

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУКИЗ ТЕКУЩЕЙ ЛИТЕРАТУРЫ

539.123:523.1

**О ВОЗМОЖНОСТИ РЕГИСТРАЦИИ ФОТОНОВ
ОТ РАСПАДА РЕЛИКТОВЫХ НЕЙТРИНО ВО ВСЕЛЕННОЙ***Т. М. Алиев, М. И. Высоцкий*

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение	709
2. Оценки времени жизни нейтрино	710
3. Фотоны от распадов реликтовых нейтрино во Вселенной	712
4. Поток фотонов от нейтринного гало нашей Галактики	714
5. Заключение	715
Цитированная литература	716

1. ВВЕДЕНИЕ

В 1980 г. появились экспериментальные указания на наличие у электронного нейтрино отличной от нуля массы покоя. Напомним, что из анализа формы β -спектра трития получены следующие ограничения на массу ν_e : $14 \text{ эВ} < m_{\nu_e} < 46 \text{ эВ}$ ¹. Другое свидетельство в пользу массивности нейтрино — это указание на осцилляцию реакторных $\bar{\nu}_e$ ². Открытие Пензиасом и Вильсоном в 1965 г. космического фона микроволнового излучения с температурой $T \approx 3 \text{ К}$ явилось прямым подтверждением модели горячей Вселенной. Одно из следствий этой модели — наличие во Вселенной реликтовых нейтрино с концентрацией $n_\nu \approx 150 \text{ см}^{-3}$ для каждого сорта нейтрино (подробнее см. обзор ³). Будут ли реликтовые нейтрино обнаружены в наблюдениях? Обсуждению этого вопроса посвящен этот маленький обзор.

Массивное нейтрино может распадаться на другое нейтрино и фотон. По оценкам, которые приведены ниже, времена жизни нейтрино могут значительно превышать время жизни Вселенной $t_0 \approx H_0^{-1} \approx 1,8 \cdot 10^{10}$ лет ^{*}). Поэтому единственная возможность наблюдать распады нейтрино — это зарегистрировать фотоны, образующиеся при распадах реликтовых нейтрино ⁴. В работе ⁴ рассмотрены источники этих фотонов — распады реликтовых нейтрино, изотропно распределенных во Вселенной, и распады нейтрино из гало нашей галактики. Регистрация потоков фотонов из Вселенной в интересном для поиска распадов реликтовых нейтрино диапазоне частот телескопами, установленными на искусственных спутниках, ведется уже давно. В данном обзоре приведены спутниковые данные и следующие из них нижние границы для времени жизни нейтрино. Эти ограниче-

^{*}) Происхождение такого завидного долголетия можно понять из следующей простой оценки: $\tau_\nu \sim \tau_\mu (1/\alpha) (m_\mu/m_\nu)^5$, где $\tau_\mu = 2 \cdot 10^{-6}$ с — время жизни μ -мезона, $\alpha = 1/137$ — постоянная тонкой структуры. Подставляя $m_\nu = 100 \text{ эВ}$, получим $\tau_\nu \sim 10^{26}$ с. Эта оценка принадлежит Я. Б. Зельдовичу.

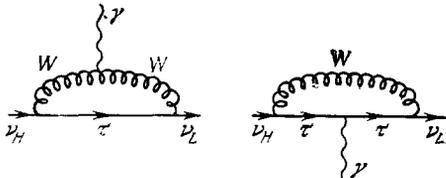
ния на несколько порядков ниже консервативных теоретических оценок времени жизни нейтрино. Однако в ближайшие годы ожидается существенный прогресс в важной для поиска распадов реликтовых нейтрино области космической астрономии, что, возможно, позволит обнаружить поток распадных фотонов.

Содержание обзора следующее. Во второй части приведены оценки времени жизни нейтрино^{5, 6}, следующие из различных модификаций стандартной электрослабой модели Глэшоу — Вайнберга — Салама и из экспериментального ограничения на вероятность распада $\mu \rightarrow e\gamma$. Третья часть посвящена обсуждению потока фотонов от распадов реликтовых нейтрино, изотропно распределенных во Вселенной^{4, 8, 9}. Также обсуждается прозрачность нашей галактики для этих фотонов и ограничения на время жизни нейтрино, следующие из спутниковых данных¹⁰⁻¹². В четвертой части рассмотрены распады нейтрино из гало нашей галактики⁴, там же обсуждается прозрачность галактики и ограничения на время жизни нейтрино¹⁰⁻¹².

