

Мы видим, что для $\Omega=1$ в самом худшем случае должно быть $z_i < 300$. Следовательно, в течение периода $1500 > z > 300$ газ был нейтрален.

Итак, вывод из всего сказанного в этом параграфе заключается в том, что период нейтрального водорода действительно был в прошлой истории Вселенной и должен был кончиться в прошлом. Действительно, представление о вторичной ионизации, происходящей при $z < 300$, неизбежно следует из отсутствия нейтрального водорода в нашу эпоху. Однако напомним, что сделанные выводы относятся к $\Omega=1$. Менее очевидна ситуация с $\Omega < 1/10$ и при $H = 50$ км/сек·Мпс.

В этом случае ограничения недостаточны для того, чтобы быть совершенно уверенным в существовании периода нейтрального водорода. Формулы, приведенные выше, показывают, как дальнейшие измерения смогут помочь в разрешении этой проблемы.

§ 9. Взаимодействие космических лучей с излучением

Космические лучи, которые проводят огромное время в межзвездном или межгалактическом пространстве, взаимодействуют с частицами и полями, заполняющими это пространство [Гинзбург, Сыроватский (1963)]. После открытия реликтового излучения в ряде работ было обсуждено взаимодействие космических лучей с реликтовыми фотонами. Краткое изложение основных результатов дается ниже. Подробнее см. Березинский (1970), Хаякава (1973, 1974), Озерной, Розенталь, Прилуцкий (1973).

1. *Взаимодействие электронов космических лучей с излучением.* Торможение релятивистских электронов *), $E \gg m_e c^2$, дается формулой

$$\frac{dE}{dt} = -\alpha \left(\frac{E}{m_e c^2} \right)^2 \varepsilon, \quad (8.9.1)$$

где $\alpha = 2,7 \cdot 10^{-14}$ см³/сек, ε — полная плотность энергии электромагнитного поля. Она включает энергию магнитного поля $\varepsilon_{\text{магн}} = \mathcal{H}^2/8\pi$ и энергию излучения $\varepsilon_{\text{изл}}$, которая, в свою очередь, состоит из энергии излучения звезд $\varepsilon_{\text{изл.зв}}$ и энергии реликтового излучения $\varepsilon_{\text{рел.изл}}$. Последняя равна $4 \cdot 10^{-13}$ эрг/см³ для планковского спектра при 2,7°К. Если $\mathcal{H} = 10^{-6}$ гс, то $\varepsilon_{\text{магн}} = 4 \cdot 10^{-14}$ эрг/см³ — пренебрежимо мала, но для $\mathcal{H} = 10^{-5}$ гс $\varepsilon_{\text{магн}} = 4 \cdot 10^{-12}$ эрг/см³ — уже больше, чем $\varepsilon_{\text{рел.изл}}$. Внутри Галактики $\varepsilon_{\text{изл.зв}} = 10^{-12}$ эрг/см³. Вне ее $\varepsilon_{\text{изл.зв}}$ порядка 10^{-14} эрг/см³ — много меньше, чем $\varepsilon_{\text{рел.изл}}$.

*) При этом существенно, что в системе покоя электрона энергия фотонов меньше $m_e c^2$, так что сечение рассеяния томсоновское, без большой поправки от перехода к формуле Клейна — Нишины — Тамма. Это ограничивает $E_e < 10^{15}$ эв.

Уравнение (8.9.1) легко интегрируется:

$$E = \frac{E_0}{1 + \frac{\alpha E_0 \epsilon t}{(m_e c^2)^2}} < \frac{(m_e c^2)^2}{\alpha t \epsilon}. \quad (8.9.2)$$

Для каждого ϵ , t дается верхний предел на энергию. Взяв $t \sim 10^8$ лет или 10^6 лет и $\epsilon = 4 \cdot 10^{-13}$ эрг/см³ или $4 \cdot 10^{-11}$ эрг/см³, получаем следующую таблицу.

