

M-268

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

D2 - 4534



ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

М.А.Марков

ЗАМКНУТОСТЬ ВСЕЛЕННОЙ
И ЗАКОНЫ СОХРАНЕНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО,
БАРИОННОГО И ЛЕПТОННЫХ ЗАРЯДОВ

1969

D2 - 4534

М. А. Марков

**ЗАМКНУТОСТЬ ВСЕЛЕННОЙ
И ЗАКОНЫ СОХРАНЕНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО,
БАРИОННОГО И ЛЕПТОННЫХ ЗАРЯДОВ**

7881/2 нр.

Имеются две фундаментальные характеристики (два физических признака) закрытого мира/1/:

- а) закрытый мир обязательно электрически нейтрален;
- б) полная масса закрытого мира равна нулю.

Равенство нулю полной массы (M_{tot}) закрытого мира является результатом возникновения гравитационного дефекта масс (ΔM), который достигает своего максимального значения ($M_0 - \Delta M = M_{tot} = 0$), когда плотность вещества становится равной критической или превышает ее.

Электрическая нейтральность закрытого мира имеет свое основание, в конечном итоге, в законе сохранения электрического заряда.

Зарядовые и массовые характеристики мира связаны между собой и обратными утверждениями в том смысле, что мир электрически заряженной материи обязательно не замкнут и его полная масса обязательно не равна нулю.

В современной теории барионные и лептонные заряды выступают как соответствующие аналоги электрического заряда. Возникает вопрос, в какой мере эта аналогия сохраняется в задачах о замкнутом мире?

I. ПОЛНЫЙ ЗАРЯД СИСТЕМЫ

а) Электрический заряд

Закрытый мир обязательно электрически нейтрален^{/1/}.

Действительно, любая замкнутая поверхность в этом мире^{х/}, например сфера радиуса $r_0 = a \sin \chi_0$, делит весь объем мира ($V = 2\pi^2 a^3$) на две части. Внутренняя сторона поверхности ограничивает объем

$$V_1 = 4\pi a^3 \int_0^{\chi_0} \sin^2 \chi d\chi, \quad \text{а ее внешняя сторона ограничивает объем}$$

$$V_2 = V - V_1.$$

Если заряд находится в объеме V_1 , то поток электрического вектора через поверхность сферы (r_0) равен

$$\oint E_n ds = \int_{V_1} \rho dV = 4\pi e. \quad (2)$$

Но тот же заряд находится с другой стороны той же поверхности, ограничивающей объем V_2 . Следовательно, через ту же поверхность проходит поток вектора электрической напряженности той же величины ($4\pi e$), но обратный по знаку: в закрытом мире правая часть уравнения (2) всегда равна нулю.

Если, однако, "испортить" зарядом мир Фридмана, т.е. если в мир с нейтральной пылевидной материей, плотность которой ρ однородна и больше, чем ρ_c - критическая^{хх/}; "внести" электрический заряд e , то такой мир раскрывается - он не может быть закрытым при любом малом заряде e . В этом случае мир получает шварцшильдовское (вернее, нсрдстрем-рейсснеровское) продолжение - "Außenwelt", по терминологии^{ххх/} O. Klein'a /2/. Метрика Фридмана и шварцшильдовская метрика связываются через "горловину" - через сферу минимального радиуса.

$$x/ \quad ds^2 = c^2 dt^2 - a^2 (t) \{ d\chi^2 - \sin^2 \chi (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2) \}. \quad (1)$$

хх/ $\rho = \rho_c$, при которой мир становится закрытым.

ххх/ O. Klein подробно рассмотрел шварцшильдовское продолжение части мира Фридмана; эта часть мира вырезается из целого некой сферой при $\chi > \pi/2$, т.е. при $\chi > \pi/2$ ρ -плотность материи полагается равной нулю. См. также работы Я.Б.Зельдовича/3/ и И.Д.Новикова/4/.

По терминологии Я.Б.Зельдовича, такой объект называется "полу-замкнутым миром".

В мире Фридмана, "испорченном" малым зарядом ϵ , вообще говоря, метрика слабо искажена. Искажение метрики проявляется только на самом "горизонте" при $\chi = \pi - \delta$, где δ при малости заряда ϵ мало. Другими словами, сферы, описываемые в данном мире, сначала увеличиваются с ростом χ (расстояния $a\chi$) от $\chi = 0$ до $\chi = \pi/2$, затем при $\chi > \pi/2$ сферы уменьшаются, как это полагается в мире Фридмана: поверхность $S = 4\pi a^2 \sin^2 \chi$. Но при χ , близком π , метрика становится существенно не фридмановской: поверхность при $\chi > \pi$ не стягивается в точку, а через минимальную поверхность - "горловину" метрика Фридмана переходит в метрику Рейсснера-Нордстрема.

Шварцшильдовская масса "всего мира" оказывается теперь отличной от нуля, минимальное значение ее равно $2,5/$

$$m = \frac{\epsilon}{\sqrt{\kappa}}, \quad (3)$$

где ϵ - внесенный электрический заряд, κ - гравитационная константа. Электрические силовые линии, сгущаясь на границе фридмановской части мира, не дают ему закрыться, образуется "горловина" (минимальная сфера), через которую силовые линии уходят на шварцшильдовскую бесконечность.

Но если пылевидная материя мира Фридмана реализуется в виде, допустим, водородного газа, то, казалось бы, эта форма материи, будучи электрически нейтральной, допускает при соответствующей плотности образование закрытого мира. С другой стороны, такой мир заряжен огромным барионным и лептонным зарядами, законы сохранения которых содержатся в аппарате современной теории. В какой мере барионный и лептонный заряды представляют собой аналоги электрического заряда в обсуждаемой проблеме?

б) Барионный заряд

Барионный заряд подобно электрическому заряду препятствовал бы образованию закрытого мира Фридмана, если закону сохранения барионного

заряда можно было бы сопоставить некоторое векторное поле в духе идей Янга-Миллса^{/6/}. В заметке Ли-Янга^{/7/} о сохранении тяжелых частиц введено такое поле. Вернее, предположено, что сохранение барионов связано с инвариантностью волновых функций нейтрона и протона относительно преобразований

$$\Psi_n(x) \rightarrow e^{i\alpha(x)} \Psi_n(x); \quad \Psi_p(x) \rightarrow e^{i\alpha(x)} \Psi_p(x). \quad (4)$$

Инвариантность аппарата теории относительно этих преобразований приводит^{x/} по аналогии с электродинамикой к существованию компенсирующего нейтрального векторного поля, взаимодействующего с нуклонами. Кванты этого поля имеют нулевую массу покоя. Это поле в обсуждаемой нами ситуации вполне аналогично электромагнитному. При наличии такого поля мир, наполненный, например, водородным газом, не мог бы быть закрытым. И вообще, материя, не содержащая в своем составе равного числа барионов и антибарионов, ни при каких условиях не могла бы образовать закрытого мира. Для специфического барионного заряда, имеющего разные знаки барионов и антибарионов, Янг и Ли, исходя из экспериментальных данных, приводят верхнюю оценку:

$$\eta^2 < 10^{-5} \kappa M_p^2. \quad (5)$$

Если поле Янга-Ли действительно существует и если, например, в нашей Вселенной действительно число барионов больше числа анти-

^{x/} Здесь излагается концепция в том виде, как она возникла в работе авторов^{/6,7/}.