Недавно появились работы^{18, 19}, в которых обсуждается ионизация межзвездного газа фотонами, образующимися при распадах реликтовых нейтрино. В¹⁸ отмечено, что фотоны, образующиеся при распадах нейтрино со временем жизни $10^{12} - 10^{25}$ с, будут сильно ионизовать нейтральный водород, что приведет к сокращению эпохи преобладания нейтрального водорода в истории развития Вселенной. Из наблюдения облаков нейтрального водорода в окрестности галактики М 31 в¹⁸ получено нижнее ограничение на время жизни нейтрино 10^{24} с. В¹⁹ предполагается, что сильно ионизованные углерод и кремний, наблюдаемые на расстоянии в нескольких килопарсек от плоскости галактики, образованы потоком фотонов с энергией ~ 50 эВ, испущенных при распаде реликтовых нейтрино со временем жизни 10^{27} с.

2. ОЦЕНКИ ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ НЕЙТРИНО

В этой части приведены три оценки времени жизни нейтрино. Первая из них — наиболее консервативная — получена в рамках стандартной электрослабой модели Глэшоу — Вайнберга — Салама. Во второй оценке предположено, что механизм ГИМ (см. ниже) не имеет места в лептонном



Диаграммы, описывающие распад $\nu_H \rightarrow \nu_L \gamma$.

В промежуточном состоянии оставлен наиболее тяжелый заряженный лептон τ .

секторе этой модели. Третья оценка получена из экспериментального ограничения на вероятность распада $\mu \rightarrow e\gamma$.

Исходным является предположение о наличии трех массивных нейтрино ν_1, ν_2, ν_3 , из которых с помощью унитарного преобразования получаются участвующие в слабом взаимодействии ν_e, ν_μ и ν_τ . В дальнейшем удобно считать ν_μ стерильным (такое приближение оправдано, так как в экспериментах на ускорителях ν_μ не переходит с заметной вероятностью в другие сорта нейтрино). Тогда более тяжелое из оставшихся нейтрино ν_H может распадаться на более легкое ν_L и фотон. Этот распад описывается диаграммами, изображенными на рисунке, а также диаграммами с электроном в промежуточном состоянии.

Правильные выражения для этих диаграмм были получены в работах ⁵. Однако в литературе имеются и ошибочные вычисления: в частности, авторы ⁴ пользовались при оценке времени жизни ν_{H} неправильными формулами. Подробные вычисления, проделанные в нашей работе ⁶, подтверждают результаты ⁵. Выражение для амплитуды, получаемое при вычислении диаграмм, изображенных на рисунке, имеет следующий вид:

$$M_{\nu_{\text{H}} \rightarrow \nu_{\text{L}} \gamma} = \frac{e g^2}{8} \frac{1}{16\pi^2 M_{\text{W}}^2} \cos \theta \cdot \sin \theta \times \\ \times \bar{\nu}_{\text{H}} [(m_{\text{H}} + m_{\text{L}}) \sigma_{\alpha\beta} + (m_{\text{H}} - m_{\text{L}}) \sigma_{\alpha\beta} \gamma_5] \nu_{\text{L}} k_{\beta} \left(3 - \frac{3}{2} \frac{m_{\tau}^2}{M_{\text{W}}^2} \right) \varepsilon_{\alpha}. \quad (1)$$

Здесь θ — угол смешивания ν_{L} и ν_{H} , m_{H} и m_{L} — массы ν_{H} и ν_{L} , k_{β} и ε_{α} — импульс и вектор поляризации фотона, $\sigma_{\alpha\beta} = (\gamma_{\alpha} \gamma_{\beta} - \gamma_{\beta} \gamma_{\alpha})/2$. Лоренцева структура (1) фиксируется двумя требованиями: в силу *СР*-инвариантности в диагональной амплитуде должен отсутствовать член $\sigma_{\alpha\beta} \gamma_5$ (электрический дипольный момент), и, так как слабое взаимодействие осуществляется левыми токами, при обращении m_{H} или m_{L} в нуль соответствующее нейтрино входит лишь левой компонентой.

