10}$

Список литературы

- [1] Д.А. Киржниц. Экстремальные состояния вещества (сверхвысокие давления и температуры). *Успехи физических наук*, 104(7):489, 1971.
- [2] В.Е. Фортов. Мощные ударные волны и экстремальные состояния вещества. *Успехи физических наук*, 177(4):347, 2007.
- [3] V. Fortov, I. Yakubov, and A. Khrapak. *Physics of Strongly Coupled Plasma*. Clarendon Press, Oxford, 2006.
- [4] В.Е. Фортов, А.Г. Храпак, and И.Т. Якубов. *Физика неидеальной плазмы*. Физматлит, Москва, 2004.
- [5] D. Henderson, editor. *Frontiers in High Energy Density Physics*. National Research Council, Nat. Acad. Press, Washington, 2003.
- [6] В.Л. Гинзбург. О сверхпроводимости и сверхтекучести (что мне удалось, а что не удалось), а также о "физическом минимуме" на начало XXI века. *Успехи физических наук*, 174(11):1240, 2004.
- [7] В.Л. Гинзбург. *О физике и астрофизике*. Бюро Квантум, Москва, 1995.
- [8] А.В. Засов and К.А. Постнов. *Общая астрофизика*. Век-2, Фрязино, 2006.
- [9] R.P. Drake. *High-Energy-Density Physics*. Springer, Berlin-Heidelberg, 2006.
- [10] J.R. Vacca. *The World's 20 Greatest Unsolved Problems*. Prentice Hall-PTR, New Jersey, 2004.
- [11] В.Е. Фортов, В.Я. Терновой, М.В. Жерноклетов, М.А. Мочалов, А.Л. Михайлов, А.С. Филимонов, А.А. Пяллинг, В.Б. Минцев, В.К. Грязнов, and И.Л. Иоселевский. Ионизация давлением неидеальной плазмы в мегабарном диапазоне динамических давлений. *Журнал Экспериментальной и Теоретической Физики*, 124(2):288, 2003.
- [12] W.J. Nellis. Dynamic compression of materials: Metallization of fluid hydrogen at high pressures. *Reports on Progress in Physics*, 69(5):1479–1580, 2006.

- [13] B.A. Hammel and the National Ignition Campaign Team. The NIF ignition program: Progress and planning. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 48(12B):B497–B506, 2006.
- [14] А.М. Прохоров, В.Е. Фортов, and С.И. Анисимов. Применение мощных лазеров для исследования вещества при сверхвысоких давлениях. *Успехи физических наук*, 142(3):395, 1984.
- [15] M. D. Knudson, D. L. Hanson, J. E. Bailey, C. A. Hall, J. R. Asay, and W. W. Anderson. Equation of state measurements in liquid deuterium to 70 GPa. *Physical Review Letters*, 87(22):225501, 2001.
- [16] Е.В. Грабовский, О.Ю. Воробьев, К.С. Дябилин, М.Е. Лебедев, А.В. Острик, В.П. Смирнов, and В.Е. Фортов. Генерация мощных ударных волн мягким рентгеновским излучением плазмы z-пинча. *Письма в Журнал Экспериментальной и Теоретической Физики*, 60(1):3, 1994.
- [17] Тит Лукреций Кар. *О природе вещей. В сер.: Великие мыслители.* Мир, Москва, 2006.
- [18] N.A. Ashcroft. page 151, Amsterdam, 2002. Oxford, JOS Press.
- [19] Д.А. Киржниц, Ю.Е. Лозовик, and Г.В. Шпатаковская. Статистическая модель вещества. *Успехи физических наук*, 117(9):3, 1975.
- [20] В.Е. Фортов, editor. *Энциклопедия низкотемпературной плазмы.* Наука, Москва, 2000.
- [21] R.J. Hemley and H.K. Mao. In R. J. Hemley, G.L. Chiarotti, M. Bernasconi, and L. Ulivi, editors, *Int. School of Physics «Enrico Fermi», Course CXLVII, High Pressure Phenomena*, page 3, Amsterdam, Oxford, 2001. IOS Press.
- [22] В.Е. Фортов. *Мощные ударные волны и экстремальные состояния вещества.* Бурос, Москва, 2005.
- [23] W.L. Krueger. *The Physics of Laser Plasma Interaction.* Addison-Wesley, Reading MA, 1988.
- [24] S. Adzeni and J. Meyer ter Vehen. *The Physics of Inertial Fusion.* Clarendon Press, Oxford, 2004.
- [25] I.D. Lindle. *Inertial Confinement Fusion.* Springer, N.Y., 1998.

- [26] Alexander Pukhov. Strong field interaction of laser radiation. *Reports on Progress in Physics*, 66(1):47–101, 2003.
- [27] Gerard A. Mourou, Toshiki Tajima, and Sergei V. Bulanov. Optics in the relativistic regime. *Reviews of Modern Physics*, 78(2):1804–1816, 2006.
- [28] W.J. Hogan, editor. *Energy from Inertial Fusion*. IAEA, Austria, 1995.
- [29] Е.Н. Аврорин, Б.К. Водолага, В.А. Симоненко, and В.Е. Фортов. Мощные ударные волны и экстремальные состояния вещества. *Успехи физических наук*, 163(5):1, 1993.
- [30] П. Кардиролл and Г. Кнопфель., editors. *Физика высоких плотностей энергии*. Мир, Москва, 1969.
- [31] F.F. Chen. *Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion*. Plenum Press, N.Y., 1984.
- [32] Л.В. Альтшулер, К.К. Крупников, В.Е. Фортов, and А.И. Фунтиков. Начало физики мегабарных давлений. *Вестник РАН*, 74(11):1011, 2004.
- [33] V.E. Fortov, L.V. Altshuler, R.F. Trunin, and A.I. Funtikov. Shock waves and extreme states of matter. In R. Graham, editor, *High Pressure Shock Compression of Solids, VII*. Springer, N.Y., 2004.
- [34] Е.Г. Максимов, М.В. Магницкая, and В.Е. Фортов. Непростое поведение простых металлов при высоких давлениях. *Успехи физических наук*, 175(8):793, 2005.
- [35] Л. В. Альтшулер, Р. Ф. Трунин, В. Д. Урлин, В. Е. Фортов, and А. И. Фунтиков. Развитие в России динамических методов исследований высоких давлений. *Успехи физических наук*, 169(3):323, 1999.
- [36] Л.В. Альтшулер. Применение ударных волн в физике высоких давлений. *Успехи физических наук*, 85(2):197, 1965.
- [37] V. S. Filinov, P. R. Levashov, M. Bonitz, and V. E. Fortov. Calculation of the shock hughoniot of deuterium at pressures above 1 Mbar by the path-integral monte carlo method. *Plasma Physics Reports*, 31(8):700–704, 2005.

- [38] V. S. Filinov, M. Bonitz, P. Levashov, V. E. Fortov, W. Ebeling, M. Schlanges, and S. W. Koch. Plasma phase transition in dense hydrogen and electron-hole plasmas. *Journal of Physics A: Mathematical and Theoretical*, 36(22):6069–6076, 2003.
- [39] V. Bezukrovniy, V. S. Filinov, D. Kremp, M. Bonitz, M. Schlanges, W. D. Kraeft, P. R. Levashov, and V. E. Fortov. Monte carlo results for the hydrogen hugoniot. *Physical Review E*, 70(5):057401, 2004.
- [40] V.E. Fortov, A.V. Ivlev, S.A. Khrapak, A.G. Khrapak, and G.E. Morfill. Complex (dusty) plasma: Current status, open issues, perspectives. *Physics Reports*, 421(1):1–103, 2005.
- [41] P. Loubeyre, F. Occelli, and R. Le Toulec. Optical studies of solid hydrogen to 320 gpa and evidence for black hydrogen. *Nature*, 416(6881):613–617, 2002.
- [42] Я.Б. Зельдович and Ю.П. Райзер. *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений*. Наука, Москва, 1966.
- [43] В. Е. Фортов, А. Г. Храпак, С. А. Храпак, В. И. Молотков, and О. Ф. Петров. Пылевая плазма. *Успехи физических наук*, 174(5):495, 2004.
- [44] D.H.E. Dubin and T.M. O’Nail. Trapped nonneutral plasmas, liquids and crystals (the thermal equilibrium states). *Rev. Modern. Phys.*, 71:87, 1999.
- [45] Л.Б. Окунь. *Лептоны и кварки*. Наука, Москва, 2 edition, 1990.
- [46] Л.Б. Окунь. *Лептоны и кварки*. Наука, Москва, 1988.
- [47] В. А. Рубаков. Большие и бесконечные дополнительные измерения. *Успехи физических наук*, 171(9):913, 2001.
- [48] T. Schatz, U. Schramm, and D. Habs. Crystalline ion beams. *Nature*, 412(6848):717–720, 2001.
- [49] U. Schramm, T. Schatz, M. Bussmann, and D. Habs. Cooling and heating of crystalline ion beams. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, 36(3):561–571, 2003.
- [50] Pawel Pieranski. Colloidal crystals. *Contemporary Physics*, 24(1):25–73, 1983.