Вопрос с том, ведет ли требование калибровочной инвариантности с необходимостью к существованию безмассовых векторных полей - это вопрос особый, он является предметом широкого обсуждения^{/8,9/}.

В дальнейшем условно под янг-миллсовскими полями понимаются соответствующие "безмассовые" векторные поля.

барионов, то наша Вселенная не может быть закрытой даже в том случае, если плотность материи в ней окажется больше критической плотности^{x/}.

Другими словами, в этом случае наша Вселенная должна иметь продолжение ("Außenwelt") типа шварцшильдовского с полной массой, не меньшей, чем

$$M_{\text{tot}} \geq \eta \frac{(N - \bar{N})}{\sqrt{\kappa}} \approx 10^{-5/2} M_p (N - \bar{N}), \quad (6)$$

где $N - \bar{N}$ - разность числа барионов и антибарионов во Вселенной.

Если наша Вселенная состоит практически из одних барионов, то отклонение от фридмановской метрики закрытого мира должно возникать задолго до $\chi = \pi$, а радиус горловины сферы может быть только примерно в $10^{5/2}$ раз меньше радиуса максимальной сферы фридмановской части мира^{xx/}.

Для замкнутости Вселенной необходима в этом случае ее полная нейтральность относительно барионного заряда.

^{x/} Существование поля Янга-Ли могло бы сказаться в космологических эффектах в области ближе к горизонту нашего мира. Отталкивание одноименных барионных зарядов должно привести к возникновению дополнительных радиальных скоростей небесных тел или даже к объяснению их происхождения. Как и электромагнитное^{/10/} поле, это поле может препятствовать неограниченному сжатию при коллапсе космических объектов и вести к последующему расширению.

С введением поля Янга-Ли теряется, конечно, однородность и изотропность Вселенной, но это обстоятельство не ведет к каким-либо внутренним противоречиям теории, но оно может противоречить экспериментальным фактам.

Обсуждаемое поле должно сказаться и на микроскопических эффектах типа, например, кажущегося нарушения комбинированной четности - появление запрещенного распада K_2^0 на два π - мезона вблизи гравитирующих масс. Отсутствие такого эффекта, зависящего от скорости K - мезона, налагает также ограничение на верхнюю границу значения η - она не слишком отличается от (5).

^{xx/} Эти оценки, справедливые в классической физике, кардинально меняются с учётом квантовых эффектов поляризации вакуума (см. ниже).

в) Векторные мезонные поля; ρ -, ϕ -, ω - мезоны

В настоящее время неизвестно, есть ли сверхслабое поле Янга-Ли, но имеются экспериментально обнаруживаемые электрически нейтральные векторные поля (ρ , ϕ , ω) с сохранением соответствующих барионных токов. В отличие от янг-миллсовских полей кванты ρ , ϕ и ω обладают массой покоя, отличной от нуля. Наличие массы покоя у квантов этих полей затрудняет непосредственное применение обсуждаемого критерия замкнутости метрики.

Действительно, поля теперь удовлетворяют уравнению (в евклидовом пространстве)

$$\partial_{\mu}^2 F^{\mu\nu} - m_{\nu}^2 \phi^{\nu} + g_{\nu} I^{\nu} = 0, \quad (7)$$

$F^{\mu\nu}$ - поле, ϕ^{ν} - потенциал, g_{ν} - специфический заряд источника этого поля, $g_{\nu} I^{\nu}$ - вектор барионного тока. Из уравнения (7) следует

$$\partial_{\nu} f^{\nu} = \partial_{\nu} I^{\nu}, \quad f^{\nu} = \phi^{\nu} - \frac{m_{\nu}^2}{g_{\nu}}. \quad (8)$$

Затруднения заключаются в том, что теперь аналогом теоремы Гаусса в электродинамике оказывается выражение

$$\int E_{\nu} ds = \int (g_{\nu} I^{\nu} - \phi^{\nu} m_{\nu}^2) dV. \quad (9)$$

И в том случае, когда правая часть (9) обращается в нуль^{х/}, соотноше-

$$\begin{array}{l} \text{х/ Если, например, } \phi^{\nu} = g_{\nu} \frac{-m_{\nu} r}{r} \text{ , то} \\ - \int \phi^{\nu} m_{\nu}^2 dV = -4\pi g_{\nu} \end{array} \quad (10)$$

но то же выражение с обратным знаком дает $g_{\nu} \int I^{\nu} dV$.

Идея векторной доминантности^{/11/} вносит в рассматриваемую проблему свой колорит.

ние (9), казалось бы, не требует в закрытом мире равенства числа барионов и антибарионов. Предыдущее замечание, однако, не решает вопроса, т.к. оно относится к евклидовой метрике; задача требует своего рассмотрения в условиях закрытой метрики, что будет сделано дальше при обсуждении полной массы системы.

г) Лептонные заряды

С лептонными зарядами возникает ситуация, близкая к той, которая была рассмотрена выше в случае барионного заряда.

В пределах точности современного эксперимента можно говорить применительно к лептонам о двух законах сохранения:

а) о законе сохранения электронных лептонов, о сохранении общего числа электронов и электронных нейтрино;

б) о законе сохранения μ - мезонов и мюонных нейтрино.

Сохраняющиеся числа L_e и L_μ могут быть записаны в виде

$$L_e = [n(e^-) - n(e^+)] + [n(\nu_e) - n(\bar{\nu}_e)]$$

и

$$L_\mu = [n(\mu^+) - n(\mu^-)] + [n(\nu_\mu) - n(\bar{\nu}_\mu)] .$$

Запишем для удобства:

$$\Psi_e = \begin{pmatrix} \psi_e \\ \psi_{\nu_e} \end{pmatrix}; \quad \Psi_\mu = \begin{pmatrix} \psi_\mu \\ \psi_{\nu_\mu} \end{pmatrix} .$$

Тогда соответствующие законы сохранения в компактной записи принимают вид

$$\partial_\alpha \bar{\Psi}_e \Gamma_\alpha \Psi_e = 0; \quad \partial_\alpha \bar{\Psi}_\mu \Gamma_\alpha \Psi_\mu = 0, \quad (11)$$

где

$$\Gamma_\alpha = \begin{pmatrix} \gamma & 0 \\ 0 & \gamma \end{pmatrix}; \quad \gamma - \text{матрицы Дирака.}$$

Если полагать, что сохранение токов (11) связано с инвариантностью типа

$$\Psi_e(x) \rightarrow e^{i\alpha(x)} \Psi_e(x); \quad \Psi_\mu(x) \rightarrow e^{i\beta(x)} \Psi_\mu(x),$$

или просто, если предположить, что существуют янг-миллсовские поля как для электронных, так и (другое) для мюонных лептонов, то тогда Вселенная, состоящая, например, из водородного газа, не может быть закрытой и по причине сохранения лептонного числа^{x/}.

