

КОНФЕРЕНЦИИ И СИМПОЗИУМЫ

Научная сессия Отделения общей физики и астрономии Российской академии наук

30 ноября 1994 г.

30 ноября 1994 г. в Институте физических проблем им. П.Л. Капицы РАН состоялась научная сессия Отделения общей физики и астрономии РАН. На сессии были заслушаны доклады:

1. В.С. Троицкий (Институт прикладной физики, Нижний Новгород). *Экспериментальные свидетельства против космологии Большого взрыва.*

2. А.А. Слущкин (Физико-технический институт низких температур, Харьков). *"Замороженная" электронная фаза и ВТСП.*

Краткие сообщения по этим докладам публикуются ниже.

PACS numbers: 98.80.Es

Экспериментальные свидетельства против космологии Большого взрыва

В.С. Троицкий

1. Введение

Для проверки космологической теории используется сравнение наблюдаемых и теоретических зависимостей от красного смещения (z) видимой светимости (m) и углового размера галактик (θ). В стандартной космологии их выражения в линейных и звездных величинах равны:

$$\begin{aligned} \mathcal{E}(z) &= \frac{L(z)}{R^2(z, q_0) \alpha_m^2}, \\ m(z) &= -2,5 \lg \mathcal{E}(z) = 5 \lg R \alpha_m + M(z) - 5, \\ \theta(z) &= \frac{l(z)}{R(z, q_0) \alpha_\theta}. \end{aligned} \quad (1)$$

Первое определяет квадратичную зависимость освещенности поверхности (\mathcal{E}) у наблюдателя в зависимости от его расстояния R до наблюдаемой галактики мощностью $L(z)$ Вт/ср. Третье является чисто геометрическим соотношением для видимого углового размера галактики, имеющей линейный размер $l(z)$. Специфическое влияние космологической теории в указанных соотношениях проявляется только в характере зависимости расстояния $R(z, q_0)$ от красного смещения галактики, а также в слабой степени от функций $\alpha_m = z + 1$ и

$\alpha_\theta = (z + 1)^{-1}$. Эти функции определяются теоретически и зависят от принятого механизма красного смещения. В частности, из теории расширяющейся Вселенной следует для замкнутой модели ($q_0 = 1$) метрическое расстояние $R(z) = R_H z / (z + 1)$, где $0 \leq z \leq \infty$, $R_H = c H_0^{-1}$ и H_0 — постоянная Хаббла. Зависимость $R(z) \alpha_m = R_H z$ подтверждена измерениями для расстояний менее 1% от предельного (равного при $H_0 = 50$ км с⁻¹ Мпк $R_H = 6000$ Мпк) и является известным законом Хаббла. Для проверки теории, а также для создания экспериментально обоснованной космологии необходимо, по крайней мере, определить функцию $R(z)$ или ее произведение на α из измерений во всем доступном наблюдениям диапазоне смещений $10^{-3} \leq z \leq 5$. Для этого более полувек назад были предложены космологические тесты "стандартной свечи" и "стандартной линейки", основанные на измерении видимой светимости $m(z)$ и углового размера $\theta(z)$ галактик, находящихся на разных расстояниях z , но имеющих стандартную светимость $L(z) = L_0 = \text{const}$ и стандартный размер $l(z) = l_0 = \text{const}$. При этом, как очевидно из (1), полученные экспериментальные зависимости $m(z)$ и $\theta(z)$ непосредственно определяют неизвестные функции $R(z) \alpha_m$ и $R(z) \alpha_\theta$. Принципиальная правильность предложения несомненна, однако его практическое осуществление не привело к однозначным результатам. Это объясняется тем, что параметры галактик $L(z)$ и $l(z)$ являются случайными величинами с очень большой дисперсией. Непосредственно определяется условный закон распределения видимых величин $P(m/z)$ и $P(\lg \theta/z)$, т.е. для галактик, находящихся на одном и том же расстоянии $z \pm \Delta z$. Отсюда, согласно (1), вытекает такое же распределение первичных параметров $P(M/z)$ и $P(\lg l(z)/z)$. В работе Сэндиджа и др. [1] показано, что для галактик E, S0, S в скоплении Дева, находящихся примерно при одинаковом z , имеет место нормальный закон распределения $P(M/z)$ с дисперсией $\sigma = 1^m, 5$. Исследования, проведенные нами на массивах до 30000 галактик и 4000 квазаров [2, 3] показали строгое соблюдение условного нормального закона распределения в диапазоне $10^{-3} \leq z \leq 4$ с дисперсией $\sigma = 1^m, 2 \pm 0, 1$ как для галактик, так и для квазаров. Следует заметить, что полученный ранее закон Шехтера $P(L) = l^{-x} x^{-1}$ для галактик при $z \leq 0, 1$ ($x = L/\bar{L}$) не является чисто экспериментальным, так как получен по расчетным значениям L согласно (1), что исключает его использование. В результате сказан-