- [51] W.B. Russel, D.A. Savill, and W.R. Schowalter. *Colloidal Dispersions*. Cambridge University Press, Cambridge, 1989.
- [52] C.A. Murray and R.A. Wenk. Observation of order-disorder transitions and particle trajectories in a model one-component plasma: Time resolved microscopy of colloidal spheres. In H. Van Horn and S. Ichimaru, editors, *Strongly Coupled Plasma Physics*, page 367. University Rochester Press, Rochester, 1993.
- [53] А. А. Шашкин. Переходы металл Π диэлектрик и эффекты электрон-электронного взаимодействия в двумерных электронных системах. *Успехи физических наук*, 175(2):139, 2005.
- [54] V. E. Fortov, R. I. Ilkaev, V. A. Arinin, V. V. Burtzev, V. A. Golubev, I. L. Iosilevskiy, V. V. Khrustalev, A. L. Mikhailov, M. A. Mochalov, V. Ya. Ternovoi, and M. V. Zhernokletov. Phase transition in a strongly nonideal deuterium plasma generated by quasi-isentropical compression at megabar pressures. *Physical Review Letters*, 99(18):185001, 2007.
- [55] А.В. Конохов, А.П. Лихачев, А.М. Опарин, С.И. Анисимов, and В.Е. Фортов. Численное исследование неустойчивости ударных волн в термодинамически неидеальных средах. *Журнал Экспериментальной и Теоретической Физики*, 125(4):927, 2003.
- [56] V. Fortov. *Intense Shock Waves and Extreme States of Matter*. Букок, Москва, 2005.
- [57] E. L. Clark, K. Krushelnick, J. R. Davies, M. Zepf, M. Tatarakis, F. N. Beg, A. Machacek, P. A. Norreys, M. I. Santala, I. Watts, and A. E. Dangor. Measurements of energetic proton transport through magnetized plasma from intense laser interactions with solids. *Physical Review Letters*, 84(4):670–673, 2000.
- [58] A. Maksimchuk, K. Flippo S. Gu, D. Umstadter, and V. Yu. Bychenkov. Forward ion acceleration in thin films driven by a high-intensity laser. *Physical Review Letters*, 84(18):4108–4111, 2000.
- [59] A. J. Mackinnon, M. Borghesi, S. Hatchett, M. H. Key, P. K. Patel, H. Campbell, A. Schiavi, R. Snavely, S. C. Wilks, and O. Willi. Effect of plasma scale length on multi-mev proton production by intense laser pulses. *Physical Review Letters*, 86(9):1769 – 1772, 2001.

- [60] D. D. Ryutov, B. A. Remington, H. F. Robey, and R. P. Drake. Magnetodynamic scaling: From astrophysics to the laboratory. *Physics of Plasmas*, 8(5):1804–1816, 2001.
- [61] D. L. Burke, R. C. Field, G. Horton-Smith, J. E. Spencer, D. Walz, S. C. Berridge, W. M. Bugg, K. Shmakov, A. W. Weidemann, C. Bula, K. T. McDonald, E. J. Prebys, C. Bamber, S. J. Boege, T. Koffas, T. Kotseroglou, A. C. Melissinos, D. D. Meyerhofer, D. A. Reis, and W. Ragg. Positron production in multiphoton light-by-light scattering. *Physical Review Letters*, 79(9):1626 – 1629, 1997.
- [62] T.E. Faber. *Fluid Dynamics for Physicists*. Cambridge University Press, Cambridge, 1977.
- [63] C. Bamber, S. J. Boege, T. Koffas, T. Kotseroglou, A. C. Melissinos, D. D. Meyerhofer, D. A. Reis, W. Ragg, C. Bula, K. T. McDonald, E. J. Prebys, D. L. Burke, R. C. Field, G. Horton-Smith, J. E. Spencer, D. Walz, S. C. Berridge, W. M. Bugg, K. Shmakov, and A. W. Weidemann. Studies of nonlinear qed in collisions of 46.6 gev electrons with intense laser pulses. *Physical Review D*, 60(9):092004, 1999.
- [64] А.С. Владимиров, Н.П. Волошин, В.Н. Ногин, А.В. Петровцев, and В.А. Симоненко. Ударная сжимаемость алюминия при давлениях $p > \text{Гбар}$. *Письма в Журнал Экспериментальной и Теоретической Физики*, 39(2):69, 1984.
- [65] Е. Н. Аврорин, В. А. Симоненко, and Л. И. Шибаршов. Физические исследования при ядерных взрывах. *Успехи физических наук*, 176(4):449, 2006.
- [66] E. I. Moses, R. E. Bonanno, C. A. Haunam, R. L. Kauffman, B. J. MacGowan, R. W. Patterson Jr, R. H. Sawicki, and B. M. Van Wonterghem. The national ignition facility: Path to ignition in the laboratory. *The European Physical Journal D - Atomic, Molecular, Optical and Plasma Physics*, 44(2):215–218, 2006.
- [67] C. Cavailler. Inertial fusion with the LMJ. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 47(12B):B389–B403, 2005.
- [68] J. Giorla, J. Bastian, C. Bayer, B. Canaud, M. Casanova, F. Chaland, C. Cherfils, C. Clique, E. Dattolo, P. Fremerye, D. Galmitche, F. Garaude, P. Gauthier, S. Laffite, N. Lecler, S. Liberatore, P. Loiseau, G. Malinie, L. Masse, A. Masson, M.C. Monteil, F. Poggi, R. Quach,

- F. Renaud, Y. Saillard, P. Seytor, M. Vandenboomgaerde, J. Van der Vliet, and F. Wagon. Target design for ignition experiments on the laser megajoule facility. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 48(12B):B75–B82, 2006.
- [69] M. Andre. Conceptual design of the french LMJ laser. page 39, Monteray, 1999.
- [70] R. B. Spielman, C. Deeney, G. A. Chandler, M. R. Douglas, D. L. Fehl, M. K. Matzen, D. H. McDaniel, T. J. Nash, J. L. Porter, T. W. L. Sanford, J. F. Seamen, W. A. Stygar, K. W. Struve, S. P. Breeze, J. S. McGurn, J. A. Torres, D. M. Zagar, T. L. Gilliland, D. O. Jobe, J. L. McKenney, R. C. Mock, M. Vargas, T. Wagoner, and D. L. Peterson. Tungsten wire-array Z-pinch experiments at 200 TW and 2 MJ. *Physics of Plasmas*, 5(5):2105–2111, 1998.
- [71] M.E. Cuneo, R.A. Vesey, G.R. Bennett, D.B. Sinars, W.A. Stygar, E.M. Waisman, J.L. Porter, P.K. Rambo, I.C. Smith, S.V. Lebedev, J.P. Chittenden, D.E. Bliss, T.J. Nash, G.A. Chandler, B.B. Afeyan, E.P. Yu, R.B. Campbell, R.G. Adams, D.L. Hanson, T.A. Mehlhorn, and M.K. Matzen. Progress in symmetric ICF capsule implosions and wire-array Z-pinch source physics for double-pinch-driven hohlraums. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 48(2):R1–R35, 2006.
- [72] J. Quintenz and S. Sandia. Pulsed power team. Nagaoka, Japan, June 2000.
- [73] Б.Ю. Шарков, editor. *Ядерный синтез с инерционным удержанием*. Физматлит, Москва, 2005.
- [74] В. Е. Фортов, Д. Хоффманн, and Б. Ю. Шарков. Интенсивные ионные пучки для генерации экстремальных состояний вещества. *Успехи физических наук*, 178(2):113, 2008.
- [75] В. С. Беляев, В. П. Крайнов, В. С. Лисица, and А. П. Матафонов. Генерация быстрых заряженных частиц и сверхсильных магнитных полей при взаимодействии сверхкоротких интенсивных лазерных импульсов с твердотельными мишенями. *Успехи физических наук*, 178(8):823, 2008.
- [76] R. E. Reinovsky, W. E. Anderson, W. L. Atchison, R. J. Faehl, R. K. Keinigs, I. R. Lindemuth, M. C. Thompson, and A. Taylor. Shock-wave and material properties experiments using the los alamos atlas pulsed power system. volume 706, pages 1191–1194. AIP, 2004.

