

УДК 539.123.17

ВЛИЯНИЕ СИЛЬНОГО ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ НА БЕТА-РАСПАД

И. М. Тернов, В. Н. Родионов, О. Ф. Дорофеев

Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, Москва

Строгими методами квантовой теории анализируется влияние внешнего электромагнитного поля на процесс β -распада. Задача рассматривается на основе точных решений уравнения Дирака для частиц во внешних однородном магнитном поле и поле плоской электромагнитной волны циркуляцией поляризации.

Исследуется вероятность, энергетические спектры и угловые распределения электронов и нейтрино в условиях экстремально сильного поля. Изучаются спиновые эффекты, влияние конечной массы нейтрино и аномального магнитного момента нейтрона.

Обсуждается применение полученных результатов к β -процессам при коллапсе массивных звездных ядер. Приведены результаты вычислительных экспериментов на ЭВМ.

The influence of an external electromagnetic field on the process of the β -decay is analysed by means of strict methods of quantum theory. The problem is considered on the basis of analytic solutions of the Dirac equation for particles in an external uniform magnetic field and the field of a plane electromagnetic wave having a circular polarization.

Considered are the probability, the energy spectra and angular distributions of electrons and neutrinos under the conditions of an extremely strong field. Spin effects, the influence of the finite mass of the neutrino and of the anomalous magnetic moment of the neutron are studied.

The application of the obtained results to β -processes in the collapse of massive star nuclei is discussed. Results of numerical computations are presented.

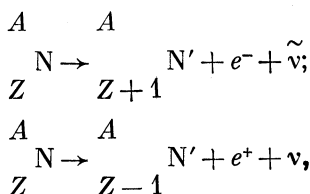
ВВЕДЕНИЕ

Одно из интереснейших явлений физики — β -распад — привлекает к себе внимание теоретиков и экспериментаторов уже более девяноста лет (открытие естественной радиоактивности, Беккерель, 1896 г.; теория β -распада Ферми, 1934 г.) как весьма своеобразная проблема, связывающая физику элементарных частиц и ядерную физику.

Драматические события, сопровождающие изучение сущности этого явления, стимулировали открытие нейтрона, нейтрино, позит-

трона, искусственной радиоактивности, несохранения четности, промежуточных векторных бозонов; создание теории атомного ядра, сценария сверхновых (грандиозного явления взрыва звезд), нейтринной астрономии, теории электрослабых взаимодействий...

Как известно, под β -распадом понимается обусловленный слабым взаимодействием процесс, при котором ядро испускает электрон (позитрон) и антинейтрино (нейтрино):



где A — массовое число, Z — число протонов. Простейшим примером такого процесса может служить β -превращение свободного нейтрона $n \rightarrow p + e^- + \tilde{\nu}$. Разность энергий покоя нейтрона и протона $(m_n - m_p) c^2 = 1,2933$ МэВ при β -превращении покоящегося нейтрона оказывается связанной с энергией покоя электрона $m_e c^2 = 0,5110$ МэВ, энергией покоя антинейтрино $m_{\tilde{\nu}} c^2 \leq 46$ эВ и кинетической энергией протона, электрона и антинейтрино. Кроме того, необходимо, вообще говоря, учитывать кулоновское взаимодействие заряженных продуктов реакции. Высвобождающаяся при β -распаде энергия распределяется между электроном, антинейтрино и протоном (вследствие большой массы покоя протона его кинетическая энергия оказывается весьма малой), поэтому их энергетические спектры являются непрерывными.

Теория Ферми [1] рассматривает β -распад как результат локального четырехфермионного взаимодействия, которое выбирается по аналогии с взаимодействием заряда и электромагнитного поля (его квант-бозон). Переход между нуклонными состояниями сопровождается рождением пары лептонов в строгом соответствии с законами сохранения энергии и импульса. Эта теория явилась основой изучения β -распада и нашла хорошее подтверждение в эксперименте.

Новый этап в изучении β -распада ядер наступил в пятидесятые годы — это было связано с открытием несохранения четности в слабых взаимодействиях.

Предсказание Ли и Янга (1956) [2] о возможном несохранении пространственной четности в слабых взаимодействиях, а также предложение о проведении ряда экспериментов по β -распаду поляризованных ядер открыли новое направление в изучении этого явления: β -распад с ориентированным спином. Как отмечали Ли и Янг, существенную роль в этих экспериментах играет изучение углового распределения электронов, испускаемых поляризованными («закру-

ченными») ядрами: асимметрия в распределении электронов может быть непосредственно связанной с несохранением пространственной четности — нарушением зеркальной симметрии.

Пионерской экспериментальной работой в этом направлении явились опыты, осуществленные Ву с сотр. (1957) [3], в которых изучался β -распад поляризованных ядер ^{60}Co . Исследовалась корреляция между углом вылета образующихся при β -распаде электронов и направлением спина ядра. Опыты наглядно показали, что в угловом распределении наблюдалась полная асимметрия: электроны вылетали преимущественно против направления спина распадающихся ядер. Так было экспериментально доказано новое фундаментальное явление — несохранение пространственной четности в слабых взаимодействиях.

После первых опытов по β -распаду поляризованных ядер во многих лабораториях был проявлен особый интерес к поляризованным мишеням и частицам, как к новым источникам информации о механизме взаимодействия частиц — изучению спиновой зависимости явлений.

В настоящем обзоре мы хотим остановиться на вопросах влияния на β -распад внешнего электромагнитного поля. Надо сказать, что идея воздействия на ход ядерных процессов с помощью электромагнитного поля появилась давно, еще до создания теории Ферми. Так, в частности, еще в двадцатые годы Эйнштейн обсуждал возможность получить индуцированную радиоактивность бомбардировкой вещества световыми квантами [4].

Уже в раннем периоде исследования β -распада пытались влиять на его ход за счет внешних факторов: изменения температуры, давления, химического состава и др. [5]. Эти попытки не привели к положительным результатам по понятной причине, если учесть, что энергия упомянутых внешних воздействий не превышает нескольких электрон-вольт, в то время как характерная энергия, выделяющаяся в ядерном β -распаде, лежит в области $(10^{-3} - 10) m_e c^2$.

Последние годы развития физики характерны открытиями источников сверхсильных полей, статических и переменных во времени. Прежде всего это касается гигантских магнитных полей $\sim (10^{12} - 10^{13})$ Э вблизи обнаруженных в 1967 г. пульсаров — вращающихся нейтронных звезд. Значение напряженности таких полей приближается к критическому (так называемому швингеровскому) полю $H_c = m_e^2 c^3 / (e \hbar) = 4,414 \cdot 10^{13}$ Э. Пульсары представляют собой уникальные лаборатории для исследования вещества в экстремальных условиях, поскольку наряду со сверхсильными электромагнитными полями для них характерны и сверхвысокие плотности вещества: $\sim (10^{13} - 10^{15})$ г·см $^{-3}$.

Заметим, что упомянутые значения напряженности магнитного поля не являются экзотикой — подобные поля возникают даже в лабораторных условиях, например, при нецентральной столкновении тяжелых ионов. Оценим значение напряженности магнитного

поля, возникающего при таком столкновении. С этой целью воспользуемся формулой Био — Савара

$$H(r) = \frac{IR^2}{2c(r^2 + R^2)^{3/2}},$$

в которой $I = (Z_1 + Z_2) ev / (2\pi R)$ — ток ионов, а Z_1 и Z_2 — заряды ионов в единицах заряда электрона и v — относительная скорость; R — радиус петли с током; r — расстояние от оси симметрии до точки измерения. Полагая далее для оценки $Z_1 + Z_2 = 174$, $v = 0,1 c$ и $R = 15$ фм, получаем, что на оси симметрии ($r = 0$) значение $H(0) = 3 \cdot 10^{14}$ Э. Таким образом, экстремально высокие по напряженности магнитные поля могут появляться и в лабораторных условиях, хотя и на короткое время и в микрообъеме. Добавим, что эксперименты с тяжелыми ионами в настоящее время ведутся с целью обнаружения явления спонтанного рождения пар кулоновским полем [6].

