

сти. Число 50 в названии модели указывает в см диаметр анода. Исследования П-50 позволили отработать технику эксперимента при наличии многих разрядных и вспомогательных сильноточных цепей, выбрать оптимальные средства диагностики и, главное, убедиться в возможности управления разрядом в ускорителе.

Исследование Е- и Н-полей в канале разных модификаций П-50, показали, что подбирая условия на входе и в окрестности анода, изменяя параметры разрядов в ВИБ и в основной ступени, можно получить самые различные распределения указанных параметров, в том числе и «расчетные» (ХФТИ, ФИАЭ, ИФ АН БССР). Максимальные выходные параметры плазменного потока были получены в ХФТИ ($I_{1\text{жкв}} \sim 1-2\text{MA}$, $\epsilon_i \sim 1 \text{ кэВ}$, $\tau_{\text{раб}} \approx 50 \text{ мкс}$). Подробнее см. [3].

В настоящее время (январь 1990 года) идет освоение «полноблоковых» моделей типа К-50, в которых можно будет легко управлять работой трансформеров. Есть основание надеяться, что уже к концу этого года на этих моделях будут получены лучшие результаты П-50, что создаст основу для дальнейшего увеличения выходных параметров.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Брушинский К. В., Морозов А. И., Соловьев Л. С.//Вопросы теории плазмы.—М.: Атомиздат, 1974.—Вып. 8. С. 3.
2. Виноградова А. К., Ковров П. Е., Морозов А. И., Шубин А. П.//Физика и применение плазменных ускорителей.—Минск: Наука и техника. 1974.—С. 78.
3. Морозов А. И. и др.//Физ. плазмы. 1990. № 2. С. 3.

53(048)

НАУЧНАЯ СЕССИЯ ОТДЕЛЕНИЯ ОБЩЕЙ ФИЗИКИ И АСТРОНОМИИ АКАДЕМИИ НАУК СССР (28 февраля 1990г.)

28 февраля 1990 г. в Институте физических проблем им. С. И. Вавилова АН СССР состоялась научная сессия Отделения общей физики и астрономии АН СССР. На сессии были заслушаны доклады:

1. Л. Б. Лейнсон, В. Н. Ораевский, В. Б. Семикоз, Я. А. Смородинский. Электродинамика нейтрино в сплошных средах.

2. В. В. Нестеров, А. А. Овчинников, А. М. Черепатук, Е. К. Шеффер. Проблемы космической астрометрии. Проект ЛОМОНОСОВ.

Краткое содержание докладов приводится ниже.

539.123(048)

Л. Б. Лейнсон, В. Н. Ораевский, В. Б. Семикоз, Я. А. Смородинский. Электродинамика нейтрино в сплошных средах. В стандартной модели электрослабых взаимодействий вакуумные электромагнитные характеристики нейтрино: среднеквадратичный электромагнитный радиус $\langle r_v^2 \rangle^{1/2}$ и аномальный магнитный момент $\Delta \mu_{\text{vac}}$ обязаны взаимодействию нейтрино с вакуумом векторных Z -, W -бозонов и лептонов.

Благодаря этим характеристикам нейтрино, как и нейтрон, взаимодействует с фотонами, электронами и т. д. Другими словами, учет радиационных поправок (РП) к слабому взаимодействию, рассчитанных в однопетлевом приближении, позволяет вычислить электромагнитную структуру нейтрино в вакууме.

В работах [1—11] исследовались электромагнитные свойства нейтрино в диспергирующих средах (ДС), которые сильно отличаются от вакуумных.

Поляризация ДС слабыми силами значительно сильнее вакуумной ($\epsilon_{vac} = 1$), которая близка к нулю и при разумных значениях переданных импульсов $|q^2| \ll M_w^2$, где M_w —масса W -бозона, носит характер малых РП. В среде поляризация $|\epsilon_{med} - 1|$ может быть сравнима и даже больше единицы, и этим определяется величина относительно большого дополнительного электромагнитного взаимодействия, сравнимого с известным борновским вкладом.

Благодаря поляризации такой среды слабыми силами (движущимся нейтрино), в окрестности «траектории» нейтрино возникает неоднородность электронной концентрации малого масштаба (порядка радиуса Дебая в плазме r_D), меняющая характер и величину электромагнитного взаимодействия нейтрино с веществом.

Отметим, что большинство авторов, занимающихся обобщением вакуумных электрослабых моделей на случай среды, рассматривают однородную среду или среду с медленно, адиабатически меняющейся плотностью, без учета ее пространственно-временной дисперсии. В этих условиях среда подавляет, например, электродинамическое взаимодействие собственных вакуумных дипольных моментов нейтрино с магнитным полем, никак не влияя при этом на саму величину электродинамических моментов нейтрино.