ТАБЛИЦА IX

Верхний предел энергии E

ϵ , эрг/см ³	$t = 10^8$ лет	$t = 10^6$ лет
$4 \cdot 10^{-13}$	$E = 2 \cdot 10^{-2}$ эрг = 12 Гэв	$E = 2$ эрг = 1200 Гэв
$4 \cdot 10^{-11}$	$E = 2 \cdot 10^{-4}$ эрг = 120 Мэв	$E = 2 \cdot 10^{-2}$ эрг = 12 Гэв

Энергия, которая отбирается от электронов, зависит только от общей плотности излучения ϵ . Но форма, в которую эта энергия преобразуется, зависит от структуры электромагнитного поля. В случае статического магнитного поля $\mathcal{H} \sim 10^{-5} - 10^{-6}$ гс синхротронное излучение происходит с частотой (в максимуме)

$$\nu \approx 1,2 \cdot 10^8 \left(\frac{E}{m_e c^2} \right)^2 \mathcal{H}_1 \text{ гц}. \quad (8.9.3)$$

Взаимодействие электронов с фотонами дает фотоны с энергией порядка

$$E'_\phi = \frac{4}{3} E_\phi \left(\frac{E}{m_e c^2} \right)^2.$$

Этот процесс предлагается в качестве источника фонового рентгеновского излучения. Нужно указать, что все оценки сильно зависят от ситуации в коротковолновой области спектра реликтового излучения (см. § 6). Если бы сильное отличие от равновесного спектра с 2,7°К подтвердилось, то потери были бы много больше, и электроны в нашей Галактике, взаимодействуя с излучением, могли бы дать существенную часть рентгеновского фона. Однако последние измерения говорят в пользу $\epsilon \sim 4 \cdot 10^{-13}$ эрг/см³, так что более вероятно, что рентгеновский фон обусловлен внегалактическими источниками.

2. *Взаимодействие гамма-лучей с излучением.* Фотон-фотонное взаимодействие, несомненно, существует как следствие современной электродинамики, но сечение очень мало. Другое дело, если может происходить рождение пар e^+e^- . Этот процесс обратен аннигиляции на лету, его сечение порядка 10^{-24} см².

Чтобы вычислить нужную энергию, вспомним, что $E^2 - c^2 p^2 = M^2 c^4$, где M — масса покоя системы. Применим это соотношение к двум фотонам с энергией E_1 и E_2 и импульсами p_1 и p_2 в нашей системе координат (индекс «1» употребляется для γ -кванта, «2» — для реликтового фотона, $E_1 = c|p_1|$, $E_2 = c|p_2|$).

Полная энергия будет $E_1 + E_2$, а полный импульс

$$\sqrt{p_1^2 + p_2^2 + 2p_1 p_2 \cos \theta};$$

таким образом,

$$M^2 c^4 = 2E_1 E_2 \sqrt{1 - \cos \theta}.$$

Если рождается пара, то $Mc^2 > 2m_e c^2$. Следовательно, необходимо $E_1 E_2 > m_e^2 c^4$. Взяв $E_2 = 4kT_0 = 10^{-3}$ эв, мы получим $E_1 > 2,5 \cdot 10^{14}$ эв. Гашение γ -лучей более энергичных, чем предел в $2,5 \cdot 10^6$ Гэв, очень резкое. Используя концентрацию реликтовых фотонов $\sim 400 \text{ см}^{-3}$ и сечение 10^{-24} см^2 , находим время жизни надпорогового γ -кванта: $t \sim \frac{1}{\rho \sigma} \sim 10^{11} \text{ сек} \sim 10^4 \text{ лет}$.

Экспериментальная ситуация не ясна. Не наблюдаются γ -кванты с энергией $E \sim 10^6$ Гэв, но мягких γ -квантов тоже мало, так что неизвестно, есть ли излом, предсказанный в районе $2,5 \cdot 10^6$ Гэв.