ного, диаграмма Хаббла для видимой светимости $m(z) = 5 \lg \mathcal{E}(z)(z+1) + M(z) - 5$ получается в виде поля случайных точек, которые образуют полосу (шумовую дорожку) шириной $\pm 3\sigma \simeq \pm 3^m$. Этому соответствует изменение светимости $L(z)$ при каждом z более чем в десять раз в обе стороны от среднего значения. Несколько меньший разброс имеет место для случайной $\lg \theta(z)$ и $\lg l(z)$, которые также подчиняются нормальному условному распределению. При этом в экспериментальных зависимостях $m(z)$ и $\lg \theta(z)$ динамическая закономерность $R(z) \propto m$ или $R(z) \propto \theta$ будет скрыта в шумах, вызванных случайным разбросом абсолютной светимости $M(z)$ и $\lg l(z)$. Для выявления динамической закономерности необходимо использовать известные методы усреднения. Поле случайных величин параметров галактик должно характеризоваться определенными статистическими закономерностями, такими, как закон распределения, среднее значение, дисперсия, корреляция и т.п. Только эти зависимости могут позволить выявить скрытую в случайностях динамику. Для проверки теории, следовательно, необходимо использовать усредненные функции $E(m/z) = \overline{m(z)}$ и $E(\lg \theta/z) = \overline{\lg \theta(z)}$, которые определяются известным в науке методом регрессионного анализа. Сравнение полученных таким образом регрессионных функций $\overline{m(z)}$ и $\overline{\lg \theta(z)}$ с теоретическими соотношениями (1) дает возможность определить усредненные функции $\overline{L(z)}$, $\overline{M(z)}$ и $\overline{l(z)}$, а также главное — определить динамическую функцию $R(z)$, что является основной задачей настоящей работы. Из сказанного очевидна невозможность осуществления методов "стандартной свечи" и "стандартной линейки", без способов независимого измерения M и l галактик для любых z . Несколько десятилетий назад Сэндидж попытался решить эту задачу, предложив идею использовать в качестве стандартной свечи ярчайшие галактики из скоплений галактик, находящихся на разных расстояниях. Это основывалось, казалось, на довольно разумном положении, что должен существовать верхний предел абсолютной светимости. С точки зрения статистики это означает предположение существования резкого обрыва кривой распределения абсолютной светимости $P(M/z)$ при некотором M_{\max} , одинаковом при всех z . Однако такие скачки в распределении не наблюдаются. Отбираемые по критерию Сэндиджа галактики находятся фактически на крыле гауссова распределения и поэтому не могут обеспечить однозначный выбор. Отбираемые по этой идее объекты являются редкими, экзотическими галактиками. В силу большой яркости они, вероятнее всего, подвержены сильной эволюции светимости и размеров, влияние которых пытаются исключить указанным выше отбором. В результате многолетнего использования метода отбора "подходящих" галактик для сравнения с теорией оказалось, что согласование теории с наблюдениями $m(z)$ требует $0,5 \leq q_0 \leq 5$, а наблюдения $\lg \theta(z)$ количественно и качественно вообще не согласуются с теорией. Таким образом, эти методы не позволили решить проблему проверки теории, и она, как показано в обстоятельных обзорах Бербиджа [4] и Барышева [5], оказалась в тупике.