- [77] Atlas project, LASL.
- [78] Wikipedia, the free encyclopedia. http://en.wikipedia.org/wiki/ISKRA_laser#iskra-6.
- [79] G. Sansone, E. Benedetti, F. Calegari, C. Vozzi, L. Avaldi, R. Flammini, L. Poletto, P. Villoresi, C. Altucci, R. Velotta, S. Stagira, S. De Silvestri, and M. Nisoli. Isolated single-cycle attosecond pulses. *Science*, 314(5798):443–446, 2006.
- [80] T. Ditmire, E. Springate, J. W. Tisch, Y. L. Shao, M. B. Mason, N. Hay, J. P. Marangos, and M. H. Hutchinson. Explosion of atomic clusters heated by high-intensity femtosecond laser pulses. *Physical Review A*, 57(1):369–382, 1998.
- [81] R. Boehler. Temperatures in the earth’s core from melting-point measurements of iron at high static pressures. *Nature*, 363(6429):534–536, 1993.
- [82] R. Boehler and D. Forzandonea. The laser heated diamond cell: High P-T phase diagrams. In R. J. Hemley, G.L. Chiarotti, M. Bernasconi, and L. Ulivi, editors, *Int. School of Physics «Enrico Fermi», Course CXLVII, High Pressure Phenomena*, pages 55–66, Amsterdam, Oxford, 2001. IOS Press.
- [83] P. Loubeyre, P. M. Celliers, D. G. Hicks, E. Henry, A. Dewaele, J. Pasley, J. Eggert, M. Koenig, F. Occelli, K. M. Lee, R. Jeanloz, D. Neely, A. Benuzzi-Mounaix, D. Bradley, M. Bastea, Steve Moon, and G. W. Collins. Coupling static and dynamic compressions: first measurements in dense hydrogen. *High Pressure Research*, 24(1):25–31, 2004.
- [84] М.В. Жерноклетов, В.Н. Зубарев, Р.Ф. Трунин, and В.Е. Фортов. *Экспериментальные данные по ударной сжимаемости и адиабатическому расширению конденсированных веществ при высоких плотностях энергии*. ИХФ РАН, Черноголовка, 1996.
- [85] В.Е. и др. Базанов, О.В. Беспалов. Нерегулярное отражение конических сходящихся ударных волн в плексиглазе и меди. *Теплофизика высоких температур*, 23(5):976, 1985.
- [86] P. S. Hawke, T. J. Burgess, D. E. Duerre, J. G. Huebel, R. N. Keeler, H. Klapper, , and W. C. Wallace. Observation of electrical conductivity

- of isentropically compressed hydrogen at megabar pressures. *Physical Review Letters*, 41(14):994–997, 1978.
- [87] A.I. Pavlovski, G.V. Boriskov, and et al. Isentropic solid hydrogen compression by ultrahigh magnetic field pressure in megabar range. In C.M. Fowler, R.S. Caird, and D.T. Erickson, editors, *Megagauss Technology and Pulsed Power Applications*, page 255. Plenum Press, N.Y., London, 1987.
- [88] В.К. Грязнов, М.В. Жерноклетов, И.Л. Иосилевский, Г.В. Симаков, Р.Ф. Трунин, Л.И. Трусков, and В.Е. Фортов. Ударно-волновое сжатие сильнонеидеальной плазмы металлов и ее термодинамика. *Журнал Экспериментальной и Теоретической Физики*, 114(4):1242, 1998.
- [89] В.К. Грязнов, Д.Н. Николаев, and et al. Генерация неидеальной плазмы путем ударно-волнового сжатия высокопористого SiO_2 -аэрогеля. *Химическая физика*, 17(2):33, 1998.
- [90] Жерноклетов М.В. Ударное сжатие и изоэнтропическое расширение природного урана. *Теплофизика высоких температур*, 36(2):231, 1998.
- [91] Л. В. Альтшулер, Р. Ф. Трунин, К. К. Крупников, and Н. В. Панов. Взрывные лабораторные устройства для исследования сжатия веществ в ударных волнах. *Успехи физических наук*, 166(5):575, 1996.
- [92] Р. Ф. Трунин. Ударная сжимаемость конденсированных веществ в мощных ударных волнах подземных ядерных взрывов. *Успехи физических наук*, 164(11):1215, 1994.
- [93] Р. Ф. Трунин, М. А. Подурец, Г. В. Симаков, Л. В. Попов, and Б. Н. Моисеев. Экспериментальная проверка модели Томаса - Ферми для металлов при высоких давлениях. *Журнал Экспериментальной и Теоретической Физики*, 62(3):1043–1048, 1972.
- [94] С.В. Лебедев and А.И. Савватимский. Металлы в процессе быстрого нагревания электрическим током большой плотности. *Успехи физических наук*, 144(2):215, 1984.
- [95] Я.Б. Зельдович and Л.Д. Ландау. Корреляция между жидкими и газообразными состояниями металлов. *Журнал Экспериментальной и Теоретической Физики*, 14:32, 1944.

- [96] Peter J. Turchi and William L. Baker. Generation of high-energy plasmas by electromagnetic implosion. *Journal of Applied Physics*, 44(11):4936–4945, 1973.
- [97] В.А. Гасилов, С.В. Захаров, and В.П. Смирнов. О генерации мощных потоков излучения и получении мегабарных давлений в лайнерных системах. *Письма в Журнал Экспериментальной и Теоретической Физики*, 53(2):83, 1991.
- [98] S.C. Glidden, M. Richter, D.A. Hammer, and D.H. Kalantar. 1kW X-pinch soft X-ray source powered by a 500 kA, 100 ns, 40 pps pulser. In *9th IEEE International Pulsed Power Conference, 1993. Digest of Technical Papers*, volume 1, page 459, 1993.
- [99] J. P. Chittenden, A. Ciardi, C. A. Jennings, S. V. Lebedev, D. A. Hammer, S. A. Pikuz, and T. A. Shelkovenko. Structural evolution and formation of high-pressure plasmas in x pinches. *Physical Review Letters*, 98(2):025003, 2007.
- [100] D. D. Ryutov, M. S. Derzon, and M. K. Matzen. The physics of fast Z pinches. *Reviews of Modern Physics*, 72(1):167–223, 2000.
- [101] Mokhov V.N. Formation of the thermonuclear fusion ideas. In V.D. Selemir and L.N. Plyashkevichu, editors, *Megagauss-IX*, page 665. VNIIEF, Sarov, 2004.
- [102] V.E. Fortov, editor. *Explosive-Driven Generators of Powerful Electrical Current Pulses*. Cambridge Int. Sci. Publishing Ltd, Cambridge, 2007.
- [103] B.A. Boyko, A.I. Bykov, and et al. More than 20 MG magnetic field generation in the cascade magnetocumulative MC-1 generator. In H.J. Schneider-Muntau, editor, *Proc. VIIIth Int. Conf. Megagauss Magnetic Field Generation and Related Topics, 18-23 Oct. 1998*, page 61. Fl. World Sci, Tallahassee, 2004.
- [104] E. A. Azizov, V. V. Alexandrov, S. G. Alikhanov, V. H. Bachtin, V. I. Chetvertkov, V. A. Glukhikh, E. V. Grabovsky, A. N. Gribov, Yu. A. Hallimullin, V. A. Levashov, A. P. Lotocky, A. M. Zhitlukhin, E. P. Velikhov, G. I. Dolgachev, Ju. G. Kalinin, A. S. Kingsep, A. I. Kormilitcin, V. G. Kouchinsky, S. L. Nedoseev, O. P. Pechersky, V. D. Pismenniy, G. P. Rikovanov, and V. P. Smirnov. Pulse power system development for megajoule x-ray facility baikal. volume 651, pages 29–32. AIP, 2002.