Подлинная революция в электронике и оптике, произошедшая в связи с развитием квантовой электроники, открыла невиданные возможности концентрации энергии в пространстве и в заданном частотном интервале. Важно заметить, что напряженность электрического поля световой волны современных лазеров достигает $\sim(10^8 - 10^9)$ В/см, т. е. напряженности внутриатомных полей. Лабораторная техника создания электромагнитных волн большой интенсивности $\sim 10^{17}$ Вт/см² открывает новые возможности и для наблюдения нелинейных эффектов взаимодействия частиц с волной, причем длина волны эксимерных лазеров уже находится в ультрафиолетовой области спектра [7].

В ближайшем будущем предполагается получить интенсивный поток высокоэнергетических (~ 100 ГэВ) фотонов методом обратного комптон-эффекта на ускорителе встречных пучков электронов [8]. При этом лазерный луч направляется на движущийся релятивистский пучок электронов и электроны передают отраженному как от зеркала пучку фотонов свою энергию. Впервые такая схема получения фотонов с энергией 1 ГэВ была реализована в Физическом институте АН СССР имени П. Н. Лебедева [9]. В другом варианте для получения плотного светового сгустка предполагается использовать генерацию когерентного излучения самим релятивистским электронным пучком в открытом ондуляторе (лазер на свободных электронах) [10].

1. ОБЩАЯ ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ. МЕТОД ТОЧНЫХ РЕШЕНИЙ

Ограничиваясь обычным вариантом универсального $V - A$ слабого взаимодействия, в первом порядке теории возмущений амплитуду распада нейтрона можно представить в виде *

$$M = \frac{G}{\sqrt{2}} \{ \bar{\psi}_p \gamma_\mu (1 + \alpha_0 \gamma_5) \psi_n \bar{\psi}_e \gamma^\mu (1 + \gamma_5) \psi_{\bar{\nu}} \}, \quad (1)$$

* В дальнейшем мы выбираем систему единиц, в которой $\hbar = c = 1$.

где $\psi_n, \bar{\psi}_p, \bar{\psi}_e, \psi_{\bar{\nu}}$ — волновые функции соответственно нейтрона, протона, электрона и антинейтрино; α_0 характеризует отношение аксиальной и векторной констант взаимодействия $\alpha_0 = G_A/G_V$, а константа

$$G = e^2/(8M^2 \sin \theta_W) = 1,4149 \cdot 10^{-49} \text{ эрг} \cdot \text{см}^3$$

(без радиационных поправок) связана с массой промежуточного векторного бозона M_W и углом Вайнберга θ_W .

Напомним, что вероятность свободного β -распада имеет вид [1]

$$W^{\text{своб}} = W_0 \Phi_{0\alpha} \quad (2)$$

где

$$W_0 = G^2 (1 + 3\alpha_0^2) m_e^5 / (4\pi^3) \quad (3)$$

— константа, принятая Ферми для нормировки вероятности β -распада в отсутствие поля, а функция Ферми

$$\begin{aligned} \Phi_0 &= 2 \int_1^{\varepsilon_0} d\varepsilon \varepsilon (\varepsilon^2 - 1)^{1/2} (\varepsilon_0 - \varepsilon)^2 = \\ &= (\varepsilon_0/2) \ln [\varepsilon_0 + (\varepsilon_0^2 - 1)^{1/2}] + \frac{1}{30} (\varepsilon_0^2 - 1)^{1/2} (2\varepsilon_0^4 - 9\varepsilon_0^2 - 8) \end{aligned} \quad (4)$$

связана с величиной максимального энерговыведения

$$\varepsilon_0 = [M(Z, N) - M(Z + 1, N - 1)]/m_e. \quad (5)$$

Функция Ферми достаточно сильно зависит от величины ε_0 :

$$\begin{aligned} \text{при } \varepsilon_0 > 1 \quad \Phi_0 &\simeq \varepsilon_0^5/15, \\ \text{при } \varepsilon_0^2 - 1 < 1 \quad \Phi_0 &\simeq 4 (\varepsilon_0^2 - 1)^{7/2}/105. \end{aligned}$$

Если далее ввести функцию

$$F(\varepsilon) = \{\Phi(\varepsilon) [\varepsilon (\varepsilon^2 - 1)^{1/2}]^{-1}\}^{1/2}, \quad (6)$$

где

$$\Phi(\varepsilon) = \varepsilon (\varepsilon^2 - 1)^{1/2} (\varepsilon_1 - \varepsilon)^2,$$

то при этом $F(\varepsilon)$ линейно зависит от энергии электронов при β -распаде (график Кюри).

Поскольку нас интересует рассмотрение процесса β -распада нейтрона в сильном электромагнитном поле, необходимо это поле учесть точно при определении квантовых состояний частиц. Это значит, что волновые функции, характеризующие состояние электрона и протона, должны быть собственными функциями оператора Гамильтона в теории Дирака

$$\{\gamma_\mu (p^\mu - eA_{\text{ext}}^\mu) - m\} \psi = 0. \quad (7)$$

Поэтому весь дальнейший расчет по методу теории возмущений основывается на этих точных решениях уравнения Дирака (см. в [11] представление Фарри).

Впервые метод точных решений был применен в задаче о β -распаде Б. А. Лысовым, Л. И. Коровиной и одним из авторов обзора (И. М. Тернов) в 1965 г. [12], и уже тогда стало ясно, что этот метод открывает широкие возможности выявления особенностей процесса в условиях, когда внешнее магнитное поле может быть выбрано сколь угодно большим, включая значения, превышающие «критическое» *

$$H_c = m_e^2/e = 4,414 \cdot 10^{13} \text{ Э.}$$

Рассмотрим прежде всего электрон, движущийся в постоянном и однородном магнитном поле, направленном по оси z декартовой системы координат. Волновая функция электрона, удовлетворяющая уравнению Дирака (7), может быть представлена в виде (см. [14]):

$$\psi_e = \frac{1}{L} \exp(ik_3z + ik_2y - iKt) \begin{pmatrix} C_1 U_{n-1}(\xi) \\ iC_2 U_n(\xi) \\ C_3 U_{n-1}(\xi) \\ iC_4 U_n(\xi) \end{pmatrix}, \quad (8)$$

где $\gamma = |e|H$; $\xi = x\sqrt{\gamma} + k_2/\sqrt{\gamma}$, а $U_n(\xi)$ — функция Эрмита, связанная с полиномом Эрмита $H_n(\xi)$ соотношением

$$U_n(\xi) = (\gamma/\pi)^{1/4} (2^n n!)^{-1/2} \exp(-\xi^2/2) H_n(\xi). \quad (9)$$

Волновая функция (8) является собственной функцией трех коммутирующих операторов: оператора Гамильтона \hat{H} , оператора проекции импульса на направление поля $\hat{p}_z = -i\hbar\partial/\partial z$ и оператора \hat{x}_0 координаты центра орбиты вращения электронов $\hat{x}_0 = (i/\gamma)\partial/\partial y$. Собственные значения этих операторов определяются соответственно из уравнений

$$\hat{H}\psi = K\psi, \quad \hat{p}_z\psi = k_3\psi, \quad \hat{x}_0\psi = x_0\psi, \quad (10)$$

при этом

$$K = (k_0^2 + k_3^2 + 2\gamma n)^{1/2}, \quad n = 0, 1, 2 \dots;$$

$$k_3 = 2\pi m/L, \quad m = 0, \pm 1, \pm 2 \dots;$$

$$x_0 = -k_2/\gamma, \quad k_0 = m_e$$

(см. также [11]).

* Напряженность магнитного поля становится равной критическому значению, когда квант энергии вращения частицы во внешнем поле оказывается равным ее энергии покоя $\Omega = eH_c/m_e = m_e$. Поскольку внешнее магнитное поле не производит работу, электромагнитный вакуум оказывается устойчивым.