2. Исходные наблюдательные данные

При применении регрессионного анализа для проверки теории необходимо использовать глобальное количество галактик, добываясь статистической представитель-

ности ансамбля данных и учитывая различные эффекты селекции. Глобальная регрессионная зависимость $m(z)$ определялась по ансамблю из 9000 галактик всех типов и 4000 всех известных квазаров в интервале смещений $10^{-2,5} \leq z \leq 4$ в полосе V — видимого диапазона спектра. Использовались около 30 современных обзоров и каталогов. При этом исследовалось влияние эффекта Малмквиста [2, 3], а также вводилась К-поправка, которая рассчитывалась по усредненным спектрам галактик и квазаров. В каждом интервале $\Delta \lg z = 0,2$ проверялось соблюдение нормального закона распределения $P(m/z)$, показавшее, что как для галактик, так и для квазаров среднеквадратичное отклонение в каждом интервале z равно $\sigma = 1^m, 2 \pm 0, 1$. Чтобы исключить влияние неоднородного распределения числа данных по z , регрессионная функция определялась по значениям средних величин m в интервалах Δz . Полученная нами в работе [3] глобальная регрессионная зависимость $m(z)$ приведена на рис. 1 в сравнении с семейством теоретических кривых. В аналитическом выражении в звездных и физических величинах она равна

$$m(z) = (2,7 \pm 0,1) \lg z + 18,6, \quad \mathcal{E}(z) = z^{-1,10} 10^{-7,44}, \\ 10^{-2,5} \leq z \leq 4. \quad (2)$$

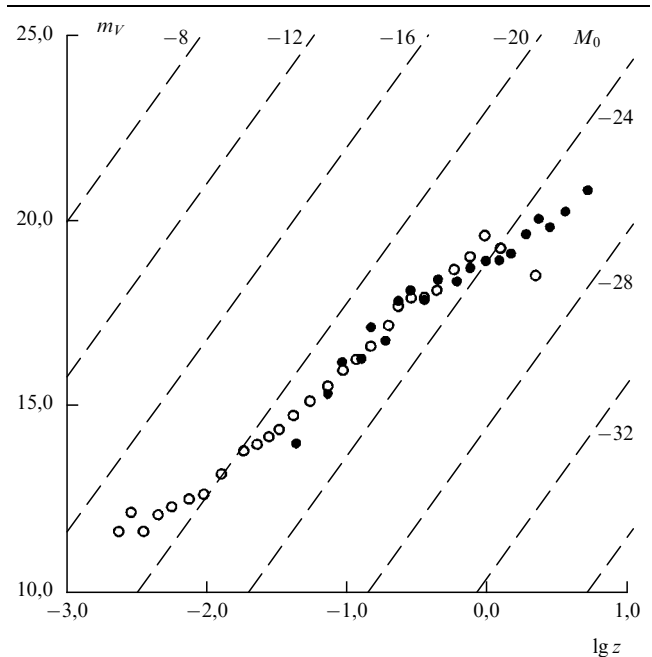


Рис. 1. Глобальная регрессионная диаграмма Хаббла. (○) — галактики, (●) — квазары, пунктир — семейство теоретических кривых $m(z) = 5 \lg z + M_0 + 43$ при $q_0 = 1$, $H_0 = 75 \text{ км см}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}$

Эта зависимость, естественно, коренным образом отличается от кривых, строящихся обычно по нескольким десяткам отобранных "стандартных" галактик.

Глобальная регрессионная зависимость $\lg \theta(z)$ получена для 10250 нормальных галактик в интервале смещений $10^{-2,5} \leq z \leq 0,5$ в полосе V . При этом проведен анализ возможных систематических искажений функции $\theta(z)$ при использовании изофотных измерений за счет вероятной эволюции поверхностной яркости галактик, показавший отсутствие сколько-нибудь существенных искажений [6]. Уравнение регрессионной функции в