- [105] V.A. Glushkin, E.P. Velikhov, and et al. Perspective of kiloterawatt soft x-ray source based on slow inductive storage with energy 1 gigajoule. In H. Van Horn and S. Ichimaru, editors, *Proceedings 12th International Conference on High-Power Particle Beams, June 7-12, 1998*, page 71. Haifa, Izrael, 1998.
- [106] V.D. Selimir, O.M. Tatsenko, and et al. Investigations in solid state physics in ultra-high magnetic fields — experimental results of kapitsa series. In M. von Ortenberg, editor, *Megagauss-X*, page 219. Berlin, 2005.
- [107] Gerard A. Mourou, Christopher P. J. Barry, and Michael D. Perry. Ultrahigh-intensity lasers: Physics of the extreme on a tabletop. *Physics Today*, 51(1):22–28, january 1998.
- [108] S.-W. Bahk, P. Rousseau, T. A. Planchon, V. Chvykov, G. Kalintchenko, A. Maksimchuk, G. A. Mourou, and V. Yanovsky. Generation and characterization of the highest laser intensities (10^{22} W/cm²). *Optics Letters*, 29(24):2837–2839, 2004.
- [109] S.V. Bulanov. New epoch in the charged particle acceleration by relativistically intense laser radiation. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 48(12B):B29–B37, 2006.
- [110] Magpie, <http://dorland.pp.ph.ic.ac.uk>.
- [111] W. G. Unruh. Notes on black-hole evaporation. *Physical Review D*, 14(4):870–892, 1976.
- [112] Ralf Schutzhold, Gernot Schaller, and Dietrich Habs. Signatures of the unruh effect from electrons accelerated by ultrastrong laser fields. *Physical Review Letters*, 97(12):121302, 2006.
- [113] Pisin Chen and Toshi Tajima. Testing unruh radiation with ultraintense lasers. *Physical Review Letters*, 83(2):256–259, 1999.
- [114] Donna Strickland and Gerard Mourou. Compression of amplified chirped optical pulses. *Optics Communications*, 56(3):219–221, 1985.
- [115] Donna Strickland and Gerard Mourou. Compression of amplified chirped optical pulses. *Optics Communications*, 55(6):447–449, 1985.
- [116] P. Maine and G. Mourou. Amplification of 1-nsec pulses in Nd:glass followed by compression to 1 psec. *Optics Letters*, 13(3):467–469, 1988.

- [117] P. Maine, D. Strickland, P. Bado, M. Pessot, and G. Mourou. Generation of ultrahigh peak power pulses by chirped pulseamplification. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 24(2):398–403, 1988.
- [118] J. Bunkenberg, J. Boles, D. Brown, J. Eastman, J. Hoose, R. Hopkins, L. Iwan, S. Jacobs, J. Kelly, S. Kumpan, S. Letzring, D. Lonobile, L. Lund, G. Mourou, S. Reformat, W. Seka, J. Soures, and K. Walse. The omega high-power phosphate-glass system: Design and performance. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 17(9):1620–1628, 1981.
- [119] C. Bula, K. T. McDonald, E. J. Prebys, C. Bamber, S. Boege, T. Kotseroglou, A. C. Melissinos, D. D. Meyerhofer, W. Ragg, D. L. Burke, R. C. Field, G. Horton-Smith, A. C. Odian, J. E. Spencer, D. Walz, S. C. Berridge, W. M. Bugg, K. Shmakov, and A. W. Weidemann. Observation of nonlinear effects in Compton scattering. *Physical Review Letters*, 76(17):3116–3119, 1996.
- [120] Valery Telnov. Photon collider at TESLA. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 472(1-2):43–60, 2001.
- [121] A. Benuzzi-Mounaix, M. Koenig, A. Ravasio, T. Vinci, N. Ozaki, M. Rabec le Gloahec, B. Loupias, G. Huser, E. Henry, S. Bouquet, C. Michaut, D. Hicks, A. MacKinnon, P. Patel, H.S. Park, S. Le Pape, T. Boehly, M. Borghesi, C. Cecchetti, M. Notley, R. Clark, S. Bandyopadhyay, S. Atzeni, A. Schiavi, Y. Aglitskiy, A. Faenov, T. Pikuz, D. Batani, R. Dezulian, and K. Tanaka. Laser-driven shock waves for the study of extreme matter states. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 48(12B):B347–B358, 2006.
- [122] A. Pukhov and J. Meyer ter Vehn. Laser wake field acceleration: the highly non-linear broken-wave regime. *Applied Physics B: Lasers and Optics*, 74(4-5):355–361, 2002.
- [123] F. N. Beg, A. R. Bell, A. E. Dangor, C. N. Danson, A. P. Fews, M. E. Glinsky, B. A. Hammel, P. Lee, P. A. Norreys, and M. Tatarakis. A study of picosecond laser–solid interactions up to 10^{19} W cm⁻². *Physics of Plasmas*, 4(2):447–457, 1997.

- [124] P. A. Norreys, M. Santala, E. Clark, M. Zepf, I. Watts, F. N. Beg, K. Krushelnick, M. Tatarakis, A. E. Dangor, X. Fang, P. Graham, T. McCanny, R. P. Singhal, and K. W. D. Ledingham. Observation of a highly directional γ -ray beam from ultrashort, ultraintense laser pulse interactions with solids. *Physics of Plasmas*, 6(5):2150–2156, 1999.
- [125] G. S. Sarkisov, V. Yu. Bychenkov, V. N. Novikov, V. T. Tikhonchuk, A. Maksimchuk, S.-Y. Chen, R. Wagner, G. Mourou, and D. Umstadter. Self-focusing, channel formation, and high-energy ion generation in interaction of an intense short laser pulse with a He jet. *Physical Review E*, 59(6):7042–7054, 1999.
- [126] S. V. Bulanov, N. M. Naumova, and F. Pegoraro. Interaction of an ultrashort, relativistically strong laser pulse with an overdense plasma. *Physics of Plasmas*, 1(3):745–757, 1994.
- [127] R. Kodama, K. A. Tanaka, Y. Sentoku, T. Matsushita, K. Takahashi, H. Fujita, Y. Kitagawa, Y. Kato, T. Yamanaka, and K. Mima. Observation of ultrahigh gradient electron acceleration by a self-modulated intense short laser pulse. *Physical Review Letters*, 84(4):674–677, 2000.
- [128] S. P. D. Mangles, C. D. Murphy, Z. Najmudin, A. G. R. Thomas, J. L. Collier, A. E. Dangor, E. J. Divall, P. S. Foster, J. G. Gallacher, C. J. Hooker, D. A. Jaroszynski, A. J. Langley, W. B. Mori, P. A. Norreys, F. S. Tsung, R. Viskup, B. R. Walton, and K. Krushelnick. Monoenergetic beams of relativistic electrons from intense laser-plasma interactions. *Nature*, 431(7008):535–538, 2004.
- [129] A. Maksimchuk, K. Flippo, H. Krause, G. Mourou, K. Nemoto, D. Shultz, D. Umstadter, R. Vane, V. Yu. Bychenkov, G. I. Dudnikova, V. F. Kovalev, K. Mima, V. N. Novikov, Y. Sentoku, and S. V. Tolokonnikov. Plasma phase transition in dense hydrogen and electron-hole plasmas. *Plasma Physics Reports*, 30(6):473–495, 2004.
- [130] T. Esirkepov, M. Yamagiwa, and T. Tajima. Laser ion-acceleration scaling laws seen in multiparametric particle-in-cell simulations. *Physical Review Letters*, 96(10):105001, 2006.
- [131] L. Disdier, J-P. Garconnet, G. Malka, and J-L. Miquel. Fast neutron emission from a high-energy ion beam produced by a high-intensity subpicosecond laser pulse. *Physical Review Letters*, 82(7):1454 – 1457, 1999.