д) Слабые взаимодействия

Если существование янг-миллсовских полей для лептонов проблематично, то существование слабых векторных взаимодействий, связанных с лептонами, является экспериментальным фактом в той же мере, как существование векторных мезонных полей (ρ , ϕ , ω), связанных с барионами.

Ради простоты приведем возможное ($e\nu$) ($e\nu$) взаимодействие, которое в принципе несет все черты пока более реальных других четырехфермионных взаимодействий.

В уравнении

$$(i\hat{p} - m_e) \Psi_e + G \gamma_\mu \bar{\Psi}_\nu \gamma_\mu \Psi_\nu \cdot \Psi_e = 0 \quad (12)$$

полем служит вектор

$$I_\beta^\nu = \bar{\Psi}_\nu \gamma_\mu \beta \Psi_\nu \cdot \quad (13)$$

Источником являются электроны.

^{x/} Существование янг-миллсовских полей с разными константами взаимодействия для электрона и μ -мезона могло бы быть причиной различия их собственных масс.

Но здесь пока необъяснимое различие в массах частиц заменяется необъяснимым различием в константах взаимодействия. Автору кажется более привлекательной другая принципиальная возможность - снять предполагаемое вырождение по массам ($m_e^0 = m_\mu^0$) некоторым одним взаимодействием^{/12/}.

В связанном с (12) уравнении

$$(i\hat{p} + m_\nu) \Psi_\nu + G \gamma_\beta \bar{\Psi}_e \gamma_\beta \Psi_e \cdot \Psi_\nu \quad (14)$$

источником являются нейтрино, а поле электронно-позитронное

$$I_\beta^{(e)} = \bar{\Psi}_e \gamma_\beta \Psi_e \quad (15)$$

В отличие от случая электродинамики интегралы

$$\int G(\bar{\Psi}_\nu \gamma_n \Psi_\nu) dV \quad \text{и} \quad \int G(\bar{\Psi}_e \gamma_n \Psi_e) dV, \quad (16)$$

т.е. специфические заряды электрона и нейтрино, не связаны теоремой Гаусса с потоками соответствующих напряженностей полей. Здесь нет аналога электродинамической теоремы Гаусса, и мы лишены возможности использовать аргументы типа (2) против существования закрытой метрики в случае полного лептонного заряда, отличного от нуля.

Но перед тем, как перейти к рассмотрению других критериев замкнутости системы, обладающей барионным и лептонным зарядом, приведем краткое рассуждение "от противного". Допустим на мгновение, что в случае, например, материи, состоящей из водородного газа, возможна реализация закрытого мира Фридмана. Но, как следует из дальнейшего, такое допущение ведет к следствиям, которые можно истолковать как нарушение законов сохранения барионного и лептонного зарядов.

е) Возникновение закрытых систем
и законы сохранения барионных и лептонных
зарядов

Дальнейшему обсуждению целесообразно предпослать несколько замечаний о количестве вещества, необходимого для образования закрытой метрики системы.

Как известно, уравнение Эйнштейна для закрытого мира Фридмана имеет вид/1/:

$$\rho = \frac{c^2}{a^2} \frac{3}{8\pi\kappa} + \frac{3}{8\pi\kappa} \left(\frac{1}{a} \frac{da}{d\tau} \right)^2 = \rho_1 + \rho_2, \quad (7)$$

где $\frac{1}{a} \frac{da}{d\tau} = H$ - параметр Хаббла, ρ - плотность нейтральной пылевидной материи, $a^2(t) = -g_{11}$ формы (1), c - скорость света, κ - гравитационная константа. В момент максимального расширения мира Фридмана ($\frac{1}{a} \frac{da}{d\tau} = H = 0$, $a = a_{\max}$)

$$\rho_2 = \frac{3}{8\pi\kappa} \frac{c^2}{a_{\max}^2}, \quad (18)$$

a_{\max} связано с "голой" массой M_0 (M_0 - масса вещества без учёта гравитационного дефекта масс) соотношением/1/

$$a_{\max} = \frac{2\kappa M_0}{3\pi c^2}. \quad (19)$$

Следовательно, для данной массы вещества M_0 плотность вещества в момент максимального расширения мира

$$\rho_{\min} = \frac{27}{32} \frac{\pi c^6}{\kappa^3 M_0}. \quad (20)$$

Таким образом, закрытый мир Фридмана "можно образовать" любых малых размеров (любых малых a_{\max}) из вещества электрически нейтральной любой малой массы M_0 . Но необходимая однородная плотность материи должна в момент максимального расширения объекта удовлетворять соотношению (20).

Если, например, массу вещества, равную массе Галактики, ($M_0 \approx 10^{44} \text{ г}$), замкнуть в мир Фридмана, то этот мир согласно (19) имел бы максимальные размеры

$$a_{\text{max}} \approx 10^{10} \text{ км} \quad (21)$$

и минимальную плотность

$$\rho_{\text{min}} \approx 10^{-4} \frac{\text{г}}{\text{см}^3} \quad (22)$$

Переходя к большим плотностям (ρ_{min}), можно ограничиться меньшими массами M_0 для образования соответствующего замкнутого объекта.

Для массы, равной солнечной ($M_0 \approx 10^{33} \text{ г}$), максимальные размеры замкнутого мира становятся порядка $\approx 1 \text{ нм}$, а плотность — близкой к ядерной ($\rho_{\text{min}} \approx 10^{18} \frac{\text{г}}{\text{см}^3}$). Мы оставляем в стороне вопрос, при каких условиях в природе происходит реальное образование таких объектов из вещества нашей Вселенной и происходит ли этот процесс в настоящее время.

В данном обсуждении для нас существенно, что в принципе образование замкнутого объекта (во всяком случае в зарядово-симметричной системе) может быть осуществлено в мысленном эксперименте, что нельзя сделать с электрически заряженным веществом. Если даже полные барионные и лептонные заряды системы отличны от нуля, возникновение в мире такого события не противоречит закону сохранения энергии, так как оно должно сопровождаться соответствующим излучением. Но из мира исчезает в этом случае какое-то количество барионов и лептонов, то есть возникает нарушение соответствующих законов сохранения.