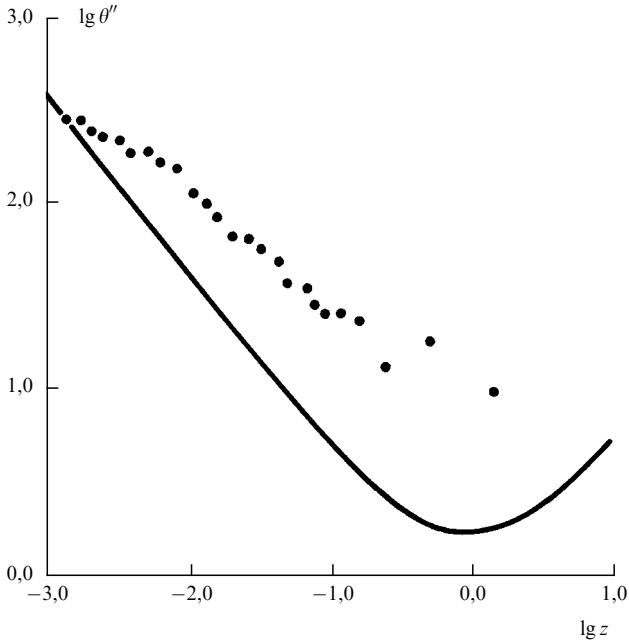


Рис. 2. Глобальная регрессионная зависимость углового размера галактик (кружки). Сплошная линия — теоретическая кривая при $q_0 = 1, l(z) = \text{const}$

логарифмическом и линейном выражении имеет вид:

$$\begin{aligned} \overline{\lg \theta(z)} &= -(0,55 \pm 0,05) \lg z + 0,93, \\ \overline{\theta(z)} &= \frac{8,5''}{z^{0,55}}, \quad 10^{-2,5} \leq z \leq 0,5. \end{aligned} \quad (3)$$

На рис. 2 эта функция приведена в сравнении с теоретической зависимостью для модели $q_0 = 1$. Полученная глобальная регрессионная зависимость также радикально отличается от зависимости для небольшого количества выбранных экзотических объектов, приведенной в работах Сэндиджа [7], Капахи [8] и Келлермана [9], в которых получено $\theta \propto z^{-1}$. Экспериментальные соотношения (2) и (3) позволяют определить усредненную по всем галактикам среднюю по видимому диску галактики поверхностную яркость:

$$\begin{aligned} \overline{\mu(z)} &= \overline{m(z)} + 5 \overline{\lg \theta''(z)} = (-0,05 \pm 0,1) \lg z + 23, \\ 10^{-2,5} &\leq z \leq 0,5 \end{aligned} \quad (4)$$

в звездных величинах на квадратную секунду дуги. Как видно, эта поверхностная яркость практически не зависит от z и равна $\overline{\mu(z)} = 23^m$. Прямые измерения поверхностной яркости, выполненные в последнее время с помощью ПЗС-техники, дают $22^m, 0 \leq \mu(z) \leq 24^m, 0$ независимо от красного смещения источников в интервале $10^{-2,5} \leq z \leq 0,5$ (Грехэм [10], Хассель [11], Дреслер [12], Пелтиер [13]). Это является хорошим подтверждением точности независимых рядов измерений $\overline{m(z)}$ и $\overline{\lg \theta(z)}$ и, следовательно, соотношений (2), (3). Запишем теоретические соотношения (1) в более удобной форме для дальнейших сравнений:

$$\begin{aligned} \mathcal{E}_l(z) &= \frac{L(z)}{R_m^2(z)}, \quad \theta_l''(z) = 2 \cdot 10^5 \frac{l(z)}{R_\theta(z)}, \\ \mu_l(z) &= -2,5 \lg \left(\frac{L(z)R_\theta^2(z)}{l^2(z)R_m^2(z)} \right) + 26,6. \end{aligned} \quad (5)$$

Сравнивая (2) и (3) с соответствующими первыми двумя в (5), получим

$$R_m(z) = z^{0,56} 10^{3,72} (\overline{L(z)})^{1/2}, \quad R_\theta(z) = z^{0,55} 10^{4,37} \overline{l(z)}. \quad (6)$$

Отсюда, исключая z , находим $\frac{R_\theta(\overline{L(z)})^{1/2}}{R_m \overline{l(z)}} = 4,5$. Здесь функция $R_\theta(z)/R_m(z)$ и $(\overline{L(z)})^{1/2}/\overline{l(z)}$ имеют различную физическую природу, вследствие чего являются независимыми и, следовательно, каждая из них равна постоянной величине. Очевидно, $R_\theta(z)/R_m(z) = \alpha_\theta/\alpha_m = 1$, тогда

$$\frac{(\overline{L(z)})^{1/2}}{\overline{l(z)}} = \frac{\sqrt{L_0}}{l_0} = 4,5, \quad R_m(z) = R_\theta(z) = R(z). \quad (7)$$