- [132] C. Gahn, G. D. Tsakiris, G. Pretzler, K. J. Witte, C. Delfin, C.-G. Wahlstrom, and D. Habs. Generating positrons with femtosecond-laser pulses. *Applied Physics Letters*, 77(17):2662–2664, 2000.
- [133] T. Zh. Esirkepov, S. V. Bulanov, K. Nishihara, T. Tajima, F. Pegoraro, V. S. Khoroshkov, K. Mima, H. Daido, Y. Kato, Y. Kitagawa, K. Nagai, and S. Sakabe. Proposed double-layer target for the generation of high-quality laser-accelerated ion beams. *Physical Review Letters*, 89(17):175003, 2002.
- [134] K. Mima, T. Ohsuga, H. Takabe, K. Nishihara, T. Tajima, E. Zaidman, and W. Horton. Wakeless triple-soliton accelerator. *Physical Review Letters*, 57(12):1421–1424, 1986.
- [135] D. L. Burke, R. C. Field, G. Horton-Smith, J. E. Spencer, D. Walz, S. C. Berridge, W. M. Bugg, K. Shmakov, A. W. Weidemann, C. Bula, K. T. McDonald, E. J. Prebys, C. Bamber, S. J. Boege, T. Koffas, T. Kotseroglou, A. C. Melissinos, D. D. Meyerhofer, D. A. Reis, and W. Ragg. Positron production in multiphoton light-by-light scattering. *Physical Review Letters*, 79(9):1626 – 1629, 1997.
- [136] M. Tatarakis, I. Watts, F. N. Beg, E. L. Clark, A. E. Dangor, A. Gopal, M. G. Haines, P. A. Norreys, U. Wagner, M.-S. Wei, M. Zepf, and K. Krushelnick. Laser technology: Measuring huge magnetic fields. *Nature*, 415(6869):280, 2002.
- [137] R. J. Mason and M. Tabak. Magnetic field generation in high-intensity-laser-matter interactions. *Physical Review Letters*, 80(3):524–527, 1998.
- [138] K. Nakajima, D. Fisher, T. Kawakubo, H. Nakanishi, A. Ogata, Y. Kato, Y. Kitagawa, R. Kodama, K. Mima, H. Shiraga, K. Suzuki, K. Yamakawa, T. Zhang, Y. Sakawa, T. Shoji, Y. Nishida, N. Yugami, M. Downer, and T. Tajima. Observation of ultrahigh gradient electron acceleration by a self-modulated intense short laser pulse. *Physical Review Letters*, 74(22):4428–4431, 1995.
- [139] V. Malka, S. Fritzler, E. Lefebvre, M.-M. Aleonard, F. Burgy, J.-P. Chambaret, J.-F. Chemin, K. Krushelnick, G. Malka, S. P. D. Mangles, Z. Najmudin, M. Pittman, J.-P. Rousseau, J.-N. Scheurer, B. Walton, and A. E. Dangor. Electron acceleration by a wake field forced by an intense ultrashort laser pulse. *Science*, 298(5598):1596–1600, 2002.

- [140] G.I. Kanel, S.V. Rasorenov, and V.E. Fortov. *Shock-Wave Phenomena and Properties of Condensed Matter*. Springer, N.Y., 2004.
- [141] V. A. Rubakov and M. E. Shaposhnikov. Do we live inside a domain wall? *Physics Letters B*, 125(2-3):136–138, 1983.
- [142] Nima Arkani-Hamed, Savas Dimopoulos, and Gia Dvali. Phenomenology, astrophysics, and cosmology of theories with submillimeter dimensions and tev scale quantum gravity. *Physical Review D*, 59(8):086004, 1999.
- [143] Steven B. Giddings and Scott Thomas. High energy colliders as black hole factories: The end of short distance physics. *Physical Review D*, 65(5):056010, 2002.
- [144] V. A. Rubakov. Multidimensional models of particle physics. *Physics-Uspokhi*, 46(2):211, 2003.
- [145] Zeldovich Ya.B. and Popov V.S. Electronic structure of superheavy atoms. *Soviet PhysicsIIUspokhi*, 14:673, 1972.
- [146] S.W. Hawking. Particle creation by black holes. *Communications in Mathematical Physics*, 43(3):199–220, 1975.
- [147] Leonard Parker. Quantized fields and particle creation in expanding universes. i. *Physical Review*, 183(5):1057–1068, 1969.
- [148] J. W. Shearer, J. Garrison, J. Wong, and J. E. Swain. Pair production by relativistic electrons from an intense laser focus. *Physical Review A*, 8(3):1582–1588, 1972.
- [149] Kunioki Mima and Fast Ignition Research Group. Present status and future prospects of laser fusion and related high energy density plasma research. volume 740, pages 387–397. AIP, 2004.
- [150] Edison P. Liang, Scott C. Wilks, and Max Tabak. Pair production by ultraintense lasers. *Physical Review Letters*, 81(22):4887–4890, 1998.
- [151] N.B. Narozhny, S.S. Bulanov, V.D. Mur, and V.S. Popov. e^+e^- – pair production by a focused laser pulse in vacuum. *Physics Letters A*, 330(1-2):1–6, 2004.
- [152] J. Galy, M. Maucec, D.J. Hamilton, R. Edwards, and J. Magill. Bremsstrahlung production with high-intensity laser matter interactions and applications. *New Journal of Physics*, 9(2):23, 2007.

- [153] H. Schwoerer, F. Ewald, R. Sauerbrey, J. Galy, J. Magill, V. Rondinella, R. Schenkel, and T. Butz. Fission of actinides using a tabletop laser. *Europhysics Letters*, 91(1):47–52, 2003.
- [154] K. W. D. Ledingham, I. Spencer, T. McCanny, R. P. Singhal, M. I. K. Santala, E. Clark, I. Watts, F. N. Beg, M. Zepf, K. Krushelnick, M. Tatarakis, A. E. Dangor, P. A. Norreys, R. Allott, D. Neely, R. J. Clark, A. C. Machacek, J. S. Wark, A. J. Cresswell, D. C. W. Sanderson, and J. Magill. Photonuclear physics when a multiterawatt laser pulse interacts with solid targets. *Physical Review Letters*, 84(5):899–902, 2000.
- [155] Donald Umstadter. Photonuclear physics: Laser light splits atom. *Nature*, 404(6775):239, 2000.
- [156] G. Malka, M. M. Aleonard, J. F. Chemin, G. Claverie, M. R. Harston, J. N. Scheurer, V. Tikhonchuk, S. Fritzler, V. Malka, P. Balcou, G. Grillon, S. Moustazis, L. Notebaert, E. Lefebvre, and N. Cochet. Relativistic electron generation in interactions of a 30 TW laser pulse with a thin foil target. *Physical Review E*, 66(6):066402, 2002.
- [157] J. Magill, H. Schwoerer, F. Ewald, J. Galy, R. Schenkel, and R. Sauerbrey. Laser transmutation of iodine-129. *Applied Physics B: Lasers and Optics*, 77(4):387–390, 2003.
- [158] K. W. D. Ledingham, P. McKenna, and R. P. Singhal. Applications for nuclear phenomena generated by ultra-intense lasers. *Science*, 300(5622):1107–1111, 2003.
- [159] Charles Chiu, Mykhailo Fomytskyi, Franklin Grigsby, Frank Raischel, Michael C. Downer, and Toshiki Tajima. Laser electron accelerators for radiation medicine: A feasibility study. *Medical Physics*, 31(7):2042–2052, 2004.
- [160] W. P. Leemans, D. Rodgers, P. E. Catravas, C. G. R. Geddes, G. Fubiani, E. Esarey, B. A. Shadwick, R. Donahue, and A. Smith. Interaction of an ultrashort, relativistically strong laser pulse with an overdense plasma. *Physics of Plasmas*, 8(5):2510–2516, 2001.
- [161] T. E. Cowan, A. W. Hunt, T. W. Phillips, S. C. Wilks, M. D. Perry, C. Brown, W. Fountain, S. Hatchett, J. Johnson, M. H. Key, T. Parnell, D. M. Pennington, R. A. Snavely, and Y. Takahashi. Photonuclear fission from high energy electrons from ultraintense laser-solid interactions. *Physical Review Letters*, 84(5):903–906, 2000.