Спиновые коэффициенты C_i имеют вид

$$\left. \begin{aligned} C_1 &= A [(1 + \varepsilon k_0/K)/2]^{1/2}; \\ C_2 &= B [(1 + \varepsilon k_0/K)/2]^{1/2}; \\ C_3 &= \varepsilon (k_3 A - B \sqrt{2\gamma n}) [2K (K + \varepsilon k_0)]^{-1/2}; \\ C_4 &= -\varepsilon (A \sqrt{2\gamma n} + k_3 B) [2K (K + \varepsilon k_0)]^{-1/2} \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

и связаны условием нормировки $\sum_i |C_i|^2 = A^2 + B^2 = 1$, причем значения A и B остаются пока неопределенными. Тем самым необходимо провести разделение решений уравнения Дирака (8) по состояниям поляризации.

Для этих целей можно воспользоваться четырехмерным тензор-оператором поляризации [13]

$$\Pi_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} 0 & \Pi_3 & -\Pi_2 & i\Phi_1 \\ -\Pi_3 & 0 & \Pi_1 & i\Phi_2 \\ \Pi_2 & -\Pi_1 & 0 & i\Phi_3 \\ -i\Phi_1 & -i\Phi_2 & -i\Phi_3 & 0 \end{pmatrix}. \quad (12)$$

Здесь

$$\begin{aligned} \mathbf{\Pi} &= m\boldsymbol{\sigma} + \rho_2 [\boldsymbol{\sigma}\mathbf{P}], & \mathbf{\Phi} &= -\rho_3 [\boldsymbol{\sigma}\mathbf{P}], \\ \mathbf{P} &= \mathbf{p} - eA_{\text{ext}}. \end{aligned} \quad (13)$$

В нерелятивистском пределе смысл $\Pi_{\mu\nu}$ легко установить:

$$\mathbf{\Pi} \rightarrow m\boldsymbol{\sigma}, \quad \mathbf{\Phi} \rightarrow -[\boldsymbol{\sigma}\mathbf{P}],$$

т. е. проекция $\mathbf{\Pi}$ на некоторое направление s соответствует проекция спина на это направление, а проекция $\mathbf{\Phi}$ на направление s соответствует проекция $\boldsymbol{\sigma}$ на направление $[\mathbf{s}\mathbf{P}]$.

Если использовать оператор поляризации, составленный из компонент тензор-оператора (11)

$$\hat{L} = \Pi_3 \cos \eta - \Phi_3 \sin \eta, \quad (14)$$

где произвольный угол направления спина η при $\eta = 0$ соответствует случаю, когда спин ориентирован по полю («поперечная» поляризация), а $\eta = \pi/2$ — по радиусу, то решения (8) должны быть собственными функциями оператора

$$\hat{L}\psi = \zeta\lambda\psi. \quad (15)$$

При $\lambda = (K^2 - k_3^2 - k_0^2 \sin^2 \eta)^{1/2}$ коэффициенты A и B имеют вид

$$\left. \begin{aligned} A &= \zeta [(1 + \zeta q_2)/2]^{1/2} \exp(-i\Delta/2); \\ B &= [(1 - \zeta q_2)/2]^{1/2} \exp(i\Delta/2), \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

причем

$$\left. \begin{aligned} q_2 &= [K(K + k_0) - k_3^2] \cos \eta / [\lambda(K + k_0)]; \\ \operatorname{tg} \Delta &= (K + k_0) \operatorname{tg} \eta / k_3, \end{aligned} \right\} \quad (17)$$

а значения $\xi = \pm 1$ соответствуют проекциям спина по выбранному направлению и против него.

При учете аномального магнитного момента электрона проекция тензор-оператора Π_3 сохраняется во времени [14], а коэффициенты A и B определяются формулами (15), но теперь

$$\left. \begin{aligned} q_2 &= [d(d + k_0) - k_3^2] / [\lambda(d + k_0)]; \\ d &= (k_0^2 + k_3^2 + 2\gamma n)^{1/2}; \quad \lambda = (K^2 - k_3^2)^{1/2}; \\ K &= \{k_3^2 + [(k_0^2 + 2\gamma n)^{1/2} + \zeta \mu H]^2\}^{1/2}; \\ \mu &= \alpha \mu_0 / (2\pi), \quad \alpha = e^2. \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

Отметим, что учет аномальных магнитных моментов частиц при β -распаде во внешнем электромагнитном поле вовсе не представляет собой досужего времяпрепровождения, поскольку, в частности, в поле электромагнитной волны ведущая поправка к вероятности β -распада поляризованного нейтрона определяется как раз его аномальным моментом [15].

Заметим, что квантовые состояния протона определяются зарядово-сопряженными функциями по отношению к (8).

Исходя из вида волновых функций (8) и спектра энергии, можно сделать несколько замечаний относительно особенностей поведения электрона в экстремально сильном магнитном поле $H \rightarrow H_c$. Действительно, в этом случае магнитное поле становится «квантующим», ибо дискретность энергетических уровней в нерелятивистском приближении (слабо возбужденные состояния $n = 1, 2 \dots$) ярко выражена. Полагая, что движение вдоль поля отсутствует, получаем, что

$$E = m_e (1 + 2nH/H_c)^{1/2}. \quad (19)$$

При $H \rightarrow H_c$ спектр энергии электрона становится существенно нелинейным, и только при $H \ll H_c$ мы приходим к обычному выражению для уровней Ландау $E \cong m_e + n\Omega$, $\Omega = eH/m_e$. Заметим также, что энергетические уровни (19) вырождены по спину, причем в «основном состоянии» $n = 0$ спин электрона ориентирован строго против направления магнитного поля. Таким образом, в области экстремально высоких значений напряженности магнитного поля должны наиболее полно проявляться его квантовые свойства.

Второе замечание касается вопроса о локализации частицы. С помощью волновой функции (8) нетрудно найти, что квадрат радиуса орбиты вращения электрона имеет выражение

$$\overline{r^2} = 2(n + 1/2)/\gamma = (2n + 1)(H/H_c) m_e^{-2}. \quad (20)$$

В «основном состоянии» $n = 0$ в случае экстремально сильного поля $H \rightarrow H_c$ электрон оказывается очень сильно локализованным в пространстве: его радиус орбиты вращения имеет порядок комптоновской длины волны $R = m_e^{-1}$. Это является важным обстоятельством, влияющим на структуру фазового пространства в процессе β -распада.

При рассмотрении задачи о β -распаде во внешнем поле электромагнитной волны целесообразно выбрать волновые функции электрона в виде точных решений уравнения Дирака (7), когда вектор-потенциал задан выражением

$$\mathbf{A} = -(E/\omega) \{ \sin \omega \xi_1, -g \cos \omega \xi_1, 0 \}, \quad (21)$$

где $\xi_1 = t - z$, $g = \pm 1$ соответствуют правой и левой круговым поляризациям (волна выбирается циркулярно поляризованной). Тогда для функции ψ в блочной записи мы получим (см. [16, 17]):

$$\psi = N \begin{pmatrix} k_0 + \tau m + (\sigma \mathbf{n}) (\sigma \boldsymbol{\pi}) \\ (k_0 - \tau m) (\sigma \mathbf{n}) + (\sigma \boldsymbol{\pi}) \end{pmatrix} v \exp(-i\tau m_e t + i\mathbf{k}\mathbf{r} - i f(\xi)). \quad (22)$$

В этом выражении $\tau m_e = K - k_3$, k — квантовые числа электрона $\mathbf{k}\mathbf{n} = 0$, $\boldsymbol{\pi} = \mathbf{k} + e\mathbf{A}(\xi)$, $k_0 = m_e$, σ — матрицы Паули, а нормировочный коэффициент

$$N = \sqrt{2} \{ L^3 [k^2 + k_0^2 (1 + \xi^2) + \tau^2 m_e^2] \}^{-1/2}, \quad (23)$$

где $\xi = eE/(m_e \omega_0)$. В этом выражении

$$f(\xi) = (\tau m_e)^{-1} \int (\pi^2 + k_0^2 - \tau^2 m_e^2) d\xi, \quad (24)$$

а v — произвольный спинор, удовлетворяющий уравнению

$$(\sigma \mathbf{l}) v = \zeta v, \quad v^\dagger v = 1, \quad (25)$$

где $\zeta = \pm 1$ соответствует проекции спина на произвольное направление \mathbf{l} , причем $|\mathbf{l}| = 1$.