Найденная статистическая закономерность $(\overline{L(z)})^{1/2}/\overline{l(z)} = \text{const}$ подтверждается рядом исследований, суммированных в работе автора [14], а также исследованием корреляции светимости и размеров галактик каталога UGC [6]. Итак, имеем для искомым функций:

$$\begin{aligned} R(z) &= R_0 z^{0,55} \frac{(\overline{L(z)})^{1/2}}{L_0}, \quad R_0 = 10^{3,72} \sqrt{L_0}, \\ \frac{(\overline{L(z)})^{1/2}}{\overline{l(z)}} &= 4,5. \end{aligned} \quad (8)$$

Здесь $\overline{L(z)}/L_0$ является произвольной функцией, так как для трех искомым функций $\overline{L(z)}$, $\overline{l(z)}$ и $R(z)$ имеется только два уравнения (2) и (3). Таким образом, полученные экспериментально функции $R(z)$ и α_m/α_θ кардинально отличаются от теоретических в стандартной космологии. Казалось, подбирая $\overline{L(z)}$, можно согласовать выражение для расстояния (8) с функцией расстояния в стандартной космологии. Однако это невозможно в принципе, так как в стандартной космологии дается два разных выражения для расстояния. Например, при $q_0 = 1$ $R_m = R_{Hz}$, а $R_\theta = R_{Hz}(z+1)^{-2}$. При выборе $\overline{L(z)}/L_0 = z^{0,9}$ мы получим согласование с расстоянием $R_m(z)$, а при $\overline{L(z)}/L_0 = z^{0,9}(z+1)^{-2}$ — согласование с $R_\theta(z)$.

3. Статистические космологические тесты

В связи с тем, что наблюдаемые астрофизические параметры галактик и квазаров подчиняются определенным статистическим законам, можно предложить ряд новых тестов. Например, исследование зависимости от z дисперсий светимости, угловых размеров, а также средней величины и дисперсии спектральных индексов излучения галактик и квазаров и т.п. Проведенное в работах [3, 2] исследование показало, что ни закон распределения m и $\lg \theta$, ни их дисперсия не зависят заметно от красного смещения, причем $\sigma(m) = \text{const}$ имеет место как для галактик, так и для квазаров во всем исследованном диапазоне смещений $10^{-3} \leq z \leq 4$. Также постоянна дисперсия $\sigma(\lg \theta) = 0,25$ в доступном исследованию диапазоне $10^{-3} \leq z \leq 0,5$. Обнаружена независимость от красного смещения дисперсии и среднего значения спектрального индекса непрерывных спектров оптического излучения квазаров и галактик [2, 15]. Такой же результат получил Хатчингс и др. [16] для спектров радиоизлучения квазаров. Независимость указанных статистических характеристик от местоположения объектов в пространстве говорит о равновесном состоянии галакти-

ческой системы Метагалактики. Все эти тесты однозначно указывают на отсутствие заметной эволюции средней светимости $\overline{L(z)}$ и размеров $\overline{l(z)}$ галактик в исследованном интервале времени их существования, составляющем 7–10 млрд лет. Итак, учитывая, что $\overline{L(z)} = L_0$ определим теперь числовые значения параметров L_0 , $\overline{l(z)} = l_0$ и R_0 .

4. Средние параметры галактик и пространства

Для определения R_0 , L_0 , l_0 используем среднюю светимость групп галактик в радиусе $z \leq 0,02$, которая равна $M_0 = -21^m \pm 0,5^m$. Как известно, $-2,5 \lg L_0 = M_0 - 5$, откуда $L_0 = 10^{10,4} L_\odot = 10^{43}$ эрг с^{-1} ср. Окончательно согласно (8):

$$\begin{aligned} R(z) &= R_0 z^{0,55}, \quad R_0 = (830 \pm 200) \text{ Мпк}, \\ l_0 &= (35 \pm 8) \text{ кпк}, \quad \overline{M} = -21^m \pm 0,5^m. \end{aligned} \quad (9)$$