Сделаем небольшое отступление. Дело в том, что аналогичные фейнмановские диаграммы приводят к отличному от нуля магнитному моменту нейтрино:

$$\mu_{\nu} = \frac{3eG_{\text{F}}}{16\sqrt{2}\pi^2} \cdot 2m_{\nu}. \quad (2)$$

Из (2) следует, что магнитный момент не зависит от углов смешивания нейтрино и для трех нейтрино ν_1 , ν_2 и ν_3 отличается лишь значением их масс. Представление о величине μ_{ν} дает следующая оценка: для переворота спина ультрарелятивистской частицы с магнитным моментом, равным одному ядерному магнетону, требуется поле 100 кгс на длине один метр. С другой стороны, из (2) следует, что $\mu_{\nu} = 5 \cdot 10^{-7} (m_{\nu}/m_{\text{p}}) m_{\text{N}}$. На первый взгляд такой маленький магнитный момент не может приводить к каким-либо физическим следствиям, однако в недавней работе ⁷ отмечено, что левые нейтрино, образующиеся в ядерных реакциях в сверхновых звездах, будут деполяризоваться магнитными полями этих звезд и покидать сверхновые звезды неполяризованными.

Для этого, чтобы найти время жизни ν_{H} , надо прибавить к (1) аналогичную амплитуду с электроном в промежуточном состоянии. При этом главный член в квадратных скобках (1) сокращается и остается член $\sim (m_{\tau}^2 - m_{\text{e}}^2)/M_{\text{W}}^2$ (в случае кварков аналогичное явление называется компенсацией Глэшоу — Иллиопулоса — Майяни (ГИМ); его причиной является унитарность матриц смешивания кварков и лептонов; подробнее см. ²⁰).

Амплитуда (1) приводит к следующему выражению для вероятности распада ⁶:

$$W_{\nu_{\text{H}} \rightarrow \nu_{\text{L}} \gamma} = \frac{9\alpha G_{\text{F}}^2}{2^{11}\pi^4} \frac{\sin^2 2\theta}{4} \frac{m_{\tau}^4}{M_{\text{W}}^4} m_{\text{H}}^5 \left(1 + \frac{m_{\text{L}}^2}{m_{\text{H}}^2} \right) \left(1 - \frac{m_{\text{L}}^2}{m_{\text{H}}^2} \right)^3. \quad (3)$$

Если считать $m_{\text{H}} \gg m_{\text{L}}$, $\sin 2\theta = 1$, то для времени жизни нейтрино получится

$$\tau_{\nu_{\text{H}}} = 2 \cdot 10^{34} \left(\frac{100 \text{ эВ}}{m_{\text{H}}} \right)^5 (\text{с}). \quad (4)$$

При $m_{\text{H}} = 10 + 100$ эВ это время намного превышает время жизни Вселенной, что дает принципиальную возможность регистрировать фотоны от распадов реликтовых нейтрино. Однако поток фотонов обратно про-

порционален τ_{ν_H} . Надо понять, не может ли τ_{ν_H} оказаться меньше оценки (4), что привело бы к увеличению потока фотонов.

Цель второй оценки — снять подавление ГИМ в лептонном секторе. Тогда время жизни нейтрино уменьшится в $(M_W/m_\tau)^4 = 4 \cdot 10^6$ раз. Для этого достаточно предположить, что существует четвертое поколение фермионов и масса четвертого заряженного лептона близка к M_W , или вдобавок к трем нейтрино существует четвертое — изосинглетное⁴. При этом матрица смешивания лептонов становится прямоугольной, и в недиагональных переходах между нейтральными лептонами постоянный член не сокращается. Таким образом, при $m_H \gg m_L$ эта оценка дает:

$$\tau_{\nu_H} = 5 \cdot 10^{27} \left(\frac{100 \text{ эВ}}{m_H} \right)^5 \text{ (с)}. \quad (5)$$

В третьей оценке времени жизни ν_H используется экспериментальное ограничение на вероятность распада $\mu \rightarrow e\gamma$. Записывая амплитуду $\mu \rightarrow e\gamma$ перехода в виде:

$$M = \frac{e}{m} k_\alpha \bar{\mu} \sigma_{\alpha\beta} e a_\beta,$$

где m — неизвестная масса, и предполагая аналогичную формулу для $M_{\nu_H \rightarrow \nu_L \gamma}$, авторы⁴ получили: $\tau_{\nu_H} = (m_\mu/m_H)^3 \cdot \tau_\mu / B_{\mu \rightarrow e\gamma}$, где τ_μ — время жизни μ -мезона, B — относительная вероятность распада $\mu \rightarrow e\gamma$. Используя экспериментальное ограничение $B_{\mu \rightarrow e\gamma} < 10^{-10}$, в⁴ получено

$$\tau_{\nu_H} > 10^{22} \left(\frac{100 \text{ эВ}}{m_H} \right)^3 \text{ с}. \quad (6)$$