Таким образом, рассуждение "от противного" приводит к выводу о возможности нарушения закона сохранения барионных и лептонных чисел в сильных гравитационных полях.

Естественно, что этот результат стимулирует дальнейшее исследование вопроса, поиски других более убедительных аргументов за или против возможности осуществления закрытой метрики в системе с полным барионным или мезонным зарядом, отличным от нуля.

II ПОЛНАЯ МАССА СИСТЕМЫ

Выше мы анализировали лишь один из признаков закрытой системы. С точки зрения этого признака случаи барионных и лептонных зарядов могут существенно отличаться от случая заряда в электродинамике. Однако следует подчеркнуть, что равенство нулю полной массы является более общим признаком закрытой системы.

Правда, этот критерий предполагает возможность вычислить полную массу вещества с учётом в явном виде как сильных, так и слабых полей. К сожалению, полное решение задачи пока выходит за рамки современной теории. Но некоторые соображения, не лишённые, на наш взгляд, интереса, могут быть высказаны.

Дело в том, что для гравитационного и электромагнитного поля классическая задача о полной массе интересующих нас систем решается в статьях Арновита, Дезера и Майснера^{/5/}. Хотя эти авторы посвящают свои работы проблеме массы точечных источников поля, но фактически ими решается именно та задача, которая в данный момент нами рассматривается. Они исходят из некоторой протяжённой модели, которую в дальнейшем стягивают в точку. Для нейтральной гравитирующей частицы ими берётся в качестве модели центрально-симметрическое облако пылевидной материи при равном нулю давлении.

А.Д.М.^{/5/} задаются некоторой голой массой системы m_0 , а затем, оставляя m_0 постоянной, устремляют размеры системы к нулю. В этом стремлении размеров системы к нулю они переходят к все большим и большим плотностям материи. И когда плотность материи становится равной критической, система становится полностью эквивалентна закрытому миру Фридмана.

Как показывает подробный анализ задачи, к нулю устремляются внешние размеры системы, т.е. размеры поверхности, окружающей систему^{x/}.

^{x/} Устремляется к нулю при $(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2)$ $r^2 = a^2 \sin^2\chi (\chi \rightarrow \pi)$ — коэффициент в квадратичной форме (1).

Внутренние же ее размеры ($\ell = a\chi$) линейно зависят от m_0 и могут быть как угодно большими χ' . Естественно, что полная масса такой системы обращается в нуль – как это и должно быть для закрытого мира Фридмана.

Задача эта, вообще говоря, нестатическая. Но для подсчёта полной массы системы можно выбрать момент наибольшего расширения, когда все частицы системы мгновенно покоятся – что и делается в цитированных работах.

Таким же образом рассматривается и случай электрически заряженной материи. Но в отличие от электрически нейтрального вещества в этом случае при любых плотностях материи, при любом малом полном заряде системы – полная масса системы оказывается отличной от нуля.

Максимальное значение полной массы дается выражением (3). Этот результат означает, что гравитационный дефект масс способен компенсировать как любое значение затравочной нейтральной массы вещества, так и часть электромагнитной массы заряда. Но в виде (3) остается конечное значение полной массы системы.

В этом случае система оказывается незакрытой $\chi\chi'$. Внутренняя метрика имеет внешнее нордстрем–рейснеровское продолжение.

Подробное рассмотрение задачи как обобщения известного нестатического решения Толмена приводит к тому же результату (3). В этой задаче решение для слабо заряженной пылевидной материи сшивается с соответствующим решением в пустоте. Обращает на себя внимание,

χ' "Внутренние" размеры системы – это радиус закрытого мира Фридмана.

$\chi\chi'$ А.Д.М. /5/ рассматривают задачу в однородной системе координат:

$$dS^2 = A(dR^2 + R^2 d\Omega^2) - \beta c dt^2.$$

Связь между однородными и шварцшильдовскими координатами дается в виде /2/: $r = R + m + \frac{m^2 - m_0^2}{4R}$; $m_0 = \frac{e\sqrt{\kappa}}{c^2}$ в случае $m^2 = m_0^2$; $r = R + m$. При стремлении размеров $R \rightarrow 0$ r стремится к m , $r = m = \frac{e\sqrt{\kappa}}{c^2}$, т.е. $R=0$ в R – системе соответствует $r = e\sqrt{\kappa}/c^2$ в r – системе.

что в области горловины возникает огромное, как показано нами и В.П.Фроловым, видимо, предельно возможное значение электростатического потенциала x) (именно: $\phi = c^2 / \sqrt{\kappa}$).

В этом поле огромного заряда, локализованного в малой области, образуются пары всякого рода заряженных частиц. Частицы, противоположные по знаку заряду системы, будут стремиться уменьшить полный заряд, а компоненты пар, одинаковые по знаку с зарядом системы, — удалиться на шварцшильдовскую бесконечность. Количественные оценки этого эффекта еще не закончены, но можно высказать утверждение, что при любом начальном заряде системы последующий эффект поляризации вакуума уменьшит ее полный эффективный заряд до одного и того же значения $Z \leq 137e$.

Не исключено, что это значение окажется равным единице электрического заряда (e) xx' .

$x/$ В единицах, когда $m = e$ — максимальное значение электростатического потенциала — равно 1 (единице). Существенно, что это значение потенциала не растет с ростом заряда. С увеличением заряда увеличивается лишь сфера горловины, соответственно и полная масса.

$xx/$ Особенность этой задачи по сравнению с соответствующей задачей для атомного ядра с $Z > 137e$ заключается в том, что начальные заряды здесь могут быть огромными, а главное, значения электростатического потенциала в горловине — максимальные из возможных.

С уменьшением эффективного заряда из-за поляризации вакуума значение кулонова потенциала в горловине не уменьшается — оно остается предельно большим, но уменьшается соответственно радиус горловинной сферы. В отличие от атомного ядра с $Z \approx 137e$ потенциальная яма обрезается не на ядерных расстояниях, а на гравитационных, которые в данном случае на двадцать порядков меньше. При оценке эффекта существенную роль играет рождение пар бозе-частиц, для которых принцип Паули не ставит ограничений по заселенности.

Если к этой задаче в какой-то мере может иметь качественное отношение известная формула Ландау^{13/}, характеризующая поляризационный эффект большого заряда голого электрона, то согласно и этой формуле эффективный заряд всех частиц должен быть одним и тем же независимо от его начального значения в момент его образования.