Здесь R_0 — расстояние до галактик, имеющих $z = 1$. Независимость средних величин светимости, размеров, формы спектров галактик и квазаров, а также дисперсии указанных величин, от места объектов в пространстве Метагалактики хорошо укладывается в известный совершенный космологический принцип однородности и изотропности Вселенной в пространстве и во времени, ранее установленный относительно средней объемной плотности вещества. Разумеется, что постоянство указанных средних величин не исключает эволюцию светимости и размеров конкретных галактик. Здесь уместна аналогия со средней силой людей всей планеты, которая неизменна во времени, хотя каждый человек претерпевает эволюцию силы. Статистическая однородность характеристик галактик в пространстве Вселенной свидетельствует о значительном ее возрасте, который, по крайней мере, на порядок должен превышать возраст галактик, оцениваемый в 15–20 млрд лет.

5. Природа красного смещения

Полученная экспериментальная зависимость $z = R^2/R_0^2$ делает существенно более узким диапазон гипотез для объяснения красного смещения. Этот диапазон еще более сужается, если потребовать, чтобы новое объяснение природы красного смещения соответствовало бы известным и изученным в физике процессам. Этим условиям удовлетворяет известное гравитационное смещение. Действительно, следуя классической физике, сферическая волна света, распространяясь в бесконечной среде с равномерной плотностью вещества ρ , будет совершать работу против гравитационной силы вещества, охватываемого сферической волной. Это приведет к уменьшению энергии волны $-d\varepsilon = \varepsilon c^{-2} d\varphi$, где $\varepsilon = h\nu$, $\varphi = 4\pi G\rho R^2/3$ и, следовательно, $dv/v = 8\pi G\rho R dR/3c^2$. Интегрируя от частоты ν_1 в момент излучения до ν_0 в момент приема при распространении волны от $R = 0$ до R , получим $\nu_1/\nu_0 = (z+1) = \exp(R^2/2r_g^2)$, где $r_g = \sqrt{3c^2/8\pi G\rho}$ — гравитационный радиус. В релятивистской трактовке, проверенной для слабых полей, имеем $(z+1) = (1 - R^2/r_g^2)^{-0,5}$. При $R \ll r_g$ в обоих случаях $z = R^2/2r_g^2$. Согласно (9) должно быть $z = R^2/R_0^2$, тогда, полагая $R_0^2 = 2r_g^2$, получим требуемую плотность вещества $\rho = 10^{-28}$ г/см³, что в 50–100 раз больше существующих оценок. К этому же выводу приводит стандартная космология. В связи с этим считается, что 98–99% массы находится в скрытом,

невидимом состоянии. Возможно, что другие, но уже гипотетические объяснения красного смещения, высказанные, например, в работе Кропоткина [17] дадут лучшее согласие с опытом.

6. Фоновое радиоизлучение

Согласно полученным результатам Вселенная представляется практически неограниченной системой галактик. Это позволяет объяснить наблюдаемое фоновое СВЧ-излучение суммарным тепловым излучением звезд в радио- и оптическом диапазоне волн. Наблюдаемый на радиоволне λ_0 поток излучения от звезд, находящихся в телесном угле Ω диаграммы направленности антенны на расстоянии R в элементе объема $\Omega R^2 dR$ будет $d\rho = r^2 nm \Omega F(\lambda, T) dR d\lambda_0$, где $F(\lambda, T) = 2\pi c^2 h / \lambda^5 \times [\exp(hc/\lambda kT) - 1]$ — функция Планка для излучательной способности звезд с температурой T , $\lambda = \lambda_0/(z+1)$ — длина волны излучения в системе звезды, r — средний радиус звезд, n — средняя объемная плотность галактик, m — среднее число звезд в галактиках. Это излучение по пути к наблюдателю будет испытывать экранирование (поглощение) галактиками. Функция ослабления (экранирования) примерно равна $\gamma = (1 - 0,33 n l^2 R)$, где l — средний размер центральных областей галактик. Умножая $d\rho$ на γ и интегрируя по R при $R = R_0 \sqrt{z}$, получим наблюдаемую спектральную плотность потока на волне λ_0 . Для определения эквивалентной температуры T_Φ этого потока, приравнявая его спектральной плотности потока от черного тела в телесном угле Ω на волне λ_0 и при температуре T_Φ , получим