Важным для дальнейшего является вопрос о массе нейтрино. Как было сказано во введении, эксперимент¹ дает ограничение $14 \text{ эВ} < m_{\nu_e} < 46 \text{ эВ}$. С другой стороны, имеется космологическое ограничение на сумму масс различных типов нейтрино с временем жизни, превышающим время жизни Вселенной³:

$$\sum_i m_{\nu_i} < 40 \text{ эВ}. \quad (7)$$

Это неравенство следует из ограничения на время жизни Вселенной $t_0 > 8 \cdot 10^9$ лет, следующего из ядерной хронологии и современного значения постоянной Хаббла $H_0 = 55 \text{ км/с (мпс)}^{-1}$. Эти два числа позволяют получить ограничение на $\Omega \equiv \rho/\rho_{\text{кр}}$ (здесь ρ — средняя плотность вещества во Вселенной, $\rho_{\text{кр}} = 5 \cdot 10^{-30} \text{ г/см}^3$). Буквально оценка типа (7) получается при $\Omega = 2$, что дает $t_0 = 10^{10}$ лет. Однако при $\Omega = 5$, $t_0 = 8 \cdot 10^9$ лет, и тогда оценка (7) заменится на

$$\sum_i m_{\nu_i} < 100 \text{ эВ}. \quad (8)$$

Это ограничение на сумму масс нейтрино будет использовано далее.

3. ФОТОНЫ ОТ РАСПАДОВ РЕЛИКТОВЫХ НЕЙТРИНО ВО ВСЕЛЕННОЙ

Поток и спектр фотонов, попадающих в окрестность Земли от распадов реликтовых нейтрино во Вселенной, обсуждается в работе⁸. В интересующем нас в этом обзоре диапазоне масс $10 \text{ эВ} < m_H < 100 \text{ эВ}$ реликтовые нейтрино являются нерелятивистскими, и при их распаде образуются монохроматические фотоны. Однако на Земле из-за общего расширения будут наблюдаться фотоны с энергией ω в интервале $0 < \omega < \omega_0$, где

ω_0 — энергия испускаемого в распаде $\nu_H \rightarrow \nu_L \gamma$ фотона. Простую оценку потока фотонов дает формула:

$$n_\gamma (\text{см}^2 \text{с} \cdot \text{стер})^{-1} = \frac{n_{\nu_H}}{\tau_{\nu_H}} \int_0^{r_0} \frac{1}{4\pi r^2} r^2 dr = \frac{n_{\nu_H} c}{4\pi H_0 \tau_{\nu_H}}; \quad (9)$$

здесь $n_{\nu_H} = 150 \text{ см}^{-3}$ — плотность реликтовых нейтрино, τ_{ν_H} — время жизни ν_H . Интеграл в (9) расходит на верхнем пределе (в астрономии этот эффект называется парадоксом Ольберса) и его следует обрезать на «радиусе горизонта» $r_0 = c/H_0$, где H_0 — постоянная Хаббла, c — скорость света. Более точная формула, учитывающая расширение Вселенной, получается следующим образом. От нейтрино, распавшихся за интервал времени от t до $t + dt$ в единице сопутствующего объема, сейчас будет наблюдаться плотность энергии $d\varepsilon$:

$$d\varepsilon = \omega_0 \frac{R(t)}{R(t_0)} n_{\nu_H} \frac{dt}{\tau_{\nu_H}}; \quad (10)$$

здесь фактор $R(t)/R(t_0)$ описывает красное смещение фотонов:

$$\frac{R(t)}{R(t_0)} = \frac{\omega}{\omega_0},$$

где ω — энергия детектируемого в настоящее время фотона. Переходя от распределения фотонов по dt к энергетическому спектру $d\omega$ и используя уравнение Эйнштейна для эры преобладания вещества, получим следующее выражение для спектра фотонов:

$$\frac{dn_\gamma}{d\omega} = \frac{n_{\nu_H} c}{4\pi H_0 \tau_{\nu_H}} \frac{\omega^{1/2}}{\omega_0^{3/2}} \left[\Omega + (1 - \Omega) \frac{\omega}{\omega_0} \right]^{-1/2}. \quad (11)$$

Подставляя числа и полагая $\Omega = 1$, получим следующее выражение для спектра фотонов:

$$\frac{dn_\gamma}{d\omega} = \frac{2 \cdot 10^{29}}{\tau(\text{с})} \frac{\omega^{1/2}}{\omega_0^{3/2}}. \quad (12)$$

Проинтегрированное по всему спектру выражение (12) совпадает с оценкой (9) с точностью до множителя $2/3$.