Наоборот, в случае ДС электромагнитное взаимодействие нейтрино с частицами среды усиливается с ростом плотности вещества и, в отличие от РП в вакууме, значительно меняет величину соответствующего сечения слабого взаимодействия в стандартной модели.

Например, сечение упругого рассеяния безмассового нейтрино на бесспиновом ядре в плазме [11]

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{G_F^2 E^2 (1 + \cos \theta)}{16\pi^2} \left[Z(1 - 4\xi) - N + \frac{(1 + 4\xi) Z}{1 + (kr_D)^2} \right]^2, \quad (1)$$

помимо известного борновского вклада нейтральных токов, зависящего от числа протонов Z и числа нейтронов N в ядре, содержит дополнительное слагаемое, исчезающее в вакууме ($r_D \rightarrow \infty$). Здесь $k = 2E \sin(\theta/2)$ — переданный импульс. Добавочный вклад имеет поляризационное происхождение и при пренебрежении нейтральными токами приводит к формуле Мотта — Резерфорда для рассеяния на экранированном кулоновском центре (Z_e/r) $\exp(-r/r_D)$ нейтрино с «индуцированным электрическим зарядом» [5]

$$e_v^{ind} = \frac{G_F (1 + 4\xi)}{4\pi a \cdot V 2r_D^2} e \quad (\xi = 0,25), \quad (2)$$

где ξ — параметр стандартной модели (из эксперимента $\xi \sim 0,23$); G_F — константа Ферми; $e^2 = \alpha = 137^{-1}$, e — заряд электрона (все в системе $\hbar = c = 1$).

По своему происхождению индуцированный электрический заряд (2) обязан слабому притяжению электронов к нейтрино. Неоднородность электронной концентрации есть заряд (2), компенсируемый зарядом ионов на расстоянии порядка r_D . Противоположный знак амплитуды рассеяния для антинейтрино приводит к отталкиванию электронов, и смене знака (2).

Несмотря на малую величину заряда $e_v^{ind}/e \sim 10^{-16}$ (Солнце, металл), $\sim 10^{-8}$ (коллапсар), влияние добавочного слагаемого на сечение (1) значительно в диапазоне малых энергий нейтрино.

Для энергий $E \sim r_b^{-1}$ (~ кэВ в металле, ~3,5 МэВ при плотности $\rho \sim 10^{12}$ г/см³ в коллапсаре) сечение рассеяния электронных нейтрино на ядрах уменьшается за счет коллективного взаимодействия на порядок величины по сравнению с борновским, не учитывающим поляризацию среды слабыми силами.

Следствием распространения (вслед за нейтрино) продольного возмущения электронной концентрации является поляризационное излучение $v \rightarrow v + \gamma$ продольных плазмонов в изотропной среде [6] движущимся нейтрино. Наличие массы в отличие от распадов гипотетических тяжелых нейтрино в вакууме $v_n \rightarrow v_L + \gamma$ здесь не предполагается.

Наличие псевдовекторных токов, отвечающих несохранению четности в слабых взаимодействиях, приводит к новой аксиальной функции линейного отклика, дополняющей известный поляризационный тензор статистической квантовой электродинамики [9]. Если рассмотреть взаимодействие нейтрино со слабым статическим и однородным внешним магнитным полем, то наличие аксиальной функции отклика приводит к появлению индуцированного магнитного момента нейтрино

$$\mu_v^{\text{ind}} = \frac{e_v^{\text{ind}}}{2m_e} \frac{2}{1 + 4\xi}, \quad (3)$$

где e_v^{ind} — заряд (2), m_e — масса реальных электронов поляризованной среды, которые образуют круговой ток j вокруг спина нейтрино, создавая магнитный момент $\mu_v^{\text{ind}} = (1/2) [\mathbf{r} \mathbf{j}] \int d^3r$ с величиной (3).

В старой V—A-модели Фейнмана — Гелл-Манна (1957), где нет нейтральных токов ($\xi = 0,25$), магнитный момент (3) имеет канонический вид, но без зависимости от массы нейтрино m_v .

В ферромагнетике аналог магнитного момента (3), происходящий от того же псевдовекторного тока электронов, достигает большой величины [12], $\mu_v^{\text{ind}} = -2\sqrt{2}G_F m_e^2 \mu_B / 4\pi\hbar$ порядка $10^{-10} \mu_B$, где μ_B — магнетон Бора. В коллапсаре, в ультратрелиativистском вырожденном электронном газе, μ_v^{ind} (3) также достигает большой величины $\sim 10^{-10} \mu_B$ без привлечения гипотезы правых токов.