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} r^2 nm R_0 \int_0^{z_0} \frac{(z+1)^3 \gamma(z) dz}{\sqrt{z} [\exp(hc(z+1)/\lambda_0 kT) - 1]} &= \\ &= \left[\exp\left(\frac{hc}{\lambda_0 k T_\Phi}\right) - 1 \right]^{-1}. \end{aligned} \quad (10)$$

Здесь z_0 определяется из условия $\gamma(z_0) = 0$. Расчет T_Φ при использовании хорошо известных параметров галактик и звезд главной последовательности дает наблюдаемую фоновую температуру, которая формируется в основном излучением звезд по закону Рэлея–Джинса на дистанции до 60000 Мпк в интервале $0 \leq z \leq 5000$ и не зависит от длины волны наблюдения в диапазоне $0,1 \leq \lambda_0 \leq 100$ см. Полученный результат позволяет дать оценку мелкомасштабных флуктуаций $\Delta T_\Phi/T_\Phi = 3 \cdot 10^{-5}$, которая согласуется с наблюдениями [18]. Соотношение (10) позволяет объяснить загадочное совпадение энергии интегрального по всем частотам оптического излучения нашей Галактики с энергией фонового излучения (см. [4]).

В заключение следует отметить, что противоречие зависимости $R = R_0 \sqrt{z}$ с общепринятым законом Хаббла $R \propto z$ не является убедительным аргументом против полученных результатов, так как этот закон установлен для малых значений $z \leq 0,02$, при которых любая плавная функция, в том числе и $R = R_0 \sqrt{z}$, не отличима от прямой. Наконец, в последнее время появились новые измерения зависимости $R(z)$ на основе использования закона Тулли–Фишера, приведенные в работе Арпа и Ван Фландерна [19], а также измерения Гирауда [20], которые хорошо согласуются с полученной нами эмпирической зависимостью $R(z)$, подтверждаемой, к тому же, более реалистической гипотезой красного смещения.

Уменьшение оценок расстояний до галактик и квазаров при $z \sim 1$ в 4 раза по сравнению с оценками стандартной теории снимает проблему сверхсветовых скоростей разлета вещества в этих объектах, которые становятся ниже световой. Наконец, использование статистического подхода к решению проблемы проверки теории Большого взрыва, начатое почти одновременно и независимо нами [21] и Сегалом [22], приводит к близким результатам для зависимости $R(z)$.

Список литературы

1. Sandage A, Binggeli B, Tammann G A *Astron. J.* **90** 1759 (1985)
2. Троицкий В С, Горбачева И В, Сучкин Г Л, Бондарь Л Н *Астрон. ж.* **69** 479 (1992)
3. Troitsky V S, Bellustin N S, Paramonova L A *Astrophys. Space Sci.* (в печати)
4. Burbidge G R *Int. J. Theor. Phys.* **28** № 9 983
5. Барышев Ю В *Итоги науки и техники. Сер. Гравитация* **4** 89 (1992)
6. Троицкий В С, Алешин В И *Письма в астрон. ж.* (в печати)
7. Sandage A R *Astrophys. J.* **173** 485 (1942)
8. Karahi V K *IAU Symp. N 124* p. 251 (1987)
9. Kellerman K I *Nature* **361** 134 1993
10. Graham J A *Highlights of Astronomy* **6** 209 (1982)
11. Hoessel J G, Degerle W R, Shneider D P *Astron. J.* **94** 1111 (1987)
12. Dressler A, Lynden-Bell D, Burstein D *Astrophys. J.* **313** 42 (1987)
13. Peletier R F, Davies R L, Illingworth G D, Davis L E, Gawson M *Astron. J.* **100** 1091 (1990)
14. Troitsky V S *Astrophys. Space Sci.* **201** 203 (1993)
15. Троицкий В С, Горбачева И В *Письма в астрон. ж.* **19** 329 (1993)
16. Hutchings J B, Price R, Gower A C *Astrophys. J.* **329** 122 (1988)
17. Кропоткин П Н *ДАН СССР* **305** 819 (1989)
18. Парийский Ю Н, Корольков Д В *Итоги науки и техники. Сер. Астрономия* **31** 73 (1986)
19. Arp H C, Van Flandern T *Phys. Lett. A* **164** 363 (1992)
20. Giraud E *Astron. Astrophys.* **153** 125 (1985)
21. Троицкий В С, Горбачева И В *Астрон. ж.* **66** 470 (1989)
22. Segal I E, Nicoll J F *Astrophys. J.* **300** 224 (1986)