Спектр (11) был получен в ⁴, однако вместо 10^{29} в работе ⁴ стоит множитель 10^{26} . Ошибка авторов ⁴ была исправлена в ⁸, ⁹.

Таким образом, получен спектр фотонов, падающих из Вселенной. Следующий вопрос — прозрачность нашей галактики для этих фотонов.

Под линией α Лаймана ($\omega_\gamma = 13,6$ эВ) галактика является прозрачной, над — поглощение в межзвездной среде столь сильно, что лучшее ограничение на τ_{ν_H} получается от потока фотонов, сместившихся за счет общего расширения под линию Лаймана, хотя фон электромагнитного излучения и растет с уменьшением частоты (см. ниже). Межгалактическая среда может считаться прозрачной во всем интересующем нас диапазоне частот (вопросы прозрачности в связи с потоками фотонов от реликтовых нейтрино обсуждаются в ⁹). Используя спутниковые данные по фону электромагнитного излучения ¹⁰ (источником фонового излучения в ультрафиолетовом диапазоне обычно считают облака разогретого газа):

$$\frac{dn_\gamma}{d\lambda} = 300_{\pm}^{+} \pm 60 (\text{см}^2 \text{с} \cdot \text{стер} \cdot \text{А})^{-1}, \quad \lambda = 1350 - 1550 \text{ \AA}, \quad (13)$$

получим с помощью (12) нижнюю границу на

$$\tau_{\nu_H} > 4 \cdot 10^{23} \text{ с}, \quad \omega_\gamma = 8 \text{ эВ}, \quad (14)$$

$$\tau_{\nu_H} > 3 \cdot 10^{22} \text{ с}, \quad \omega_\gamma = 50 \text{ эВ}. \quad (15)$$

Для сравнения укажем, что из формулы (3) без учета подавления ГИМ получаются следующие значения времен жизни ν_H :

$$\tau_{\nu_H} = 4 \cdot 10^{30} \text{ с}, \quad m_H = 50 \text{ эВ}, \quad m_L = 42 \text{ эВ}. \quad (16)$$

$$\tau_{\nu_H} = 5 \cdot 10^{27} \text{ с}, \quad m_H = 100 \text{ эВ}, \quad m_L \ll m_H. \quad (17)$$

Следовательно, если оценка времени жизни нейтрино (5) не является завышенной, то фоновые условия в нашей галактике в районе $\omega_\gamma \approx 8 \text{ эВ}$, по-видимому, делают невозможным наблюдение фотонов от распадов нейтрино во Вселенной.

В заключение этого раздела — несколько слов о прозрачности межзвездного пространства над линией α Лаймана. В работе ¹¹ изучался межзвездный водород нашей галактики в направлении более чем 30 внегалактических источников по поглощению линии 21 см. Согласно ¹¹ минимальное количество водорода — $(1,3-1,4) \cdot 10^{20} \text{ см}^{-2}$ имеется в высокоширотных направлениях ($b > 80^\circ$). В экваториальных направлениях количество водорода увеличивается. Следует обратить внимание на отсутствие данных в низких широтах. Если предположить, что существуют направления с количеством водорода $N_H \approx 10^{19} \text{ см}^{-2}$, то поглощение на частотах $\omega_\gamma \approx 50 \text{ эВ}$ уменьшается до 90% и спутниковые данные по фону ¹²:

$$\frac{dn}{d\omega} < 600 (\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{стер} \cdot \text{эВ})^{-1}, \quad 20 \text{ эВ} < \omega_\gamma < 73 \text{ эВ}, \quad (18)$$

позволяют поднять границу (15) по величине на порядок.