В стандартной модели индуцированный магнитный момент не приводит к изменению спиральности нейтрино во внешнем магнитном поле или в рассеянии на заряженных частицах, в отличие от вакуумного магнитного момента.

Однако добавление в слабое взаимодействие малой примеси правых токов приводит в DC к появлению эффективного магнитного момента нейтрино, также пропорционального плотности среды, как и электрический заряд (2) или момент (3), но уже приводящего к изменению спиральности даже при пренебрежении вакуумным магнитным моментом.

Включение правых токов сразу приводит к появлению в однородной среде конечной массы нейтрино, пропорциональной плотности вещества [13]:

$$m_v^{\text{eff}} = \frac{G_F (\epsilon^2 - 1) m_e}{\sqrt{2}} \int (f_0^{(e)} + f_0^{(\bar{e})}) \frac{d^3p}{\epsilon_p}, \quad (4)$$

обладающей нужными трансформационными свойствами и определяющей спектр нейтрино в веществе подобно массе электрона в кристалле; здесь $f_0^{(e, \bar{e})}$ — лоренц-инвариантные равновесные функции распределения электронов и позитронов. Подчеркнем, что в той же модели Пати — Салама со смешиванием левых и правых W -бозонов ($W_L = W_L \cos \xi + W_R \sin \xi$, ξ — угол смешивания) вакуумная масса нейтрино является неопределенной из-за необходимости перенормировки. Несмотря на малость эффективной массы ($m_v^{\text{eff}} \sim 2 \cdot 10^{-3}$ эВ) при плотности $\rho \sim 10^{14}$ г/см³),

принципиально важно появление в среде двух состояний спиральности для безмассового вакуума нейтрино.

В той же модели с правыми токами взаимодействие нейтрино с облаком реальных электронов вокруг иона (в упругом рассеянии нейтрино на ионе в плазме) приводит к более эффективному изменению спиральности нейтрино, чем при учете его взаимодействия с ионом через вакуумный магнитный момент [14].

Последний эффект, рассмотренный для простого случая изотропной ДС, может быть замечен для нейтрино в плотной среде, где дебройлевская длина волны нейтрино $\lambda \sim E^{-1}$ превышает среднее расстояние между частицами среды (коллапсар с $\langle E \rangle \sim 10$ МэВ, $p_{\text{Fe}} \sim 30$ МэВ ($\rho \sim 10^{12}$ г/см³)).

Для таких сред, как Солнце, приближение изотропной среды (магнитное поле $\mathbf{B}_0 = 0$), явно недостаточно, чтобы коллективные эффекты привели к заметному изменению спиральности нейтрино или сечений их взаимодействия с веществом. Здесь, по-видимому, требуется дальнейшее развитие предлагаемого подхода для случая магнитоактивной плазмы Солнца.

Среди других результатов отметим также расчет в стандартной модели (без правых токов) анапольного момента нейтрино Дирака и Майораны в среде. В частности, в ферромагнетике величина индуцированного анапольного момента, зависящего от магнитной проницаемости ($1 - \mu^{-1} \sim 1$), по крайней мере в $\alpha^{-1} = 137$ раз больше ожидаемого вакуумного значения [15].

В той же модели выводились методом Боголюбова релятивистские, кинетические уравнения для заряженных лептонов и нейтрино [16]. Была отмечена важная роль зависящего от заряда (2) вклада самосогласованного поля в уравнении переноса нейтрино.

Все зависимости электромагнитных взаимодействий нейтрино с ДС через индуцированные электрический заряд (2) или магнитный момент (3) носят косвенный характер в том смысле, что непосредственно в наблюдаемые величины (сечения, потери энергии) входят электромагнитные формфакторы нейтрино, зависящие от функций линейного отклика среды на слабое взаимодействие. Нормировки этих формфакторов, т. е. их величины, есть мультипольные электромагнитные моменты нейтрино в среде [17], полезные для качественного понимания взаимодействия нейтрино с ДС, использования известных аналогий для поведения в этих средах обычных заряженных частиц.