Заметим, что выбор спинора v в виде (25) приводит к тому, что волновая функция ψ является собственной для оператора

$$\hat{\Sigma} = \gamma^5 \left(1 + i m_e \frac{\hat{\mathbf{n}}}{(n\partial)} \right),$$

который определяет проекции спина электрона на направление распространения электромагнитной волны, характеризуемое вектором \mathbf{n} .

Точные решения уравнения Дирака могут быть применены также в случае комбинации поля электромагнитной волны и однородного магнитного поля, направленного вдоль ее распространения (так называемая конфигурация Редмонда). Более детально с этими функциями и их применением к задаче о β -распаде можно познакомиться в работах [18, 19].

Еще раз подчеркнем, что применение метода точных решений открывает возможность наиболее полного исследования влияния электромагнитного поля на β -распад, включая случай экстремально сильного поля.

2. ВЕРОЯТНОСТЬ β -РАСПАДА В ЭЛЕКТРОМАГНИТНОМ ПОЛЕ

Как мы уже отмечали, вопрос о возможности влияния внешнего электромагнитного поля на β -распад возник давно. Рассматривая общие задачи движения и излучения заряженных частиц во внешнем электромагнитном поле методом «точных решений», мы применили этот метод к задаче о β -распаде нейтрона в сильном однородном и постоянном магнитном поле в 1963 г. В [12] удалось показать, что, поскольку внешнее магнитное поле существенно меняет характер движения заряженных частиц, это обстоятельство должно сказаться на структуре фазового пространства и тем самым оказать влияние на процесс β -распада. Так, в частности, было установлено, что магнитное поле приводит к резонансному характеру спектра электронов при β -распаде. Резонанс имеет место, когда электрон после распада нейтрона захватывается на плоскую орбиту вращения в магнитном поле. Как уже отмечалось, в полях, близких по напряженности критическому H_c , движение частицы оказывается сильно локализованным — электрон движется по окружности «квантового» радиуса $R = m_e^{-1}$.

В случае, когда $H \ll H_c$, вероятность распада неполяризованного нейтрона равна [12]

$$W/W_{\text{своб}} = 1 + Q (H/H_c \epsilon_0^2)^2, \quad (26)$$

где Q — числовой множитель; ϵ_0 — энергovyделение (5), а $W_{\text{своб}}$ — вероятность β -распада в отсутствие поля. Таким образом, вероятность реакции растет квадратично с увеличением поля, однако поправка остается малой.

Исследование спиновых эффектов [20] показало, что для ориентированных по спину нейтронов при $H \ll H_c$ зависимость вероятности β -распада от напряженности магнитного поля проявляется в слагаемых, линейных по напряженности H .

Положение, однако, меняется при переходе к сильному магнитному полю. Численная оценка в [12] показала, что при значении напряженности поля $H = H_c (\epsilon_0^2 - 1)/2$

$$W/W_{\text{своб}} = 5 (\epsilon_0^2 - 1)/(2\epsilon_0^2) \simeq 2,1, \quad (27)$$

т. е. вероятность β -распада возрастает в 2 раза и с дальнейшим ростом напряженности поля растет по линейному закону.

Впоследствии та же идея рассмотрения влияния магнитного поля на β -распад нейтрона была проведена в работах О'Коннела и др. [21] и Фассио-Кануто [22], получивших в 1969 г. результаты, совпадающие с полученными в наших исследованиях.

В 1965 г. А. Д. Газазян [23] предпринял попытку рассмотреть β -распад в поле плоской электромагнитной волны, но сложность полученных им выражений не дала возможности проведения каких-либо оценок. Позже (1974 г.) И. Г. Баранов [24] вернулся к этой задаче и дал оценку изменения вероятности β -распада в поле электромагнитной волны. К сожалению, эта оценка оказалась чрезмерно завышенной, что было признано автором.

В 1976 г. мы совместно с В. Г. Жулего и А. И. Студеникиным исследовали более общую задачу: β -распад нейтрона в сложном электромагнитном поле (конфигурация Редмонда) [19] — постоянное магнитное поле, совмещенное с электромагнитной волной, распространяющейся вдоль этого поля. В предельном случае выключенной волны был вновь подтвержден наш результат [12], а при $H \rightarrow 0$ общие выражения нашли согласие с работами [23, 24], однако нам удалось продвинуться дальше и показать, что в области значений параметра $\xi = eE/(m_e\omega) \gg 1$, где E — напряженность электрического поля волны, ω — ее частота, все поправки к классической вероятности β -распада нейтрона определяются лишь отношением E/Hc :

$$\bar{W}/W_{\text{своб}} = 1 + 0,4 (E/Hc)^2 \quad (28)$$

и поэтому никаких чрезмерных отклонений от вероятности свободного β -распада в действительности нет.

Сравнительно недавно внезапный интерес к рассматриваемому явлению был вызван серией работ Беккера с соавт. [25—27], в которых обсуждался ядерный β -распад трития в поле электромагнитной волны лазерного типа. При этом авторы [25] пришли к выводу о том, что скорость β -распада трития ${}^3_1\text{H} \rightarrow {}^3_2\text{He} + e^- + \tilde{\nu}$ (распад с малым энерговыделением $\varepsilon_0 = 1,036$) может возрасти на четыре порядка. Важность изучения этого явления подчеркивалась близостью схемы его реализации инерционному методу управляемого термоядерного синтеза.

Мы рассмотрим более детально характер влияния электромагнитного поля на процесс β -распада, используя точные решения уравнения Дирака. Пока лишь заметим, что выводы работы [25] не находят подтверждения, хотя их обсуждение привлекло внимание многих авторов [28—34].

3. БЕТА-РАСПАД В ПОСТОЯННОМ И ОДНОРОДНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

В задаче о β -распаде существенным параметром является энерговыделение ε_0 . В общем случае оно достаточно мало по сравнению с энергией покоя нуклонов, поэтому волновые функции нейтрона ψ_n и протона ψ_p можно взять в нерелятивистском приближении, пренебрегая при этом взаимодействием протона и нейтрона с внеш-

ним полем. Электронную волновую функцию ψ_e в магнитном поле мы берем в виде точного решения уравнения Дирака (8) и, наконец, волновую функцию антинейтрино можно взять в виде плоской правополяризованной волны (без учета массы покоя антинейтрино).

Обратимся прежде всего к простейшему варианту так называемого разрешенного β -перехода, для которого формфактор содержит всего два β -момента [35]

$$S_0 = G_V \langle 1 \rangle, \quad S_1 = G_A \langle \sigma \rangle, \quad (29)$$

не зависящих от энергии (G_A и G_V — аксиальная и векторная константы взаимодействия), и пренебрежем влиянием кулоновского поля ядра на образующийся в процессе распада электрон.

В рассматриваемом приближении описание β -распада соответствует переходу нейтрона в протон и с хорошей точностью справедливо, например, для переходов между зеркальными ядрами, такими, как ${}^3\text{H} \rightarrow {}^3\text{He}$, при которых взаимно обмениваются числа протонов и нейтронов. В дальнейшем будем рассматривать переход $n \rightarrow p$, предполагая, однако, что энергия, выделяемая в β -распаде ϵ_0 , — произвольна.

Решая задачу в представлении Фарри, найдем, что матричный элемент, характеризующий амплитуду β -распада (1), оказывается связанным с интегралами типа

$$\int_{-\infty}^{\infty} dx \exp(-ix\kappa_1) U_n(x\sqrt{\gamma} + k_2/\sqrt{\gamma}) U_{n'}(x\sqrt{\gamma} + k_2'/\sqrt{\gamma}) = \\ = \exp\{i[\mu + (n - n')\lambda]\} I_{nn'} \left[\frac{\kappa_1^2 + (k_2 + k_2')^2}{2\gamma} \right], \quad (30)$$

где $I_{nn'}(z)$ — функция Лагерра

$$I_{nn'}(z) = (n!n')^{-1/2} e^{-z/2} z^{(n-n')/2} Q_{n'-n}^{n'}(z). \quad (31)$$

Полная вероятность β -распада нейтрона имеет вид

$$W = \pi \sum M^+ M \delta(k_{0n} - k_{0p} - K - \kappa). \quad (32)$$

Здесь $k_{0p} = M_{0p}$, $k_{0n} = M_{0n}$ связаны с массами покоя протона и нейтрона, а K и κ связаны с энергией электрона и антинейтрино: $E_e = K$, $E_{\bar{\nu}} = \kappa$. Суммирование в формуле (32) следует проводить по спиновым состояниям протона, электрона, а также по κ , k_2 , k_3 и квантовому числу n .