Формула, о которой идет речь, имеет вид


$$e^2 = \frac{\epsilon^2}{1 + \epsilon^2 \nu \ell \lambda / m} \quad \text{при} \quad \epsilon \rightarrow \infty, \quad e^2 \rightarrow \frac{1}{\nu \ell g \frac{\lambda}{m}}, \quad (23)$$

т.е. начальный заряд при $\epsilon \rightarrow \infty$ из выражения выпадает. Если эта формула была бы применима в нашем случае, то λ представляло бы собой размеры горловины, которые линейно связаны со значением m , ν — число.

В предыдущих обсуждениях мы ограничивались только векторными полями и соответствующими зарядами их источников.

Но реально существуют поля и с другими трансформационными свойствами (псевдоскалярные поля, слабые псевдовекторные и т.д.) со своими специфическими константами взаимодействия ("зарядами").

Учёт такого рода других полей значительно осложняет задачу. Дело в том, что одни поля увеличивают, другие уменьшают значение полной массы системы. Скалярное поле, например, как известно, дает отрицательное значение собственной массы его источника. Скалярное поле, как и гравитационное, увеличивает дефект масс системы частиц^{x/}.

Что касается до слабых взаимодействий, то известная комбинация векторного и псевдовекторных полей (так называемое $V-A$ взаимодействие) в низшем порядке (петли) не дает вклада в собственную энергию источника. Диаграммы типа , по предварительным оценкам (И.Железных), приводят к отрицательным вкладам в общую массу системы, и, казалось бы, не могут и по рассматриваемому критерию препятствовать образованию закрытой метрики.

Гипотеза промежуточного бозона в слабых взаимодействиях возвращает нас к общей проблеме векторного мезонного поля с массой покоя кванта поля, отличной от нуля. Таким образом, ввиду неоднозначности в основах самой теории слабых взаимодействий, поставленная нами задача в случае лептонов не находит своего окончательного решения.

Обратимся теперь к реально существующим мезонным полям. Рассмотрим для примера предельный случай, когда зарядовая симметрия системы нарушается присутствием одного лишнего бариона, допустим, нейтрона. В отсутствие этого нейтрона система была бы закрытой, ее полная масса обратилась бы в нуль. Перед нами стоит задача поместить в мир с закрытой фридмановской метрикой одну частицу с массой нейтрона, являющуюся центром электрически не заряженного векторного мезонного поля.

^{x/} Можно указать, например, что для статической задачи, учитывающей гравитационное, электростатическое и безмассовое скалярное поле со специфическим зарядом g , полная масса системы дается выражением^{/22/}

$$m = \sqrt{\frac{e^2 - g^2}{k}}. \quad (24)$$

Эта операция оказывается несовместимой с закрытой метрикой мира Фридмана. Полная масса системы не исчезает $x/$.

При χ , близком к π , данная ситуация, как это видно из дальнейшего, принципиально не отличается от электродинамического случая, когда делается попытка в закрытый мир Фридмана поместить электрический заряд. Как и в случае электрического заряда при $\chi \rightarrow \pi$, мезонное поле стремится к бесконечно большому значению, возникает полюс типа $\frac{qx}{r} \dots$, где $r = a \sin \chi$. Но именно такое возрастание потенциала к "границе" мира в случае электродинамики и приводит к несовместимости заряда, отличного от нуля, с закрытой метрикой.

В случае электрического заряда система уравнений электродинамики и гравитации допускает полное решение проблемы. Для векторного мезонного поля решение системы уравнений осложняется присутствием члена с массой ($m \frac{\partial}{\partial \nu}$) в уравнении для мезонного поля. Наш пример с одним или малым числом избыточных нейтронов приближает мезонную задачу к электродинамической.

$x/$ Следует также подчеркнуть, что обсуждаемая операция, как и в примере с электродинамикой, нарушает однородность мира Фридмана. Появляется выделенный центр мира.

$xx/$ Для точечной заряженной частицы потенциал в мире Фридмана дважды стремится к бесконечности, именно: в месте нахождения точечной частицы и при $\chi \rightarrow \pi$, говоря образно, на "фридмановской бесконечности".

В евклидовом пространстве второе значение потенциала ($r \rightarrow \infty$) обращается в ноль. Речь идет как бы о своеобразном изображении точечного источника поля у противоположного "полюса" мира. Это изображение возникает вследствие того, что поверхность сферы при $\chi \rightarrow \pi$ стремится стянуться в точку и, как своеобразная линза, фокусирует, снова концентрирует поле в малой области. Это изображение источника стремится при $\chi \rightarrow \pi$ к точечному, если даже ввести размеры для самого источника.

Дело в том, что в этом примере размеры горловины (внешние размеры системы) на много порядков меньше $\hbar / m_v c$, экспоненциальные факторы типа $e^{-m_v r}$ обращаются в единицы, и в задаче оказываются пригодными соответствующие формулы электродинамики с заменой e на $g_v x$. По аналогии с электродинамикой можно оценить минимальную массу системы в виде

$$m = \frac{g_v}{\sqrt{\kappa}}. \quad (25)$$

Соответственно минимальные размеры внешней сферы системы (горловины) оцениваются следующим образом:

$$r_n \approx \frac{g_v \sqrt{\kappa}}{c^2}. \quad (26)$$

Отличная от нуля полная масса $^{xx/}$ системы свидетельствует о том, что метрика системы не является закрытой.

$x/$ В примере классической физики указанные соображения иллюстрируются обобщением для мезодинамики соответствующих соотношений, полученных в электродинамике.

Действительно, выражение для полной массы в случае электрического заряда e и нейтральной голой массы m_0 записывается в виде $5/$

$$m = m_0 + \frac{1}{2} \frac{e^2}{r_0} - \frac{1}{2} \kappa \frac{m^2}{r_0},$$

или

$$m = \kappa^{-1} \left\{ -r_0 + \left[r_0^2 + 2m_0 r_0 \kappa + e^2 \kappa \right]^{1/2} \right\}.$$

При $r_0 \rightarrow 0$ $m \rightarrow \frac{e}{\sqrt{\kappa}}$.

Если аналог этих формул для мезонного поля дается заменой $\frac{1}{2} \frac{e^2}{r_0}$ на $\frac{1}{2} \frac{g^2}{r} e^{-m r_0}$, то при $r_0 \rightarrow 0$ $\frac{1}{2} \frac{g^2}{r_0} e^{-m r_0} \rightarrow \frac{1}{2} \frac{g^2}{r_0}$.

Следовательно, $m \rightarrow g / \sqrt{\kappa}$.

$^{xx/}$ Видимо, это общий результат для всех полей, вносящих положительный вклад в полную энергию системы, если соответствующее выражение для потенциала при $r_0 \rightarrow 0$ стремится к виду $\frac{1}{r^n}$, где $n \geq 1$. Нетрудно видеть, что критерий замкнутости по массе и критерий по заряду совместимы. Дело в том, что правая часть (9) обращается в нуль в приведенном примере при интегрировании в евклидовом пространстве по всему бесконечному объему. При интегрировании же по объему, занятому зарядом (26), вклад от интеграла (10) исчезающе мал.