- [162] Т. Tajima. Summary of working group 7 on “exotic acceleration schemes”. volume 569, pages 77–81. AIP, 2001.
- [163] M. Fujiwara, K. Kawase, and A. T. Titov. Parity non-conservation measurements with photons at spring-8. volume 802, pages 246–249. AIP, 2005.
- [164] И. Д. Новиков. Отзвуки Большого взрыва (наблюдения реликтового излучения) (Сессия РАН 28.02.2001). *Успехи физических наук*, 171(8):859, 2001.
- [165] Frithjof Karsch. Lattice qcd at high temperature and the QGP, 2006.
- [166] В. А. Рубаков. Иерархии фундаментальных констант (к пунктам 16, 17 и 27 из списка В.Л. Гинзбурга). *Успехи физических наук*, 177(4):407, 2007.
- [167] М. Райорден and У. Зейц. Первые микросекунды. *В мире науки*, (8):21, 2006.
- [168] Miklos Gyulassy and Larry McLerran. New forms of QCD matter discovered at RHIC. *Nuclear Physics A*, 750(1):30–63, 2005.
- [169] Langanke L. November 2007.
- [170] D. H. H. Hoffmann, V. E. Fortov, I. V. Lomonosov, V. Mintsev, N. A. Tahir, D. Varentsov, and J. Wieser. Unique capabilities of an intense heavy ion beam as a tool for equation-of-state studies. *Physics of Plasmas*, 9(9):3651–3654, 2002.
- [171] K. Baumung, H.J. Bluhm, B. Goel, P. Hoppe, H.U. Karow, D. Rusch, V.E. Fortov, G.I. Kanel, S.V. Razorenov, A.V. Utrik, and O.Yu. Vorobjev. Shock-wave physics experiments with high-power proton beams. *Laser and Particle Beams*, 14(2):181, 1996.
- [172] Г.А. Месяц. *Импульсная энергетика и электроника*. Наука, Москва, 2004.
- [173] Fortov V., Rudakov L., and Ni A. Application of intense relativistic electron beams in high dynamic pressure thermophysics. *Sov. Thermal Phys. Rev.*, 371:589, 1992.
- [174] Г.И. Канель, С.В. Разоренов, А.В. Уткин, and В.Е. Фортов. *Ударно-волновые явления в конденсированных средах*. Янус-К, Москва, 1996.

- [175] Г. И. Канель, В. Е. Фортов, and С. В. Разоренов. Ударные волны в физике конденсированного состояния. *Успехи физических наук*, 177(8):809, 2007.
- [176] O. N. Rosmej, A. Blazevic, S. Korostiy, R. Bock, D. H. H. Hoffmann, Jr. S. A. Pikuz, V. P. Efremov, V. E. Fortov, A. Fertman, T. Mutin, T. A. Pikuz, and A. Ya. Faenov. Charge state and stopping dynamics of fast heavy ions in dense matter. *Physical Review A*, 72(5):052901, 2005.
- [177] В. П. Ефремов, С. А. Пикуз мл., А. Я. Фаенов, О. Розмей, И. Ю. Скобелев, А. В. Шутов, Д. Х. Х. Хоффманн, and В. Е. Фортов. Исследование зоны энерговыделения потока тяжелых ионов в наноматериалах методами рентгеновской спектроскопии многозарядных ионов. *Письма в Журнал Экспериментальной и Теоретической Физики*, 81(8):468, 2005.
- [178] V. Mintsev, V. Gryaznov, M. Kulish, A. Filimonov, V. Fortov, B. Sharkov, A. Golubev, A. Fertman, V. Turtikov, A. Vishnevskiy, A. Kozodaev, D. H. H. Hoffmann, U. Funk, S. Stoewe, M. Geisel, J. Jacoby, D. Gardes, and M. Chabot. Stopping power of proton beam in a weakly non-ideal Xenon plasma. *Contributions to Plasma Physics*, 39(1-2):45–48, 1999.
- [179] N. A. Tahir, C. Deutsch, V. E. Fortov, V. Gryaznov, D. H. H. Hoffmann, I. V. Lomonosov, A. R. Piriz, A. Shutov, P. Spiller, M. Temporal, S. Udrea, and D. Varentsov. Studies of strongly coupled plasmas using intense heavy ion beams at the future FAIR facility: the HEDgeHOB collaboration. *Contributions to Plasma Physics*, 45(3-4):229–235, 2005.
- [180] N. A. Tahir, C. Deutsch, V. E. Fortov, V. Gryaznov, D. H. H. Hoffmann, M. Kulish, I. V. Lomonosov, V. Mintsev, P. Ni, D. Nikolaev, A. R. Piriz, N. Shilkin, P. Spiller, A. Shutov, M. Temporal, V. Ternovoi, S. Udrea, and D. Varentsov. Proposal for the study of thermophysical properties of high-energy-density matter using current and future heavy-ion accelerator facilities at GSI Darmstadt. *Physical Review Letters*, 95(3):035001, 2005.
- [181] Stanislaw Mrowczynski and Markus H. Thoma. What do electromagnetic plasmas tell us about the quark-gluon plasma? *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 57(1):61–94, 2007.
- [182] Simon Hands. The phase diagram of QCD. *Journal of Contemporary Physics*, 42(4):209–225, 2001.

- [183] Glendenning N.K. *Compact Stars, Nuclear Physics, Particle Physics and General Relativity*. Springer, N.Y., 2000.
- [184] E. V. Shuryak. Quantum chromodynamics and the theory of superdense matter. *Physics Reports*, 61(2):71–158, May 1980.
- [185] E. V. Shuryak. Quark-gluon plasma and hadronic production of leptons, photons and pions. *Physics Letters B*, 78(1):150–153, Sep 1978.
- [186] O. K. Kalashnikov and V. V. Klimov. Phase transition in the quark-gluon plasma. *Physics Letters B*, 88(3-4):328–330, Dec 1979.
- [187] Joseph I. Kapusta. Quantum chromodynamics at high temperature. *Nuclear Physics B*, 88(3-4):461–498, Mar 1979.
- [188] J. C. Collins and M. J. Perry. Superdense matter: Neutrons or asymptotically free quarks? *Phys. Rev. Lett.*, 34(21):1353–1356, May 1975.
- [189] G. Baym and S. A. Chin. Can a neutron star be a giant MIT bag? *Physics Letters B*, 62(2):241–244, May 1976.
- [190] Barry A. Freedman and Larry D. McLerran. Fermions and gauge vector mesons at finite temperature and density. III. the ground-state energy of a relativistic quark gas. *Phys. Rev. D*, 16(4):1169–1185, Aug 1977.
- [191] George Chapline and Michael Nauenberg. Asymptotic freedom and the baryon-quark phase transition. *Phys. Rev. D*, 16(2):450–456, Jul 1977.
- [192] J. Adams, C. Adler, M. M. Aggarwal, Z. Ahammed, J. Amonett, B. D. Anderson, M. Anderson, D. Arkhipkin, G. S. Averichev, S. K. Badyal, J. Balewski, O. Barannikova, L. S. Barnby, J. Baudot, S. Bekele, V. V. Belaga, R. Bellwied, J. Berger, B. I. Bezverkhny, S. Bhardwaj, P. Bhaskar, A. K. Bhati, H. Bichsel, A. Billmeier, L. C. Bland, C. O. Blyth, and B. E. Bonner. Azimuthal anisotropy at the relativistic heavy ion collider: The first and fourth harmonics. *Phys. Rev. Lett.*, 92(6):062301, Feb 2004.
- [193] Paul Richard Sorensen. *Kaon and Lambda Production at Intermediate P_T : Insights into the Hadronization of the Bulk Partonic Matter Created in Au+Au Collisions at RHIC*. Ph.D. Thesis. 2003.