После несложных преобразований (см. [12]) выражение полной вероятности β -распада нейтрона (32) можно привести к виду

$$W = \frac{G^2}{4\pi^3} |eH| \int \sin \vartheta_\nu d\vartheta_\nu \int dk_3 \sum_{n=0}^{[N]} \Phi(\epsilon_0 - K)^2, \quad (33)$$

где

$$\begin{aligned} \Phi = & (1 - \alpha_0)^2 \left[(1 + S_n) \left(1 - \frac{k_3}{K} \right) (1 - \cos \vartheta_\nu) + \right. \\ & \left. + (1 - S_n) \left(1 + \frac{k_3}{K} \right) (1 + \cos \vartheta_\nu) \right] + \\ & + 4\alpha_0^2 \left[(1 + S_n) \left(1 - \frac{k_3}{K} \right) (1 + \cos \vartheta_\nu) + (1 - S_n) \left(1 + \frac{k_3}{K} \right) (1 - \cos \vartheta_\nu) \right] + \\ & + (1 + \alpha_0)^2 \left[(1 - S_n) \left(1 - \frac{k_3}{K} \right) (1 - \cos \vartheta_\nu) + \right. \\ & \left. + (1 + S_n) \left(1 + \frac{k_3}{K} \right) (1 + \cos \vartheta_\nu) \right] - \\ & - \frac{1}{2} \delta_{n,0} \left(1 - \frac{k_3}{K} \right) \{ (1 + S_n) [(1 - \alpha_0^2) (1 - \cos \vartheta_\nu) + 4\alpha_0^2 (1 + \cos \vartheta_\nu)] + \\ & + (1 - S_n) (1 + \alpha_0)^2 (1 - \cos \vartheta_\nu) \}, \end{aligned}$$

где $S_n = \pm 1$ соответствуют проекциям спина нейтрона по направлению магнитного поля и против него, а символом $[N]$ обозначена целая часть числа

$$N = H_c (\varepsilon_0^2 - 1)/(2H). \quad (34)$$

Продолжив преобразование полной вероятности, получим

$$W/W_0 = (H/H_c) \sum_{n=0}^{[N]} \left(1 - \frac{1}{2} \delta_{n,0} \right) \int_{\varepsilon_n}^{\varepsilon_0} d\varepsilon (\varepsilon_0 - \varepsilon)^2 (\varepsilon^2 - \varepsilon_n^2)^{-1/2}, \quad (35)$$

причем $\varepsilon_n = (1 + 2nH/H_c)^{1/2}$.

Как непосредственно следует из (35), наличие магнитного поля приводит к резонансному характеру спектра электронов распада. Резонанс имеет место в случае, если электрон захватывается на квантованную орбиту вращения. Число резонансов в силу соотношения (34) изменяется обратно пропорционально напряженности магнитного поля. В том случае, когда поле достигает значения $H = H_c (\varepsilon_0^2 - 1)/2$, реализуется единственный резонанс (рис. 1). Таким образом, магнитное поле вызывает модификацию непрерывного энергетического спектра электронов при β -распаде.

Перейдем теперь к вопросу о полной вероятности β -распада в магнитном поле. Полную вероятность β -распада покоящегося нейтрона в пренебрежении отдачей протона можно записать в виде

$$W/W_0 = (H/H_c) \sum_{n=0}^{[N]} \left(1 - \frac{1}{2} \delta_{n,0} \right) \varepsilon_n^3 \{ s^3/3 + s - (\varepsilon_0/\varepsilon_n) \ln (s + \varepsilon_0/\varepsilon_n) \}, \quad (36)$$

причем $s = [(\varepsilon_0/\varepsilon_n)^2 - 1]^{1/2}$.

Квантование поперечного импульса электрона в магнитном поле приводит к тому, что основным параметром в выражении (33) является $[N]$, поскольку эта величина по существу определяет число разрешенных уровней при энергывыделении ϵ_0 . Так же как и в других процессах в магнитном поле, когда $N \gg 1$ (заселено много уровней), квантующий характер поля проявляется слабо, а при $N \sim 1$ квантовые эффекты заметно усиливаются.

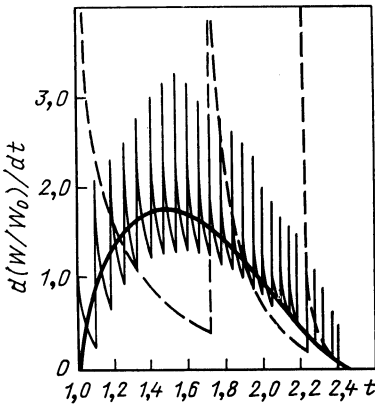


Рис. 1. Спектр энергии электронов при β -распаде нейтрона в магнитном поле с напряженностью $H = 0$ (жирная линия), $H = 0,1 H_c$ (сплошная линия), $H = H_c$ (штриховая линия)

В общем случае анализ выражения полной вероятности β -распада в зависимости от H/H_c показывает, что это довольно сложная функция поля, в которой наряду с монотонно меняющимися есть и осциллирующие вклады, возникающие из-за пороговых особенностей действия магнитного поля. Ограничиваясь членами порядка $(H/H_c)^4$, для полной вероятности неполяризованного нейтрона получается выражение [36]

$$W/(2W_0) = \Phi_0 + (H/H_c)^2 \Phi_1/3 + (2/15\epsilon_0^2) (2H/H_c)^{7/2} \zeta(-5/2, \nu) - (H/H_c)^4 \Phi_2/360, \quad (37)$$

где функции Φ_i имеют вид

$$\Phi_0 = \delta (\epsilon_0^4/30 - 3\epsilon_0^2/20 + 2/15) + (\epsilon_0/4) \ln (\epsilon_0 + \delta); \quad (38)$$

$$\Phi_1 = \epsilon_0 \ln (\epsilon_0 + \delta) - \delta; \quad (39)$$

$$\Phi_2 = [\delta + \delta^{-1}], \quad \delta = (\epsilon_0^2 - 1)^{1/2}; \quad (40)$$

$\zeta(s, v)$ — обобщенная дзета-функция; $v = N - [N]$ — дробная часть величины N . Для функции $\zeta(s, v)$ справедливо разложение [37]

$$\zeta(s, v) = 2(2\pi)^{s-1} \Gamma(s-1) \sum_{n=1}^{\infty} n^{s-1} \sin[2\pi nv + \pi s/2], \quad (41)$$

откуда очевиден осциллирующий характер вклада, пропорционального этой функции. Формула (41) хорошо работает при $N \gg 1$, если же N небольшое, то для расчетов полной вероятности может оказаться более удобным представление (36).

Рассмотрим теперь спиновую структуру β -распада в однородном магнитном поле. Исследование спиновых эффектов установило, что для нейтронов с ориентированным спином зависимость полной вероятности β -распада от магнитного поля появляется в членах, линейных по напряженности магнитного поля. Характерно, что в случае β -распада во внешнем магнитном поле зависимость от поляризации нейтрона сохраняется в выражении полной вероятности процесса. В свободном β -распаде подобная зависимость проявляется только в дифференциальной вероятности углового распределения электронов. Таким образом, проявление эффекта несохранения четности во внешнем поле обладает заметной спецификой [19].