Если в нашем примере увеличивать число нейтронов, т.е. увеличивать зарядовую асимметрию системы, то увеличится и незамкнутость системы, размеры горловины. Это увеличение горловины будет расти пропорционально числу нейтронов до $l_w \approx \hbar / m_0 c$. При дальнейшем увеличении зарядовой асимметрии системы начинает играть существенную роль короткодействие этих сил. Но эта область выходит за рамки справедливости наших оценок.

Все сказанное выше об увеличении горловины с ростом зарядовой асимметрии системы справедливо в пределах классической физики до тех пор, пока не принимается во внимание эффект поляризуемости вакуума в этих предельно больших полях. Далее мы могли бы повторить все, что было сказано относительно поляризации в случае электрического заряда, но уже в применении к барионному заряду и рождению пар сильновзаимодействующих частиц.

Итак, на основании оценки полной массы системы нам представляется возможным сделать заключение, что закрытый мир должен быть зарядово-симметричным (содержать одинаковое число барионов и антибарионов).

Если быть очень осторожными в выводах и сохранить с разным весом, но альтернативные возможности, то результаты обсуждения вопроса можно резюмировать следующим образом.

В случае совместимости с закрытой метрикой полного барионного и лептонного заряда, отличного от нуля, электрический заряд в семье специфических зарядов носил бы черты исключительности. А законы сохранения барионных и лептонных зарядов были бы законами, если можно так сказать, более низкого ранга по сравнению с законом сохранения электрического заряда, они нарушались бы в сильных гравитационных полях. Однако более вероятно (и нам кажется обосновано), что отличный от нуля полный барионный заряд несовместим (как и в случае электродинамики) с закрытой метрикой.

Но если начальными условиями был задан мир зарядово-несимметричный, если при этом плотность материи задается больше критической, то благодаря эффекту поляризации вакуума, мир автоматически должен

превратиться в практически зарядово-симметричную систему^{х/}. Здесь мы впервые встречаемся с своеобразной ультрамакроскопической ролью квантовых эффектов.

Если в нашей Вселенной плотность вещества окажется близкой к критической, то наша Вселенная должна содержать антиматерию, и эта антиматерия на основании предыдущего может быть локализована в областях ближе к горизонту мира. И наоборот, если в отдаленных областях нашего мира будет обнаружено антивещество, это обстоятельством может служить одним из аргументов в пользу замкнутости нашего мира.

Далее возникли соображения, ведущие к тому, что результирующий полный эффективный заряд в начале зарядово-несимметричной системы всегда один и тот же - независимо от величины начальной асимметрии. Более того, эта величина для электрического заряда меньше, чем $Z = 137e$, а возможно, и близка к единице.

Таким образом, появляются возможности для существования удивительных по своим свойствам объектов, которые по своему внутреннему содержанию ультрамакроскопичны, но по своему проявлению в "Außenwelt" и ультрамикроскопичны. Физика таких объектов настолько своеобразна, что если они почему-либо не реализуются в процессах, о которых шла речь выше, их стоило бы специально выдумать. Такие объекты мы в дальнейшем будем называть "фридмонами".

Нам кажется уместным сделать несколько специальных замечаний о физике фридмонов.

III. К ФИЗИКЕ ФРИДМОНОВ

Фридмоны по своей метрике практически не отличаются от закрытого мира Фридмана. Существенное отличие от закрытой метрики возникает лишь у самого горизонта мира - в районе, близком к горловине. Фридмоны обладают плотностью вещества, большей критической. Лишь наличие малого

^{х/} Замечание в равной мере относится как к электродинамике, векторным мезонным полям, так и к гипотетическим полям Янга-Миллса.

заряда или вращения^{х/} мешает в этом объекте возникновению полностью закрытой метрики.

При стремлении полного заряда объекта (ϵ) или спина (S) к нулю, фридмоны превращаются в закрытые фридмановские миры. Другими словами, в заряженных фридмонах вся их электрически нейтральная масса гасится гравитационным дефектом системы. С точки зрения классической физики полная масса объекта с почти замкнутой метрикой может быть как угодно близка к нулю. В частности, принципиально реализуем объект с зарядом, равным, например, заряду одного электрона. В этом парадоксальном, но мыслимом в классической физике случае шварцшильдовская масса может быть равной

$$m_e = \frac{e}{\sqrt{\kappa}} \approx 10^{-6} \text{ г}, \quad (27)$$

а шварцшильдовские размеры объекта^{хх/}

$$l_e \approx 10^{-33} \text{ см}. \quad (28)$$

Внутренние размеры этих объектов могут быть как угодно большими (космическими, в частности), и объекты эти могут содержать как угодно большое число барионов и лептонов. Объекты эти классические, и на данном этапе рассмотрения мы не хотели бы их отождествлять или как-то связывать с элементарными частицами^{ххх/}.

^{х/} Если требовать сохранения момента количества движения, то мир, обладающий как угодно слабым вращением, не может быть закрытым. В дальнейшем мы ограничимся рассмотрением только заряженных и только электрически заряженных фридмонов.

^{хх/} То есть радиус поверхности, заключающей в себе фридмановскую часть мира.

^{ххх/} Хотя эта возможность представляет известный интерес. См. доклад автора "О возможности космологического подхода в теории элементарных частиц" /14/.

Дело в том, что классическую физику в данном случае ограничивают квантовые эффекты. В области длин, несколько больших (28), именно

$$l_{\Gamma} \approx \sqrt{\frac{\hbar \kappa}{c^3}} \approx 10^{-32} \text{ см,}$$

теряет смысл понятие метрики /15,16/ : возникают квантовые эффекты, связанные с флуктуациями метрики.

Поэтому наши классические представления о почти замкнутом мире^{x/} имеют смысл, если его внешние размеры больше, чем

$$l_{\Gamma} \approx \sqrt{\frac{\hbar \kappa}{c^3}} \approx 10^{-32} \text{ см} \quad (29)$$

а его шварцшильдовская масса не меньше, чем^{xx/}

$$m_{\Gamma} \approx \sqrt{\frac{\hbar c}{\kappa}} \approx 10^{-5} \text{ г.} \quad (30)$$

Пусть где-то встречаются два таких фридмона. Пусть фридмоны обладают малыми равными противоположными по знаку зарядами. С точки зрения квантовой физики такие объекты аннигилируют. С точки зрения

^{x/} Рассмотрение замкнутого мира как предельного случая мира почти замкнутого, скорее свидетельствует о том, что строгое геометрическое понятие абсолютной замкнутости носит слишком абстрактный характер и основано на применении классических представлений в той области, где они могут оказаться неприменимыми.