3. *Взаимодействие тяжелых частиц, космических протонов и ядер с излучением.* Прямое электромагнитное взаимодействие такого же типа, как и для электронов, уменьшается в $(M/m_e)^2 \approx 4 \cdot 10^6$ раз и, следовательно, пренебрежимо мало. Но, когда энергия фотона в системе покоя тяжелых частиц достаточно велика, имеют место новые процессы:

а) рождение пар в поле частицы: $\gamma + p \rightarrow e^+ + e^- + p$; порог $E_\gamma \sim 1 \text{ Мэв}$.

б) фотоядерные процессы, ведущие к возбуждению или развалу ядра;

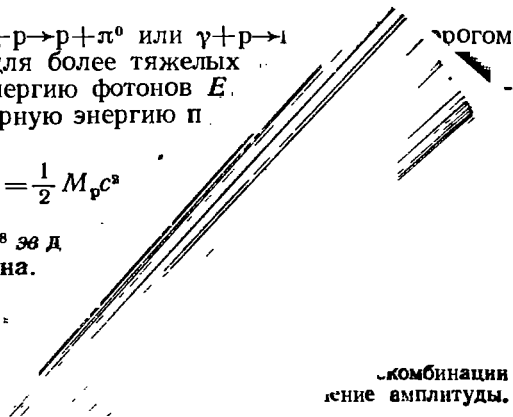
в) рождение пионов $\gamma + p \rightarrow p + \pi^0$ или $\gamma + p \rightarrow n + \pi^+$ $E_\gamma \sim 140 \text{ Мэв}$ или выше для более тяжелых.

Взяв лабораторную энергию фотонов E , вычислить нужную лабораторную энергию p (для рождения частицы):

$$E = \frac{1}{2} M_p c^2$$

Это дает $E = 10^9 M_p c^2 = 10^{18}$ эв для рождения пиона. атомному весу.

Оказывается, что не менее 10^{22} эв трудно получить космические лучи с энергией E нашей Галактикой, :



комбинация
ление амплитуды.

удержать их; в теории рассматриваются космические лучи внегалактического происхождения с возрастом порядка 10^9 — 10^{10} лет.

Подробное предсказание спектра космических лучей зависит от окончательных результатов измерения плотности энергии реликтового излучения. Путь для примирения существования космических лучей с большой энергией ($>10^{20}$ эв) с большой плотностью излучения дается в цитированной работе Березинского, Зацепина (1969); по их представлению, такие космические лучи рождаются недалеко от наблюдателя из нейтрино с $E > 10^{20}$ эв; нейтрино же не теряет энергии при движении. Обратная проблема — взаимодействие космических лучей с реликтовыми нейтрино — обсуждалась Качаровым (1965). Плотность нейтрино во Вселенной можно ограничить по их гравитационному влиянию на расширение Вселенной [Зельдович, Смородинский (1961)]; из этой оценки следует, что их слабое взаимодействие с космическими лучами не существенно.

При обсуждении взаимодействия космических лучей, проведенном выше, предполагалось, что космические лучи инжектируются в течение времени T порядка возраста нашей Галактики, т. е. около половины космологического времени. Если время взаимодействия больше, чем вышеупомянутое, то взаимодействие не существенно. Если же время взаимодействия $t_{вз}$ короче, то концентрация космических лучей уменьшается в отношении $t_{вз}/T$. Если $t_{вз}$ зависит от энергии, то характеристическое значение $E_{характ}$, при котором $t_{вз}(E_{характ}) = T$, должно давать излом в спектре космических лучей. Не нужно знать эволюцию температуры и плотности энергии фона, потому что T короче, чем космологическое время. Для заряженных частиц в космических лучах, задерживаемых галактическим магнитным полем, нельзя объяснить адиабатические потери импульса и энергии хаббловским расширением, потому что Галактика не расширяется.

Наконец, в последнее время выдвигается предположение о том, что самые энергичные частицы космических лучей рождаются близко, например в пульсаре Крабовидной туманности. Тогда возраст их мал и противоречия, связанные с потерей энергии, снимаются, но такие частицы должны приходиться всегда из одного и того же участка неба.