- [194] J. Adams, C. Adler, M. M. Aggarwal, Z. Ahammed, J. Amonett, B. D. Anderson, M. Anderson, D. Arkhipkin, G. S. Averichev, S. K. Badyal, J. Balewski, O. Barannikova, L. S. Barnby, J. Baudot, S. Bekele, V. V. Belaga, R. Bellwied, J. Berger, B. I. Bezverkhny, S. Bhardwaj, P. Bhaskar, A. K. Bhati, H. Bichsel, A. Billmeier, L. C. Bland, C. O. Blyth, and B. E. Bonner. Particle-type dependence of azimuthal anisotropy and nuclear modification of particle production in $au + au$ collisions at $snn = 200\text{gev}$. *Phys. Rev. Lett.*, 92(5):052302, Feb 2004.
- [195] S. S. Adler, S. Afanasiev, C. Aidala, N. N. Ajitanand, Y. Akiba, J. Alexander, R. Amirkas, L. Aphecetche, S. H. Aronson, R. Averbek, T. C. Awes, R. Azmoun, V. Babintsev, A. Baldisseri, K. N. Barish, P. D. Barnes, B. Bassalleck, S. Bathe, S. Batsouli, V. Baublis, A. Bazilevsky, S. Belikov, Y. Berdnikov, S. Bhagavatula, J. G. Boissevain, H. Borel, and S. Borenstein. Elliptic flow of identified hadrons in $au+au$ collisions at $snn = 200\text{gev}$. *Phys. Rev. Lett.*, 91(18):182301, Oct 2003.
- [196] C. Alt, T. Anticic, B. Baatar, D. Barna, J. Bartke, M. Behler, L. Betev, H. Białkowska, A. Billmeier, C. Blume, B. Boimska, N. Borghini, M. Botje, J. Bracinić, R. Bramm, R. Brun, P. Bunčić, V. Cerny, O. Chvala, G. E. Cooper, J. G. Cramer, P. Csató, P. M. Dinh, P. Dinkelaker, V. Eckardt, P. Filip, and Z. Fodor. Directed and elliptic flow of charged pions and protons in $pb+pb$ collisions at $4a$ and 158agev . *Phys. Rev. C*, 68(3):034903, Sep 2003.
- [197] Gordon Baym. Matter under extreme conditions. July 2007.
- [198] Miklos Gyulassy and Michael Plumer. Jet quenching as a probe of dense matter. *Nuclear Physics A*, 527:641–644, 1991.
- [199] M. Gyulassy, M. Plumer, M. Thoma, and X. N. Wang. High p_t probes of nuclear collisions. *Nuclear Physics A*, 538:37–49, 1992.
- [200] Xin-Nian Wang and Miklos Gyulassy. Gluon shadowing and jet quenching in $A+A$ collisions at $\sqrt{s} = 200A$ GeV. *Phys. Rev. Lett.*, 68(10):1480–1483, Mar 1992.
- [201] H. Stocker, J. Hofmann, J.A. Maruhn, and W. Greiner. Shock waves in nuclear matter - proof by circumstantial evidence. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 4:133–195, 1980.
- [202] M.Gyulassy. Quark gluon plasmas: Femto cosmology with $A+A$ @ LHC. July 2008.

- [203] А.М. Черепашук and А.Д. Чернин. *Вселенная, жизнь, черные дыры*. Век-2, Фрязино, 2004.
- [204] Maxim Lyutikov. Magnetar giant flares and afterglows as relativistic magnetized explosions. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 367(4):1594–1602, 2006.
- [205] W. P. Leemans, J. van Tilborg, J. Faure, C. G. R. Geddes, Cs. Toth, C. B. Schroeder, E. Esarey, G. Fubiani, and G. Dugan. Terahertz radiation from laser accelerated electron bunches. *Physics of Plasmas*, 11(5):2899–2906, 2004.
- [206] H. Takabe. Hydrodynamic instability, integrated code, laboratory astrophysics and astrophysics in laser and inertial fusion energy. In M. Hora and G.M. Miley, editors, *Edward Teller Lectures*, page 331. University of South Sydney, Sydney, 2004.
- [207] Nellis J.W. In *High Pressure Phenomena. Proc. Int. School of Physics «Enrico Fermi»*, page 607. JOS Press, Amsterdam, Oxford, 2002.
- [208] Ю. Ю. Балегга. Коричневые карлики: субзвезды без ядерных реакций (Сессия РАН 30.01.02). *Успехи физических наук*, 172(8):945, 2002.
- [209] France Allard, Peter H. Hauschildt, David R. Alexander, and Sumner Starrfield. Model atmospheres of very low mass stars and brown dwarfs. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 35:137–177, 1997.
- [210] Gilles Chabrier and Isabelle Baraffe. Theory of low mass stars and substellar objects. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 38:337–377, 2000.
- [211] Koester D. White dwarfs: Recent developments. *Astronomy and Astrophysics Review*, 11(1):33–66, 2007.
- [212] Brown dwarfs and extrasolar planets. In Rafael Rebolo, Eduardo L. Martin, and Maria Rosa Zapatero Osorio, editors, *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, volume 134. ASP, 1998.
- [213] Б. А. Клумов, В. И. Кондауров, А. В. Конюхов, Ю. Д. Медведев, А. Г. Сокольский, С. В. Утюжников, and В. Е. Фортов. Столкновение кометы Шумейкер-Леви 9 с Юпитером: что мы увидим? *Успехи физических наук*, 164(6):617, 1994.

- [214] В. Е. Фортов, Ю. Н. Гнедин, М. Ф. Иванов, А. В. Ивлев, and Б. А. Клумов. Столкновение кометы Шумейкер-Члеви 9 с Юпитером: что мы увидели. *Успехи физических наук*, 166(4):391, 1996.
- [215] С.А. Каплан. *Физика звезд*. Наука, Москва, 1970.
- [216] С. Г. Рубин. *Устройство нашей Вселенной*. Век-2, Фрязино, 2006.
- [217] Левин А. Космические бомбы . *Популярная механика*, 8(58):38, 2007.
- [218] <http://hubblesite.org>.
- [219] Anthony Mezzacappa. Ascertaining the core collapse supernova mechanism: The state of the art and the road ahead. *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 55(1):467–515, 2005.
- [220] Ж.Ф. Родионова and В.Г. Сурдин. Планеты солнечной системы. In В.Г. Сурдин, editor, *Астрономия XXI век*, page 34. Век-2, Фрязино, 2007.
- [221] В.В. Шевченко. Солнечная система. In В.Н. Сойфер, editor, *Энциклопедия «Современное естествознание»*.
- [222] Gelliot T. 2007.
- [223] Д. Г. Яковлев, К. П. Левенфиш, and Ю. А. Шибанов. Остывание нейтронных звезд и сверхтекучесть в их ядрах. *Успехи физических наук*, 169(8):825, 1999.
- [224] P. Haensel, A. Potekhin, and D. Yakovlev. *Neutron Stars 1: Equation of State and Structure*. Springer, New York, 2007.
- [225] С.В. Шапиро and Тьюколски С.А. *Черные дыры, белые карлики, нейтронные звезды.*, volume 1/2. Мир, Москва, 1995.
- [226] Киржниц Д.А. *Лекции по Физике*. Наука, Москва, 2006.
- [227] Я. Н. Истомин. Генерация электронно-позитронной плазмы в магнитосфере нейтронных звезд. *Успехи физических наук*, 178(8):880, 2008.
- [228] Page D. and Applegate J.H. *The Astrophysical Journal Letters*, 394:L17, 1992.