В случае $H \ll H_c$ вероятность β -распада поляризованного нейтрона определяется выражением

$$W(H)/W_0 = \Phi_0 + a(H/H_c) \zeta_n \{ \delta^3/3 + \delta - \epsilon_0 \ln(\epsilon_0 + \delta) \} + \dots, \quad (42)$$

где $\zeta_n = \pm 1$ — проекция спина нейтрона на направление внешнего магнитного поля; $a = 2\alpha_0(\alpha_0 - 1)/(1 + 3\alpha_0^2)$.

Заметим, что линейная по полю поправка к вероятности β -распада открывает возможность экспериментальной проверки влияния магнитного поля на этот процесс [38]. Действительно, с помощью формулы (42) можно получить выражения для временной характеристики β -распада трития и нейтрона:

$$\tau = \tau_0 \begin{cases} 1 + \frac{7}{2} a \zeta_n \left(\frac{H}{H^*} \right), & \epsilon_0 - 1 \ll 1; \\ 1 - 5a \zeta_n \left(\frac{H}{H^*} \right), & \epsilon_0 \gg 1, \end{cases} \quad (43)$$

в которых $H_c = H_c(\epsilon_0^2 - 1)$. Численные оценки, проведенные нами для случая β -распада трития и нейтрона при $\alpha_0 = 1,25$, соответственно дают [38]

$$\tau_1 = \tau_0 (1 + 1,19 \cdot 10^{-13} \zeta_n H), \quad (44)$$

$$\tau_2 = \tau_0 (1 + 1,94 \cdot 10^{-15} \zeta_n H) \quad (45)$$

(Н, Э). Значение для трития свидетельствует о том, что в магнитном поле с напряженностью порядка 10^5 Э эффект влияния хотя и мал,

однако находится на пределе экспериментальных возможностей. В настоящее время заканчивается подготовка эксперимента по измерению массы покоя электронного нейтрино, в котором предполагается использовать атомарный тритий с поляризованными ядрами в магнитном поле с напряженностью 10^5 Э [39]. Это вселяет надежду на возможное наблюдение эффекта влияния магнитного поля на β -распад.

Остановимся на учете конечной массы покоя антинейтрино. Как известно, в последние годы активизировались усилия экспериментаторов в различных странах по определению массы покоя нейтрино. Проведенные недавно эксперименты оценивают значение m_ν в пределах $17 < m_\nu < 40$ эВ [40]. Эти оценки оказались полезными в астрофизических приложениях [41].

Нами была учтена отличная от нуля масса покоя антинейтрино в задаче β -распада нейтрона в однородном и постоянном магнитном поле и получено выражение полной вероятности процесса при $H \ll H_c$ в виде [42]

$$W(H)/W_0 = \Phi_0 - \mu_\nu^2 \delta^3 / 6 + \frac{1}{2} a \zeta_n (H/H_c) \times \\ \times \{ \delta^3 / 3 + \delta - \varepsilon_0 \ln(\varepsilon_0 + \delta) - \mu_\nu^2 \delta / 2 \} - \frac{1}{6} (H/H_c)^2 [\delta - \varepsilon_0 \ln(\varepsilon_0 + \delta)], \quad (46)$$

где $\mu_\nu = m_\nu / m_e$ — масса покоя антинейтрино в единицах массы покоя электрона.

В случае малого энергосделения $\varepsilon_0 - 1 \ll 1$. Отсюда можно получить, что для неполяризованных ядер, при напряженности поля $H = \sqrt{3} H_c m_\nu / m_e$, полевые поправки в точности компенсируют поправки по массе нейтрино в свободном β -распаде.

Для полей $H \sim H_c$ доминирующий вклад в вероятность β -распада будут давать состояния, близкие к основному. Выделяя случай $H \geq (\varepsilon_0^2 - 1) H_c / 2$, для которого единственно возможным состоянием электрона в магнитном поле является основное состояние $n = 0$, получаем

$$W(H)/W_0 = (1 + a \zeta_n) (H/H_c) \times \\ \times \{ \delta^3 / 3 + \delta - \varepsilon_0 \ln(\varepsilon_0 + \delta) - \mu_\nu^2 \delta / 2 \}, \quad (47)$$

откуда следует, что поправки, обусловленные $m_\nu \neq 0$, растут линейно с увеличением напряженности магнитного поля и при этом существенно зависят от ориентации спина ядра $\zeta_n = \pm 1$.

4. БЕТА-РАСПАД НЕЙТРОНА В ПОЛЕ ПЛОСКОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ

Рассмотрим теперь β -распад нейтрона в поле плоской электромагнитной волны циркулярной поляризации и воспользуемся при этом точными решениями уравнения Дирака (22). Из общих сообра-

жений очевидно, что влияние внешнего волнового поля на полную вероятность β -распада может быть описано параметрами *

$$\lambda = \hbar\omega/(m_e c^2), \quad \chi = E/H_c, \quad \xi = \chi/\lambda = eE/(m_e c \omega), \quad (48)$$

где E — напряженность электрического поля плоской электромагнитной волны, а ω — ее частота. Параметр ξ является классической величиной и представляет собой работу электрического поля на расстоянии, равном длине волны, выраженную в единицах энергии покоя электрона.

Для существующих лабораторных лазерных установок параметры λ и χ чрезвычайно малы, однако отношение $\xi = \chi/\lambda$ может достигать значения порядка единицы. При выполнении условий $\lambda \ll 1$, $\chi \ll 1$ (справедливых для современных лазеров) можно ожидать, что влияние внешнего поля существенным образом будет обусловлено зависимостью от параметра ξ .

Параметры (48) можно связать с инвариантами, образованными тензором электромагнитного поля $F^{\mu\nu}$, 4-импульсом заряженной частицы p^μ и волновым вектором k^μ :

$$\chi^2 = -(e^2/p_{\max}^6 (F_{\mu\nu} p^\nu)^2), \quad \lambda = (\mathbf{k}p)/p_{\max}^2. \quad (49)$$

Здесь $p_{\max} = (\varepsilon_0^2 - 1)^{1/2}$ — максимальный импульс в системе покоя нейтрона, приобретаемый электроном при β -распаде в отсутствие поля. Нормировка указанных параметров на величину p_{\max} позволяет судить об эффективности влияния электромагнитного поля на скорость β -распада. Согласно (49) влияние поля увеличивается с уменьшением энерговыделения в реакции β -распада ε_0 , причем изменение конфигурации внешнего поля может приводить к существенному изменению параметров в случае распадов, происходящих с малым энерговыделением ($\varepsilon_0 \sim 1$). Так, если в магнитном поле при этом условии параметр $\chi = H/[H_c (\varepsilon_0^2 - 1)^{1/2}]$, то в поле волны $\chi = E/[H_c (\varepsilon_0^2 - 1)^{3/2}]$ и параметр $\xi = eE/[m_e \omega (\varepsilon_0^2 - 1)^{1/2}]$. Отметим, что эффективное возрастание влияния поля при малом энерговыделении связано с тем, что область формирования распада окатывается порядка дебройлевской длины волны электрона.

Общее выражение вероятности β -распада поляризованного нейтрона в поле плоской циркулярно поляризованной волны можно представить в виде (см. [19])

$$W = \frac{G}{16\pi^4} \int \frac{d^3q}{q_0} \sum_{l=\nu}^{\infty} \int_0^{\infty} \kappa^2 d\kappa \int_0^{\pi} \sin \vartheta_\nu d\vartheta_\nu [S_1 \Phi^{(1)} + S_2 \Phi^{(2)}] \times \\ \times \delta(\varepsilon_0 m_e + \omega l - q_0 - \kappa), \quad (50)$$

где $q_0 = p_0 + \xi^2 m_e / (2\tau)$ — среднее значение энергии электрона во внешнем поле волны; $p_0 = (m_e^2 + p_3^2)^{1/2}$; $\tau = (p_0 - p_3)/m_e$ — параметр, характеризующий интеграл движения электрона в волне.

* В формуле (48) значения констант \hbar и c восстанавливаются.