Зависящие от параметров среды (плотности, температуры) заряд (2), магнитный момент (3) и т. д. не являются такими же универсальными характеристиками, как, например, заряд электрона, но они правильно отражают физику электромагнитных явлений для нейтрино в ДС, заметно отличную по своим следствиям от результатов взаимодействия вакуумных электромагнитных характеристик нейтрино с электромагнитными полями в той же среде.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Ораевский В. Н., Семикоз В. Б.//ЖЭТФ. 1984. Т. 86. С. 796.
2. *Oraevski V. N., Semikoz V. B.*//*Phys. Lett. Ser. B.* **1984.** V. **139.** P. **90.**
3. Ораевский В. Н., Семикоз В. Б.//ЯФ. 1985. Т. 42. С. 702.
4. Ораевский В. Н., Семикоз В. Б.//*Труды III Всесоюзной школы «Частицы и космология».*—БНО ИЯИ АН СССР, апрель 1985.—С. 145.
5. *Oraevsky V. N., Semikoz V. B.*//*Plasma Astrophysics: Proceedings of Intern. School and Workshop.*—*Sukhumi—Vareppa, May 19—28. 1986.*—P. **324.**
6. Ораевский В. Н., Семикоз В. Б., Смородинский Я. А.//*Письма ЖЭТФ.* **1986.** Т. 43. С. 549.
7. *Oraevsky V. N., Semikoz V. B.*//*Physica. Ser. A.* **1987.** V. **142.** P. **135.**

8. Ораевский В. Н., Плахов А. Ю., Семикоз В. Б., Смородинский Я. А.//ЖЭТФ. 1987. Т. 93. С. 1557. Поправка: ЖЭТФ. 1989. Т. 95. С. 2288.
9. Семикоз В. Б.//ЯФ. Письма в редакцию. 1987. Т. 46. С. 1592.
10. Oraevsky V. N., Ursov V. N.//Phys. Lett. Ser. 1988. V. 209. P. 83.
- [11] Leinson L. B., Oraevsky V. N., Semikoz V. B.//Ibidem. P. 80.
12. Лейнсон Л. Б., Ораевский В. Н.//Письма ЖЭТФ. 1988. Т. 48. С. 58.
13. Oraevsky V. N., Semikoz V. B., Smorodinsky Ya. A.//Phys. Lett. Ser. B. 1989. V. 227. P. 255.
14. Семикоз В. Б.//Письма ЖЭТФ. 1989. Т. 49. С. 254.
15. Семикоз В. Б., Смородинский Я. А.//Ibidem. 1989. Т. 48. С. 361.
16. Semikoz V. B.//Physica. Ser. A. 1987. V. 142. P. 157.
17. Семикоз В. Б., Смородинский Я. А.//ЖЭТФ. 1989. Т. 95. С. 35.

521.9(048)

В. В. Нестеров, А. А. Овчинников, А. М. Черепашук, Е. К. Шеффер. Проблемы космической астрометрии. Проект ЛОМОНОСОВ. Информация, поступающая из наблюдений небесных объектов, содержит их положения (задаваемые направлениями на источник электромагнитного излучения), фотометрические и спектральные характеристики в различных диапазонах излучения. Все эти сведения являются функциями времени: положения меняются вследствие собственных движений и параллаксов звезд, а блеск и цвет их зачастую переменны.

Сбор этих сведений и их исследование есть главнейшая задача астрономии, и именно этим она и занимается со времени своего зарождения, а материалы, собранные астрономами, суммируются в каталогах. Использование каталога с практическими и научными целями всегда является экстраполяцией сведений, заключенных в каталогах. Точность каталогов неизбежно падает с течением времени. То, о чём сегодня говорят, как об имеющем точность несколько десятых долей секунды, через 10—20 лет может оказаться ошибочным на целые секунды.

Более чем вековой опыт классической астрометрии показывает, что достижение с поверхности Земли точности массовых измерений, лучшей чем $0.10''$, является принципиально невозможным. Повышению точности ставят предел локальные флуктуации атмосферы, недостаточная стабильность выбранных направлений, задающих нуль-пункты, а также техническое несовершенство измерительных инструментов, функционирующих при воздействии силы тяжести. Следует подчеркнуть, что увеличение количества наблюдений практически не ведет к повышению точности результата по достижении некоторого предела. Так, хорошо известная Полярная звезда за последние 300 лет наблюдалась тысячи раз, однако координаты ее нам по-прежнему известны с точностью всего лишь несколько сотых долей секунды дуги.

Целью проекта ЛОМОНОСОВ является создание высокоточной координатной системы всего неба, которая оставалась бы в силе в течение достаточного интервала времени (30—50 лет), обеспечивая решение целого ряда прикладных и фундаментальных задач. Эта цель достигается в результате комплексной работы, основой которой является космический эксперимент, т. е. организация наблюдений звезд с телескопом, установленным на борту искусственного спутника Земли.

Программа наблюдений эксперимента ЛОМОНОСОВ включает:

— все звезды до 10.0 звездной величины общим числом около 400 тысяч, обеспечивая наличие около 10 звезд на квадратный градус сферы;

— выбранные более слабые звезды (до 13.0 звездной величины) в количестве около 8 тысяч (это звезды уже отобранные для программы HIPPARCOS Европейского Космического Агентства; они представляют специальный интерес для астрофизики и звездной астрономии);