- [229] К. Кувелокту, Р. Дункан, and К. Томпсон. Магнитары. In *Альманах «Космос»*, page 134. В мире науки, Москва, 2006.
- [230] А. М. Черепашук. Массы черных дыр в двойных звездных системах. *Успехи физических наук*, 166(8):809, 1996.
- [231] С. Хокинг. *Краткая история времени. От большого взрыва до черных дыр*. Амфора, Санкт-Петербург, 2007.
- [232] Б.М. Карнаков, В.Д. Мур, and В.С. Попов. К теории лоренцевой ионизации. *Письма в Журнал Экспериментальной и Теоретической Физики*, 65(5):391, 1997.
- [233] V. S. Popov, B. M. Karnakov, and V. D. Mur. Quasiclassical theory of atomic ionization in electric and magnetic fields. *Physics Letters A*, 229(5):306–312, 1997.
- [234] Н.С. Кардашев, И.Д. Новиков, and А.А. Шацкий. Магнитные тоннели (кратовые норы) в астрофизике. *Астрономический журнал*, 83(8):675–768, 2006.
- [235] Hisa aki Shinkai and Sean A. Hayward. Fate of the first traversible wormhole: Black-hole collapse or inflationary expansion. *Physical Review D*, 66(4):044005, 2002.
- [236] Francisco S. N. Lobo. Phantom energy traversable wormholes. *Physical Review D*, 71(8):084011, 2005.
- [237] М.И. Панасюк. *Странники Вселенной или эхо Большого Взрыва*. Век-2, Фрязино, 2005.
- [238] Fabrika S. The jets and and supercritical accretion disk in SS433. *Astrophysics and Space Physics Reviews*, 12:1, 2004.
- [239] L. Willingale, S. P. D. Mangles, P. M. Nilson, R. J. Clarke, A. E. Dangor, M. C. Kaluza, S. Karsch, K. L. Lancaster, W. B. Mori, Z. Najmudin, J. Schreiber, A. G. R. Thomas, M. S. Wei, and K. Krushelnick. Collimated multi-MeV ion beams from high-intensity laser interactions with underdense plasma. *Physical Review Letters*, 96(24):245002, 2006.
- [240] M. Kando, K. Nakajima, M. Arinaga, T. Kawakubo, H. Nakanishi, A. Ogata, T. Kozawa, T. Ueda, and M. Uesaka. Interaction of terawatt laser with plasma. *Journal of Nuclear Materials*, 248(1):405–407, 1997.

- [241] В.Г. Сурдин. *Рождение звезд*. Эдитория УРСС, Москва, 1999.
- [242] M.J. Aschwanden. *Physics of the Solar Corona: An Introduction with Problems and Solutions*, page 869. Springer, U.K., 2006.
- [243] A. Nishida. The earth's dynamic magnetotail. *Space Science Reviews*, 91(3-4):507–577, 2000.
- [244] Л.М. Зеленый, М.И. Веригин, А.В. Захаров, В.В. Измоденов, and А.А. Скальский. Гелиосфера и взаимодействие планет земной группы с солнечным ветром. *Успехи физических наук*, 175(6):643, 2005.
- [245] С. В. Аюков, В. А. Батулин, В. К. Грязнов, И. Л. Иосилевский, А. Н. Старостин, and В. Е. Фортон. Анализ малых примесей тяжелых элементов в солнечной плазме с помощью уравнения состояния saha-s. *Письма в Журнал Экспериментальной и Теоретической Физики*, 80(3):163, 2004.
- [246] Kenneth Greisen. End to the cosmic-ray spectrum? *Physical Review Letters*, 16(17):748–750, 1966.
- [247] В.Г. Сурдин. Млечный путь. In В.Г. Сурдин, editor, *Астрономия XXI век*, page 267. Век-2, Фрязино, 2007.
- [248] P. Meszaros and M. J. Rees. Relativistic fireballs and their impact on external matter - models for cosmological gamma-ray bursts. *Astrophysical Journal*, 405:278–284, 1991.
- [249] P. A. Price, E. Berger, D. E. Reichart, S. R. Kulkarni, R. Subrahmanyan, R. M. Wark, M. H. Wieringa, D. A. Frail, J. Bailey, B. Boyle, E. Corbett, K. Gunn, S. D. Ryder, N. Seymour, K. Koviak, P. McCarthy, M. Phillips, T. S. Axelrod, J. S. Bloom, S. G. Djorgovski, D. W. Fox, T. J. Galama, F. A. Harrison, K. Hurley, R. Sari, B. P. Schmidt, S. A. Yost, M. J. I. Brown, T. Cline, F. Frontera, C. Guidorzi, and E. Montanari. GRB 011121: A massive star progenitor. 2002.
- [250] S. I. Blinnikov, I. D. Novikov, T. V. Perevodchikova, and A. G. Polnarev. Exploding neutron stars in close binaries. *Soviet Astronomy Letters*, 10(3):177, 1984.
- [251] R. Kodama, P. A. Norreys, K. Mima, A. E. Dangor, R. G. Evans, H. Fujita, Y. Kitagawa, K. Krushelnick, T. Miyakoshi, N. Miyanaga, T. Norimatsu, S. J. Rose, T. Shozaki, K. Shigemori, A. Sunahara, M. Tambo, K. A. Tanaka, Y. Toyama, T. Yamanaka, and M. Zepf.

- Fast heating of ultrahigh-density plasma as a step towards laser fusion ignition. *Nature*, 412(6849):798–802, 2001.
- [252] R. A. Sunyaev and Ya. B. Zeldovich. Distortions of the background radiation spectrum. *Nature*, 223(5207):721–722, 1969.
- [253] Я.Б. Зельдович, Е.В. Левич, and Р.А. Сюняев. Индуцированное комптоновское взаимодействие максвелловских электронов со спектрально узким излучением. *Журнал Экспериментальной и Теоретической Физики*, 62(4):1392, 1972.
- [254] R. P. Drake, D. R. Leibbrandt, E. C. Harding, C. C. Kuranz, M. A. Blackburn, H. F. Robey, B. A. Remington, M. J. Edwards, A. R. Miles, T. S. Perry, R. J. Wallace, H. Louis, J. P. Knauer, and D. Arnett. Nonlinear mixing behavior of the three-dimensional Rayleigh–Taylor instability at a decelerating interface. *Physics of Plasmas*, 11(5):2829–2837, 2004.
- [255] D. Arnett. Oxygen-burning hydrodynamics. 1: Steady shell burning. *Astrophysical Journal*, 427(2):932–946, 1994.
- [256] R. McCray. Supernova 1987A revisited. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 31:175–216, 1993.
- [257] B. A. Remington, J. Kane, R. P. Drake, S. G. Glendinning, K. Estabrook, R. London, J. Castor, R. J. Wallace, D. Arnett, E. Liang, R. McCray, A. Rubenchik, and B. Fryxell. Supernova hydrodynamics experiments on the nova laser. *Physics of Plasmas*, 4(5):1994–2003, 1997.
- [258] Сажин М.В. In В.Н. Сойфер, editor, *Энциклопедия «Современное естествознание»*.
- [259] У. Ху and М. Уайт. In *Альманах «Космос»*, page 42. В мире науки, Москва, 2006.
- [260] E. Fermi. *Notes on Thermodynamics and Statistics*. 1953.
- [261] E. Waxman. Gamma-ray bursts and collisionless shocks. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 48(12B):B137–B151, 2006.