PACS numbers: 74.90. + n

"Замороженная" электронная фаза и ВТСП

А.А. Слущкин

В тридцатых годах Е. Вигнером [1] было показано, что однородная ферми-жидкость свободных электронов, отталкивающихся друг от друга по кулоновскому закону, может испытывать фазовый переход первого рода в локализованное состояние с периодической пространственной структурой (вигнеровский кристалл). Для этого, согласно Вигнеру, электронные плотности должны быть столь малыми, чтобы характерная кулоновская энергия на один электрон

$$u = \frac{e^2}{\bar{r}} \quad (1)$$

(e — заряд электрона, \bar{r} — среднее межэлектронное расстояние) превосходила характерную кинетическую энергию

$$\Delta = \frac{\hbar^2}{m\bar{r}^2}, \quad (2)$$

приобретаемую электроном массы m при его локализации в области $\sim \bar{r}$ в силу квантового принципа неопределенности.

К электронам проводимости твердых тел вигнеровская идея электронной кристаллизации была впервые применена в работах Фервея [2]. Измеряя электропроводность металлооксида Fe_3O_4 как функцию температуры T , Фервей обнаружил при $T \sim 10^2$ К резкий скачок проводимости, который он трактовал как плавление вигнеровского кристалла, образованного носителями заряда в металлооксиде. С тех пор переходы такого типа (переходы Фервея) были обнаружены в целом ряде металлооксидов — полупроводников. При объяснении переходов Фервея с помощью идеи Вигнера следует предполагать, что характерные размеры области локализации электронов превосходят характерный период кристаллической решетки проводника α_0 . В этом случае должны возникать типичные для вигнеровского кристалла бозонные возбуждения — фононы с относительно большими скоростями. Однако они, насколько известно автору, до сих пор экспериментально не обнаружены. Это заставляет предположить существование не вигнеровских коллективных механизмов электронной локализации.

Цель данного сообщения — показать, что в однородных узкозонных проводниках дальнедействующие кулоновские силы могут приводить к электронной автолокализации нового типа [3, 4], имеющей чисто динамическую (квантовую) природу и тем принципиально отличающейся от "термодинамической" кристаллизации Вигнера. Далее будет показано, что возникающее при этой локализации электронное макроскопическое состояние по своим термодинамическим и проводящим свойствам качественно отличается от вигнеровского кристалла.

Чтобы пояснить механизм рассматриваемой здесь "динамической" кулоновской автолокализации, рассмотрим сначала, используя известный критерий Линдемана, возможность реализации вигнеровского кристалла в узкозонном проводнике. Согласно этому общему критерию кристалл существует, если амплитуда его нулевых колебаний δr удовлетворяет соотношению

$$\frac{\delta r^2}{\bar{r}^2} \leq C \approx 0,3, \quad (3)$$

или в случае вигнеровского кристалла

$$\frac{\delta r^2}{\bar{r}^2} = n^{1/6} \left(\frac{m_0}{m^*} \right)^{1/2} \leq 0,3, \quad (4)$$

где $n = N/N_0 \sim \alpha_0^3/\bar{r}^3$ — число проводящих электронов на атом, N — число электронов, N_0 — число узлов кристаллической решетки, m^* — эффективная масса электрона проводимости, связанная с шириной энергетической зоны t соотношением

$$m^* \sim \left(\frac{\hbar}{\alpha_0} \right)^2 t^{-1}, \quad (5)$$

m_0 — масса свободного электрона. Поскольку в узкозонном проводнике $m^* \gg m_0$, критерий Линдемана (4) и по существу эквивалентный ему термодинамический критерий Вигнера

$$\Delta < u, \quad (6)$$