4. ПОТОК ФОТОНОВ ОТ НЕЙТРИННОГО ГАЛО НАШЕЙ ГАЛАКТИКИ

Наблюдательные данные указывают, что вокруг нашей галактики со скоростью 200—300 км/с вращается газообразный водород, причем скорость газа, по всей видимости, не зависит от расстояния до ядра. Вращающийся газ наблюдается на расстояниях от нескольких килопарсек до 500 кпс от ядра галактики ¹³. При этом плотность материи в галактике можно аппроксимировать законом

$$\rho(r) = \frac{A}{r^2}, \quad A = 1,3 \cdot 10^{75} \text{ эВ/кпс}, \quad (19)$$

причем полная масса примерно на порядок превышает видимую. Согласно гипотезе ¹⁴, эту массу составляет нейтринное гало нашей галактики. Качественная картина образования нейтринного гало рассмотрена в работе ¹⁵.

Фотоны от распада нейтрино из гало будут приходить на Землю практически монохроматическими: доплеровское уширение составляет $\Delta\lambda/\lambda \approx 10^{-3}$. Это делает поиск распадов ν_H из галактического гало особенно привлекательным.

Численные оценки начнем со случая $\omega_\gamma < 13,6 \text{ эВ}$. При этом поглощение в межзвездной среде отсутствует, и поток фотонов на Земле оказывается равным

$$N_\gamma = \frac{10^{29}}{\tau_{\nu_H}(\text{с})} \frac{30 (\text{эВ})}{m_H} (\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{стер})^{-1}. \quad (20)$$

Данные по фону ¹⁶:

$$\frac{dn_\gamma}{d\lambda} \approx 600 \text{ (см}^2\text{с} \cdot \text{стер } \text{Å)}^{-1}; \quad 1680 \text{ Å} < \lambda < 1800 \text{ Å}, \quad (21)$$

приводят к следующему ограничению на время жизни τ_{ν_H} :

$$\tau_{\nu_H} > 10^{24} \text{ с}, \quad \omega_\gamma \approx 8 \text{ эВ}, \quad m_H = 50 \text{ эВ}, \quad m_L = 42 \text{ эВ}. \quad (22)$$

В работе ⁸ отмечено, что фон фотонов с $\lambda \approx 1700 \text{ Å}$ (21) примерно в два раза превышает фон $\lambda = 1400 \text{ Å}$ (13), и высказывается предположение, что это увеличение потока γ -квантов может быть связано с распадами галактических ν_H . Поэтому измерение потока фотонов телескопом с разрешением лучше 120 Å в этом диапазоне λ представляется очень интересным.

Перейдем к потокам фотонов большей частоты. Межзвездная среда сильно поглощает фотоны с энергией $\omega_\gamma > 13,6 \text{ эВ}$ за счет большого сечения фотоэффекта. Сечение фотоэффекта падает с ростом частоты. Оценим поток фотонов на максимальной интересующей частоте $\omega_\gamma = m_H/2 = 50 \text{ эВ}$. В работе ⁹ предположено, что вплоть до расстояния 100 пс от Земли плотность водорода $n_H = 0,1 \text{ см}^3$, а далее межзвездная среда является непрозрачной. (Это предположение связано с тем, что, как было сказано в предыдущей части, на луче зрения имеется не менее $1,3 \cdot 10^{20}$ атомов водорода на см^2 в нашей галактике.) Для потока фотонов, падающего на Землю, в ⁹ получено:

$$n_\gamma = \frac{1}{4\pi m_H} \frac{1}{\tau_{\nu_H}} \frac{\rho_3}{|n_H \sigma(\omega)|} (1 - e^{-n_H \sigma(\omega) \cdot 100 \text{ пс}}), \quad (23)$$

где ρ_3 — плотность нейтринного гало в окрестности Земли, $\sigma(\omega)$ — сечение фотоэффекта. Фотоэффект в межзвездной среде изучался в работе ¹⁷, и для эффективного сечения на частоте 50 эВ там получено $\sigma(50 \text{ эВ}) = 10^{-19} \text{ см}^2$. Подставляя в формулу (23) числа и используя данные по фону (18), получим:

$$\tau_{\nu_H} > 10^{21} \text{ с}, \quad m_H = 100 \text{ эВ}, \quad m_L \ll m_H. \quad (24)$$