Исследование космических лучей максимальной энергии необыкновенно увлекательно*), но и очень трудно вследствие редкости событий. Нужно набрать достаточное число событий, чтобы проверить энергию и определить, нарушается ли изотропия.

*) На основе данных о таких частицах делались даже предположения об ограниченной справедливости преобразования Лоренца [см. о таких попытках в статье Киржница (1973)]. По нашему мнению, такие предположения необоснованны.

Недавно было рассмотрено гипотетическое догалактическое космическое излучение и выдвинуто предположение, что γ -лучи являются остатками от аннигиляции антиматерии. В совершенно однородной Вселенной с однородно распределенным превышением барионов над антибарионами аннигиляция завершается при $z \gg 10^{10}$ (см. § 3 гл. 7). При огромной плотности в этот период устанавливается полное равновесие. Следовательно, аннигиляция является значительным источником γ -лучей, только если она задерживается; возможная причина задержки — это неоднородное распределение материи и антиматерии. Детальная теория неоднородной аннигиляции откладывается до раздела V, где будет рассмотрена неоднородная Вселенная. Здесь мы обсудим проблему распространения γ -лучей.

Прежде всего, температура барионов и антибарионов низка по сравнению с $M_p c^2$, идет аннигиляция практически покоящихся частиц. Первичные продукты состоят главным образом из мезонов, но они короткоживущие, так что выживают только γ -лучи и нейтрино. Энергия γ -лучей составляет $1/3$ от общей; их спектр имеет максимум вблизи 200 Мэв , верхний предел энергии 940 Мэв . Если аннигиляция проходит при некотором z , энергия γ -лучей, которые избежали взаимодействия, на сегодня в z раз меньше первичной. Стекер (1969), на основе результатов Ветте и др. (1970)*), обращает внимание на горб в спектре γ -лучей около $1\text{--}6 \text{ Мэв}$ (сегодня). Он приписывает его распаду π^0 -мезонов, проходившему при $z \sim 100$. Аронс и Мак-Кри (1969) рассмотрели распространение энергичных γ -лучей с учетом их взаимодействия с плазмой и с учетом изменения энергии γ -лучей и плотности плазмы в ходе расширения Вселенной.

Когда энергия γ -фотонов больше, чем $m_e c^2$, сечение рассеяния уменьшается по сравнению с томсоновским**).

Приблизительно

$$\sigma = \sigma_T \frac{m_e c^2}{E} \ln \frac{E}{m_e c^2}, \quad (8.9.5)$$

$$E > m_e c^2,$$

т. е. жесткие γ -кванты рассеиваются слабее. Но при некоторой

*) Наблюдения ленинградских астрофизиков [Голенецкий и Мазец (1971)] показали, что данные группы Ветте о γ -фоне в области $h\nu \sim 1 \text{ Мэв}$ сильно завышены.

**) Второй важный факт для чистого томсоновского рассеяния заключается в том, что частота не меняется (когда $h\nu \ll m_e c^2$). Следовательно, рассеяние не меняет мягкой части спектра, проинтегрированного по углу; если велика толщина, то замазываются только дискретные источники. Напротив, если $h\nu \gg m_e c^2$, потери энергии фотонов велики; в других процессах фотон уничтожается полностью.

энергии рождение пар на ядрах $\gamma + (A, Z) = e^+ + e^- + (A, Z)$ становится более важным, чем рассеяние на электронах. Для водорода этот порог лежит вблизи 100 Мэв. Результат вычислений таков, что сейчас могут быть зарегистрированы только те γ -кванты с $E_\gamma > 1$ Мэв, которые образовались при $z < 100$.

Полезно сравнить это обсуждение с косвенным методом обнаружения аннигиляции из-за выделения энергии и искажений в спектре. Этот метод будет работать вплоть до $z \approx 10^8$ в широких пределах. Правда, здесь не будет специфических особенностей; любой процесс выделения энергии даст искажения спектра. Только обнаружение γ -квантов и измерение их спектра и углового распределения будет прямым указанием на аннигиляцию. Существующие же данные не убедительны.