^{xx/} Есть некоторые основания полагать, что это значение массы является предельным для элементарных частиц.

Эти частицы могли бы играть роль кварков. См. статью "Элементарные частицы максимально больших масс (кварки, максимоны)" /17/.

классической физики они под действием гравитационных сил^{х/} образуют связанную нейтральную систему.

Пока динамика подобных объектов еще не развита, но естественно полагать, что результатом взаимодействия двух таких фридмонов окажется два или даже один замкнутый мир^{хх/}.

Во всех случаях "фридмоновский" наблюдатель должен констатировать спонтанные изменения в его мире. Ввиду отсутствия соответствующей теории нельзя предсказать, будут ли эти изменения носить катастрофический характер или характер постепенных изменений, но и в том, и в другом случае фридмоновский наблюдатель будет констатировать своеобразный эффект возникновения (рождения) материи. Фридмон физически представляет собой, в сущности, глубокую потенциальную яму самосогласованного гравитационного поля. Глубина этой ямы такова, что полная энергия системы практически равна нулю: гравитационный дефект нейтральных частиц полностью компенсирует значения их голых масс. В этой упрощенной картине два соседних фридмона, две соседние потенциальные ямы могли бы быть связаны и квантовыми эффектами прохождения через потенциальный барьер.

^{х/} Если электрические заряды их меньше, чем $\epsilon < 137e$. Радиус орбиты Бора такой системы, образованный под действием сил тяготения, $r_B \approx \frac{1}{\kappa} \frac{h^2}{\kappa m^3}$.

Подставляя сюда значение $\frac{m}{\kappa}$ из (30), получаем

$$r_B \approx \sqrt{\frac{h \kappa}{c^3}}$$

это r_B как раз совпадает с размерами наших фридмонов, а дефект масс

$$\Delta m \approx \frac{\kappa m^2}{c^2 r_B} \approx \sqrt{\frac{h \epsilon}{\kappa}}$$

оказывается порядка масс обсуждаемых фридмонов.

Классический процесс слияния двух фридмонов, видимо, требует (для шварцшильдовского наблюдателя) бесконечно большого времени. Но основное замедление времени по формулам классической физики должно происходить на стрезде пути порядка гравитационного радиуса, т.е. в нашем случае на длине 10^{-32} см. Понятие траектории на этих длинах теряет смысл из-за квантовых флуктуаций метрики, и весь эффект должен, скорее, носить характер квантового перехода.

^{хх/} При неравных зарядах возникают новые фридмоны.

В обсуждаемых эффектах речь идет о своеобразном проникновении вещества в данную систему из "Außenwelt" а. Эти эффекты, с узкой точки зрения фридмоновского наблюдателя, будут восприниматься как рождение вещества в его мире.

Физик, оперирующий ансамблем фридмонов в „Außenwelt'e", регистрирует строгое выполнение закона сохранения энергии во всех этих эффектах. Обсуждаемые ситуации, если они и возникают, то возникают, видимо, только с помощью неклассических эффектов, нарушающих не только классическое пространственно-временное описание (нарушение, к которому мы уже привыкли в квантовой теории), но и, что ново, само понятие расстояния, саму метрику.

Соседний фридмон, проникший в данный мир, будет естественно развиваться в своем внутреннем пространстве, оставаясь в пространстве поглотившего его фридмона своеобразный вакуолью.

Возникает вопрос – возможна ли такая ситуация, когда фридмон, проникший в данный мир, начнет, допустим, расширяться в пространстве данного мира, вернее, теперь уже в пространстве общей системы.

Такая возможность выглядит более правдоподобной, если оба фридмона находятся в начальной стадии своего развития: обладают малыми не только внешними, но и внутренними размерами – тогда мы имеем, в сущности, более привычный для рассуждения объект квантовой теории. В этом случае переход системы из одного состояния, характеризуемого параметрами, описывающими наличие двух фридмонов, в состояние, в котором возникает один общий фридмон, не выглядит *a-priori* неправдоподобным.

Соседний фридмон, проникший в данный мир, может находиться в любой стадии своего развития: в стадии расширения, в стадии сжатия^{х/}, может находиться в любом сверхплотном состоянии материи с любыми малыми не только внешними, но и внутренними размерами. В том

^{х/} Если эти эффекты вероятны на ранних стадиях развития миров (фридмонов), то в последующие эпохи могла бы сохраниться память об этих событиях (начальные условия) в виде неравнмерного развития отдельных областей мира, своеобразного запаздывания в развитии и т.д./19/.

гипотетическом варианте эффекта, когда проникшая в данный мир извне сверхплотная материя начинает расширяться в общем пространстве системы, фридмоновский наблюдатель будет регистрировать катастрофическое рождение (вернее, локальные истечения) барионов и лептонов. Но этот эффект будет совместим с законом сохранения энергии, если гравитационное взаимодействие вещества "распавшегося" фридмона с окружающей материей всей системы создаст дефект масс, в целом полностью компенсирующий массы возникших частиц.

Если в свободном пространстве (в пустоте) извлечь из фридмона какое-то количество барионов и лептонов, то полная масса оставшейся части объекта увеличивается. Другими словами, такой своеобразный процесс рождения частиц требует затраты энергии. Речь идет, конечно, не об этой возможности, а о переходе двух систем в систему, характеризующуюся новой конфигурацией, о переходе в новое состояние с той же полной энергией, близкой к нулю. Конечно, пока эта возможность представляет собой гипотезу — мы пока многого не знаем, что могло бы облегчить или затруднить возникновение такого эффекта.

Обсуждаемые эффекты могли бы явиться некой базой, например, для интерпретации известных астрономических наблюдений В.А.Амбарцумяна/18,19/ и его точки зрения о возможном (наряду с другими) своеобразном процессе звездообразования из материи, первоначально находившейся в сверхплотном состоянии.

Обсуждаемый вариант "рождения" материи (и его модификации) могли бы представлять интерес и в ряде других космологических проблем/20,21/, если в этом возникнет необходимость. К сожалению, последовательная динамическая теория фридмонов, включающая в себя и эффекты квантовых флуктуаций метрики, представляется делом, видимо, не близкого будущего. Невозможно предвидеть, какие изменения претерпят наши представления при движении от исследования закономерностей, характерных для длин 10^{-15} см, к закономерностям, управляющим явлениями в областях длин 10^{-32} см.

Если вспомнить путь науки от длины 10^{-6} см к длинам 10^{-15} см, то на предстоящем пути к длинам 10^{-32} см могут встречаться многие неожиданности.

IV. ВСЕЛЕННАЯ

В нашем рассмотрении акцентировалась трактовка закрытого мира не как Вселенной с большой буквы, исчерпывающей все содержание существующего: закрытые миры рассматривались нами как специфические физические системы, в которых возможна концентрация в принципе лишь небольшой части существующей материи. Они в принципе могут быть многочисленны и разнообразны по своим физическим параметрам.