Улучшение границы (24) возможно по трем направлениям: 1) замена верхнего ограничения (18) измерением фона (отметим, что в той же работе ¹² обнаружен фон в диапазоне $80\text{—}100 \text{ эВ}$ $dn/d\lambda = 4,0 \pm 1,3 \text{ (см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{стер} \cdot \text{эВ)}^{-1}$; 2) улучшение разрешения телескопа (ширина линии от распада ν_H из гало $\approx 0,05 \text{ эВ}$); 3) поиск направлений повышенной прозрачности в галактике.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Изучение космического фона электромагнитного излучения на предмет поиска распадов реликтовых нейтрино представляется весьма важной задачей. С экспериментальной точки зрения кажется привлекательным поиск монохроматических фотонов от распада нейтрино из гало нашей галактики. В работе ⁹ указано, что в ближайшие годы в интересовавшей нас в этом обзоре области космической астрономии ожидается существенный прогресс (в частности, в области высоких частот), и ограничения на время жизни нейтрино смогут быть увеличены на несколько порядков. Регистрация распадов реликтовых нейтрино имела бы большое значение как для космологии, поскольку был бы открыт источник большей части массы Вселенной, так и для физики элементарных частиц.

Мы благодарны М. М. Баско, М. Б. Волошину и М. Ю. Хлопову за полезные обсуждения, а также Л. Б. Окуню, прочитавшему текст обзора и сделавшему полезные замечания.

Институт физики АН²Аз.ССР, Баку
Институт теоретической и экспериментальной физики,
Москва

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Козик В. С., Любимов В. А., Новиков Е. Г., Нозик В. С., Третьяков Е. Ф.— ЯФ, 1980, т. 32, с. 304.
Kozik V. S., Lyubimov V. A., Myasoeedov N. F., Novikov E. G., Nozik V. S., Tret'yakov E. F.— Preprint ИТЕР-72.— Moscow, 1981.
2. Reines F., Sobel H. W., Pasierb E.— Phys. Rev. Lett., 1980, v. 45, p. 1307.
3. Долгов А. Д., Зельдович Я. Б.— УФН, 1980, т. 130, с. 539.
4. De Rújula A., Glashow S. L.— Phys. Rev. Lett., 1980, v. 45, p. 942.
5. Lee B. W., Shrock R. E.— Phys. Rev. Ser. D, 1977, v. 16, p. 1444.
Петков С. Т.— ЯФ, 1977, т. 25, с. 641, 1616 (поправка).
Шабалин Е. П.— ЯФ, 1980, т. 32, с. 249.
6. Aliev T. M., Vysotskii M. I.— Preprint ИТЕР-37.— Moscow, 1981.
7. Fujikawa K., Shrock R. E.— Phys. Lett., 1980, v. 45, p. 963.
8. Stecker F. W.— Ibid., p. 1460.
9. Kimble R., Bowyer S., Jakobson P.— Ibid., 1981, v. 46, p. 80.
10. Paresce F., Margon B., Bowyer S., Lampton M.— Astrophys. J., 1979, v. 230, p. 304.
11. Dickey J. M., Salpeter E. E., Terzian Y.— Ibid., 1978, Suppl., v. 36, p. 77.
12. Stern R., Bowyer S.— SUIPR Report No. 716 — 1979.
13. Faber S. M., Gallagher J. S.— Ann. Rev. Astron. and Astrophys., 1979, v. 17, p. 135.
Эйнасто Я. Э.— УФН, 1976, т. 120, с. 497.
14. Szalay A. S., Marx A.— Astron. and Astrophys., 1976, v. 49, p. 437.
15. Зельдович Я. Б., Клыпин А. А., Хлопов М. Ю., Чечеткин В. М.— ЯФ, 1980, т. 31, с. 1285.
Дорошкевич А. Г., Зельдович Я. Б., Сюняев Р. А., Хлопов М. Ю.— Письма Астрон. ж., 1980, т. 26, с. 465.
16. Anderson R. C., Henry R. C., Brune W. M., Feldman P. D., Fastie W. G.— Astrophys. J., 1979, v. 233, p. 139; v. 234, p. 415.
17. Cruddace R., Paresce F., Bowyer S., Lampton M.— Ibid., 1974, v. 187, p. 497.
18. Rephaeli Y., Scalay A. S.— Preprint NSF-ITP-81-52, 1981.
19. Sciamma D. W., Melott A. L.— Preprint University of Texas at Austin.— 1981.
20. Зельдович Я. Б., Хлопов М. Ю.— УФН, 1981, т. 135, с. 45.