Входящие в это выражение коэффициенты S_1 и S_2 не зависят от внешнего поля:

$$\left. \begin{aligned} S_1 &= 1 + 3\alpha_0^2 + 2\xi_n \alpha_0 (1 + \alpha_0) \cos \vartheta_v, \\ S_2 &= (1 - \alpha_0^2) \cos \vartheta_v + 2\xi_n \alpha_0 (1 - \alpha_0) \end{aligned} \right\} \quad (51)$$

и определяют угловые распределения частиц β -распада в отсутствие внешней волны. Значение начального индекса суммирования парциальных гармоник вероятности определяется законом сохранения энергии

$$v = (q_0 - \varepsilon_0 m_e) / \omega = (t - \varepsilon_0) / \lambda, \quad t = q_0 / m_e. \quad (52)$$

И наконец, функции $\Phi^{(1)}$ и $\Phi^{(2)}$ оказываются связанными с функциями Бесселя I_l от аргумента z :

$$\begin{aligned} \Phi^{(1,2)} = \pm \left[(b_{1,2} - l\omega) I_l^2 + \xi^2 \frac{m_e}{4\tau} (I_{l+1}^2 + I_{l-1}^2 - 2I_l^2) + \right. \\ \left. + g\omega \left(z - \frac{\xi^2 l}{\tau \lambda z} \right) I_l I_l' \right], \end{aligned} \quad (53)$$

где $b_1 = q_0$; $b_2 = q_3$; I_l' — производная от функции Бесселя по аргументу z , верхний и нижний знаки относятся соответственно к $\Phi^{(1)}$ и $\Phi^{(2)}$.

Заметим, что выражение (50) имеет важное отличие от вероятности β -распада нейтрона в магнитном поле: в закон сохранения энергии входит величина ωl , характеризующая энергию квантов электромагнитной волны, участвующих в реакции. Отсюда следует, что волна представляет собой своеобразный резервуар энергии, откуда электрон может черпать дополнительную энергию к значению, характерному для свободного β -распада. Как мы увидим в дальнейшем, это может привести к сдвигу энергетического спектра электрона в релятивистскую область, а график Кюри не будет обрываться при ε_0 [см. (6) и рис. 2].

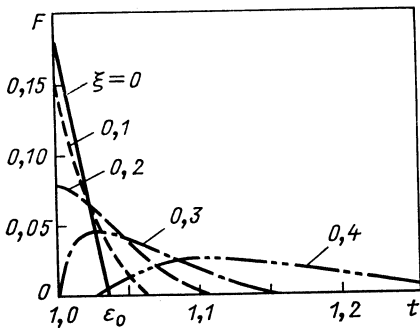


Рис. 2. График Кюри электронов β -распада неполяризованных ядер трития по энергии ($t = q/m$)

Производя в формуле (50) необходимое интегрирование по импульсу антинейтрино с учетом δ -функции, отражающей закон сохранения энергии, выражение вероятности β -распада приведем к виду [43]

$$\begin{aligned} W/W_0 = \int_{t_0}^{\infty} dt (t^2 - 1 - \xi^2)^{1/2} \int_0^{\pi} \sin \vartheta_v d\vartheta_v \sum_{l=v}^{\infty} (t - \varepsilon_0 - \lambda l)^2 \times \\ \times \{ t I_l^2(z) - \mathcal{L}_l + a \xi_n [(t^2 - 1 - \xi^2)^{1/2} \cos \vartheta_v I_l^2(z) - \mathcal{L}_l] \}, \end{aligned} \quad (54)$$

где компоненты импульса p_μ связаны с компонентами среднего импульса электрона в волне соотношением $q_\mu = p_\mu + \xi^2 m k_\mu / (2\tau\omega)$. Здесь k_μ — волновой 4-вектор; I_l — функции Бесселя от аргумента $z = \xi q_\perp / (t\omega)$; $q_\perp = q \sin \vartheta_0$; ϑ_0 — угол вылета электрона со средним импульсом q_μ , отсчитываемым от направления распространения волны, и $a = 2\alpha_0 (\alpha_0 - 1) / (1 + 3\alpha_0^2)$. При этом

$$\mathcal{L}_l = \lambda I_l^2(z) - (\xi^2 / \nu \tau) [I_{l+1}^2(z) + I_{l-1}^2(z) - 2I_l^2(z)] + g\lambda \left(z - \frac{\xi^2 l}{\tau \lambda z} \right) I_l(z) I_l'(z), \quad (55)$$

а $g = \pm 1$ характеризуют циркулярную поляризацию волны ($g = +1$ — правую и $g = -1$ — левую).

Анализ этих общих формул достаточно сложен, и мы не имеем здесь возможности приводить детальные расчеты — техника вычислений подробно изложена в [43—45], однако укажем на основные этапы решений этой задачи.

Одной из трудностей является суммирование билинейных комбинаций функций Бесселя [см. (54)] по индексу, отсчитываемому от фиксированного нижнего предела. Эту операцию можно провести, применяя G -функции Мейера [46]. Так, например,

$$S_0 = \sum_{l=\nu}^{\infty} I_l^2(z) = \frac{1}{2\sqrt{\pi}} G_{24}^{12} \left(z^2 \left| \begin{matrix} 1/2, 1 \\ \nu, 0, 0, 1-\nu \end{matrix} \right. \right). \quad (56)$$

Аналогичным образом можно провести суммирование и во всех других комбинациях функций Бесселя (см. [43—45]). Интегрирование по углу ϑ можно осуществить с помощью замены переменной:

$$\cos \vartheta_0 = \frac{\cos \vartheta + \beta}{1 + \beta \cos \vartheta}, \quad \sin \vartheta_0 = \frac{\sqrt{1 - \beta^2} \sin \vartheta}{1 + \beta \cos \vartheta}, \quad (57)$$

где $\beta = q/q_0$ имеет смысл средней скорости движения электрона в волне (аналог преобразования Лоренца для углов). При этом аргумент бесселевых функций приводится к простому виду $z = z_0 \sin \vartheta$, где

$$z_0 = z_{\max} = \xi (1 + \xi^2)^{-1/2} (t^2 - 1 - \xi^2) / \lambda. \quad (58)$$

Дальнейшее интегрирование по углу ϑ можно провести, разлагая функции Мейера в ряд. Например, для случая S_0 имеем

$$\int_0^\pi \frac{\sin \vartheta d\vartheta}{(1 + \beta \cos \vartheta)^2} S_0 = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \sum_{n=0}^{\infty} \beta^{2n} \Gamma \left(n + \frac{3}{2} \right) G_{24}^{12} \left(z^2 \left| \begin{matrix} 1/2, 1 \\ \nu, 0, -1/2 - n, 1 - \nu \end{matrix} \right. \right) \quad (59)$$

с учетом того, что интеграл

$$\int_0^{\pi} \frac{\sin \vartheta d\vartheta}{(1 + \beta \cos \vartheta)^2} z^{2s+k} =$$

$$= \sqrt{\pi} \frac{\Gamma(s+k/2+1)}{\Gamma(s+k/2+3/2)} z_0^{2s+k} {}_2F_1(1, s/2, s+k/2+3/2, \beta^2) \quad (60)$$

выражается через гипергеометрическую функцию ${}_2F_1$.

Перейдем теперь к обзору основных результатов. Прежде всего остановимся на случае электромагнитной волны со сравнительно малой частотой, т. е. когда параметр $\lambda = \omega/m \ll 1$. В частности, для

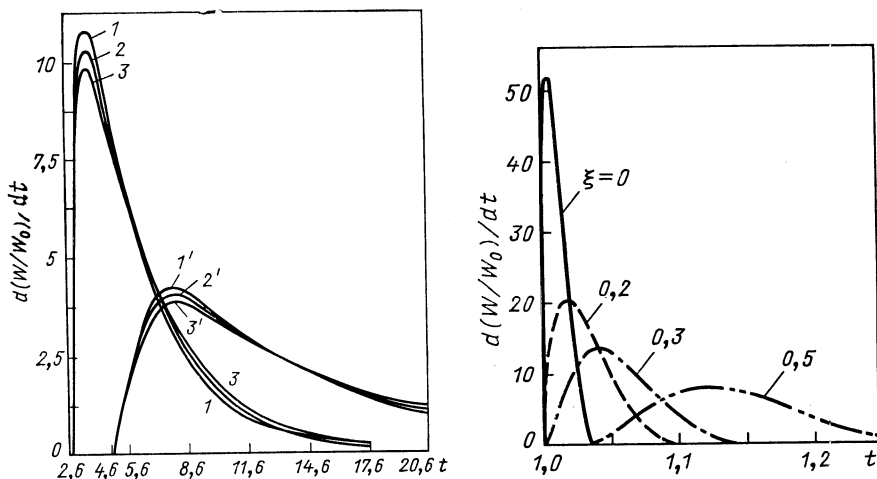


Рис. 3. Спектральное распределение дифференциальной вероятности β -распада поляризованного нейтрона в поле волны с интенсивностью $\xi = 2,4$ (кривые 1—3), $\xi = 4$ (кривые 1'—3'); 1, 1' соответствуют $\zeta_n = -1$, а 3, 3' — $\zeta_n = +1$; 2, 2' — неполяризованному нейтрону.