Говоря математическим языком, соответствующие модели закрытых систем описываются известными решениями Толмена^{1/}, характеризующими центрально-симметричную систему, состоящую из гравитирующей пыли. В этих решениях выбираются две произвольные функции – распределение плотности вещества и радиальных скоростей – таким образом, что в системе возникает закрытая метрика.

Систему можно закрывать постепенно, добавляя материю к некоторой исходной конфигурации. В работе^{4/} дана численная иллюстрация уменьшения полной массы такой системы при добавлении к ней вещества в области $\chi > \chi_0 = \pi/2$. При дальнейшем добавлении вещества в области $\chi > \pi/2$ до $\chi = \pi$ гравитационный дефект масс возрастает до такой степени, что полная масса рассматриваемой системы в пределе ($\chi = \pi$) обращается в нуль. Горловина стягивается в точку – метрика системы закрывается. Можно мыслить как угодно большое число систем во Вселенной, эволюционирующих указанным выше путем в закрытые^{x/}.

Вероятнее всего, такие системы могли бы образовываться в виде фридмонов, так как даже избыток лишь одного электрона или нуклона делает систему незамкнутой. Образование абсолютно электрически и барионно нейтральных систем кажется исключительно маловероятным событием.

Возникает вопрос, существуют ли фридмоны в окружающем нас мире^{xx/} или наш мир только как целое может оказаться фридмоном? Фрид-

^{x/} В классической физике с чисто геометрической точки зрения изоляция (закрытость) такой фридмановской системы абсолютна. В квантовой теории абсолютная замкнутость таких физических систем не столь очевидна.

^{xx/} Если они при дальнейшем исследовании не отождествятся с обычными элементарными частицами.

моны в нашем мире могли бы быть, по-видимому, только реликтового происхождения^{х/}.

Представление о Вселенной, как о вместилище, в частности и фридмонов, приводит нас к своеобразной вакуольной модели Мира в целом.

Ведь каждый из фридмонов с как угодно малой массой и внешними размерами может представлять собой огромный внутренний мир, в свою очередь, содержащий множество фридмонов. Другими словами, мыслима и такая модель Вселенной с большой буквы, которая представляет собою бесконечную (в обе стороны) последовательность вложенных друг в друга миров.

Вселенная в целом в смысле последовательности может быть ничем не ограничена; она может содержать бесконечное число барионов и лептонов. Но полная масса этих частиц в ограниченной "сверху" последовательности может иметь значение, близкое к нулю, т.е. образовывать снова фридмон.

Другими словами, двигаясь по этой последовательности все "выше" и "выше", т.е. описывая поверхности, включающие все большее и большее число звеньев этой последовательности, мы можем получать повторяющиеся ситуации, когда полная масса ограниченной таким образом системы будет оказываться близкой к нулю.

Гравитационный дефект масс делает в принципе возможным существование такой модели Вселенной в целом.

^{х/} Если фридмоны обладают массами (30), т.е. $m \approx 10^{-5}$ г, то для замкнутости нашего мира ($\rho_0 \approx 10^{-29}$ г/см³) достаточна плотность этих частиц 10^{-24} частиц/см³.

Если подавляющая часть потока этих частиц, падающих на землю, имеет скорости, которые они приобретают в гравитационном поле планеты ($v \approx 10^6$ см/сек), то, обладая большой кинетической энергией ($m_0 v^2 / 2 \approx 10$ эв $\frac{m_0}{m_e} \frac{v^2}{v_0^2}$), частицы эти, будучи однократно заряженными, не в состоянии образовать ионизационных треков, т.к. максимальная энергия, передаваемая электрону при таких столкновениях

$$\Gamma_{\max} \approx 2m_e v^2 < 0,01 \text{ эв}$$

С другой стороны, гравитационные силы, действующие в поле Земли на такие частицы, относительно большие: на межмолекулярных расстояниях (10^{-7} см) эти силы способны производить работу $mgh \approx 10^3$ эв.

Это, видимо, значит, что ни в каком сосуде на поверхности земли эти частицы обнаружить нельзя. Они под действием сил тяжести проваливаются к центру Планеты.

Л и т е р а т у р а

1. Л.Д.Ландау и Е.М.Лифшиц. Теория поля. "Наука", Москва, 1967, стр.434.
2. O.Klein. В книге "Werner Heisenberg und die Physik unserer Zeit". S. 58, Vieweg, Braunschweig, 1961.
3. Я.Б.Зельдович. ЖЭТФ, 43, 1037 (1962).
4. И.Д.Новиков. Вестник МГУ, серия III, №5 (1962).
5. R.Arnowitz, S.Deser and C.Misner. Phys. Rev., 120, 313, 321 (1960); Ann. of Phys., 38, 88 (1965).
6. C.N.Yang and R.L.Mills. Phys. Rev., 96, 191 (1954).
7. T.D.Lee, C.N.Yang. Phys. Rev., 98, 1501 (1955).
8. J.Sakurai. Ann. of Phys., 11, 1 (1960).
9. V.I.Ogievetskij and I.V.Polubarinov. Nuovo Cim., 23, 173 (1962); Ann. of Phys., 25, 358 (1963).
10. И.Д.Новиков. Астрономический журнал, 43, 911 (1966); J.Graves and D.Brill. Phys. Rev., 120, 1507 (1960).
11. T.D.Lee, S.Weinberg, B.Zumino. Phys. Rev., 18, 1029 (1967).
12. M.A.Markov. Nucl. Phys., 55, 130 (1964).
13. L.D.Landau. В книге Niels Bohr and Development of Physics. Pergamon Press, London, 1955, p. 52.
14. М.А.Марков. Труды Международного семинара по теории элементарных частиц, Варна, 6-19 мая, 1968 г. Публикации ОИЯИ, P2-4050, стр. 409, Дубна, 1968.
15. T.Regge. Nuovo Cim., VII, 215 (1958).
16. D.I.Blohinsev. Nuovo Cim., XVI, 382 (1963).
17. М.А.Марков. ЖЭТФ, 51, 878 (1966).
18. В.А.Амбарцумян. Научные труды, т. 2, Ереван, Издательство АН Арм. ССР, 1960. Вопросы космологии, 8, 3 (1962).
19. И.Д.Новиков. Астрономический журнал, 61, 1075 (1964).
20. H.Bondi, T.Gold. M.N.R.A.S. 108, 252 (1943).
21. F.Hoyle. M.N.R.A.S., 108, 372 (1948);
109, 365 (1949).
22. Р.А.Асанов и М.А.Марков. Письма в ЖЭТФ, 5, вып. 11, 417 (1967).

Рукопись поступила в издательский отдел

11 июня 1969 года.