Рис. 4. Распределение электронов β -распада неполяризованных ядер трития по энергии ($t = q/m$)

лазерного излучения $\lambda \sim 10^{-6}$. Оказывается, что при этом электромагнитная волна вносит изменение в спектр энергии электронов β -распада: дифференциальная вероятность становится зависящей от параметра интенсивности волны ξ . Как видно из представленных графиков (рис. 3, 4), полученных на основе аналитических и численных расчетов, проведенных на ЭВМ [43—45], вместе с ростом параметра ξ спектр электронов, образующихся в процессе β -распада, смещается в релятивистскую область, причем число возможных энергетических состояний электрона увеличивается по сравнению с β -распадом в отсутствие поля.

На приведенных графиках (рис. 3, 4) представлены распределения по энергиям электронов распада для трития и нейтрона в поле электромагнитной волны с различными значениями интенсивности. Параметр $t = q/m$ характеризует среднюю за период энергию электрона. Как мы уже отмечали, электромагнитная волна служит резервуаром энергии для электрона, поэтому спектр энергии не обрывается при ϵ_0 , как это имеет место в свободном распаде. Более того, можно указать, что начиная со значений $\xi = 0,27$ для трития и $\xi = 2,4$ для нейтрона спектр электронов при β -распаде вообще не имеет общих точек со спектром свободного распада. Эта особенность весьма характерна для так называемого индуцированного процесса β -распада [47].

Положение, однако, существенно меняется при переходе к полной вероятности β -распада. Из графиков рис. 3, 4 хорошо видно, что по мере роста параметра интенсивности волны ξ соответствующие кривые отличаются падением остроты пиков, т. е. уменьшением значений спектральной вероятности. Численное интегрирование по спектру на ЭВМ, а также проведенные аналитические расчеты убеждают в том, что площадь под кривыми с различными значениями параметра ξ остается практически постоянной и не зависит от этого параметра. Некоторое изменение полной вероятности β -распада связано с зависимостью от параметра χ , являющегося уже квантовым.

Для полной вероятности β -распада при $\lambda = \omega/[m(\epsilon_0^2 - 1)] \ll 1$ и $E/[H_c(\epsilon_0^2 - 1)^{3/2}] \ll 1$ можно получить выражение

$$W/W_0 = \Phi_0 + [\Phi_1 + \lambda g \Phi_2] (E/H_c)^2, \quad (61)$$

где Φ_0 — известная функция Ферми [см. (4)], а Φ_1 и Φ_2 соответственно равны

$$\Phi_1 = (\epsilon/3) \ln(\epsilon_0 + \delta) (1 - a\zeta_n) - \frac{1}{2} \delta \left(1 + \frac{4}{3} a\zeta_n \right), \quad (62)$$

$$\Phi_2 = \frac{1}{6} (1 - a\zeta_n) \ln(\epsilon_0 + \delta), \quad \delta = (\epsilon_0^2 - 1)^{1/2}.$$

Полная вероятность β -распада, как это следует из (61), (62), зависит от ориентации спина исходного ядра $\zeta_n = \pm 1$ на направление распространения волны. Эта зависимость является отражением несохранения четности в слабых взаимодействиях и существованием выделенного волной направления в пространстве. Зависимость от поляризации волны $g = \pm 1$ выражена слабее.

Суммируя по поляризациям волны, получаем численные оценки, которые следует из (62) при подстановке конкретных значений параметра энерговыделения ϵ_0 в β -распаде:

$$\left. \begin{array}{l} \text{для нейтрона } W/W_0 = 1 + (0,4 - 0,3a\zeta_n) (E/H_c)^2, \\ \text{для трития } W/W_0 = 1 + 10^4 (1,3 - 0,1a\zeta_n) (E/H_c)^2. \end{array} \right\} \quad (63)$$

Как видно из этих результатов, полная вероятность β -распада не зависит от параметра ξ .

Выше отмечалось, что полная вероятность процесса β -распада покоящегося ядра в том случае, когда влияние внешнего поля волны испытывает электрон β -распада, может зависеть от следующего набора параметров:

$$W/W_0 = f \left(\varepsilon_0, E/H_c, \omega/m, \frac{E}{H_c} \left/ \frac{\omega}{m} \right. \right),$$

однако, как было показано, зависимость от параметра ξ , который в рассматриваемой задаче мог бы доминировать, отсутствует. Таким образом, есть все основания ожидать, что в весьма широких пределах увеличение плотности потока энергии в интенсивной электромагнитной волне не скажется на времени периода распада заметным образом, причем, по существу, независимо от энерговыделения ε_0 .

Для известных β -активных ядер и реально существующих полей лазеров возможность наблюдения поправок к вероятности свободного β -распада представляется не слишком оптимистичной, хотя в гипотетическом случае, когда $\varepsilon_0 \rightarrow 1$, напряженность электромагнитного поля, способного оказать заметное воздействие на вероятность β -распада, может быть достаточно малой. Этот вывод следует из результата разложения (61), (62) при малом энерговыделении ($\varepsilon_0 - 1 \ll 1$). После ряда очевидных преобразований получаем

$$W/W_0 = \frac{4}{105} (\varepsilon_0^2 - 1)^{7/2} \left[1 + \frac{35}{8} (E/H_c)^2 (\varepsilon_0^2 - 1)^{-3} \right], \quad (64)$$

откуда следует, что в этом случае параметром разложения действительно является величина E/H_c^* , где $H_c^* = H_c (\varepsilon_0^2 - 1)^{3/2}$.

Рассмотрим далее область высоких частот, когда параметр

$$\lambda = \omega/m \geq \varepsilon_0 - 1.$$

Эту область значений λ можно считать квазиквантовым пределом. В самом деле, при полностью квантовом подходе к описанию внешнего поля его напряженность должна быть квантовым оператором, а не заданной функцией координат и времени. В представленном подходе поле электромагнитной волны рассматривается как классическое, однако в законах сохранения значения индекса l входят вместе с квантом энергии ω . Это и создает основу для квазиквантовой интерпретации рассматриваемых здесь явлений.

Как показывает анализ выражений вероятности β -распада в случае воздействия достаточно мощной электромагнитной волны, существует область значений параметров внешнего поля, для которых вероятность процесса, индуцируемого интенсивной волной, сильно возрастает. Так, в частности, если квант энергии волны окажется достаточным для сохранения энергетического баланса в одноквантовых реакциях, то при

$$\xi (1 + \xi^2)^{-1/2} \ll \lambda [(\varepsilon_0 + \lambda)^2 - \xi^2 - 1]^{-1/2} \quad (65)$$

вероятность β -распада оказывается существенно иной [47]. Физически это обусловлено тем, что с ростом параметра λ вклад индуцированного процесса, вызванного поглощением одного кванта из волны, увеличивается на фоне бесфотонного β -распада с поправками по интенсивности волны за счет утяжеления массы электрона в волне, а также индуцированного испускания в волну кванта, тождественного с квантами волны, наряду с обычными продуктами β -распада.

При $\lambda \gg |\epsilon_0| > 1$ вероятность β -распада в этом квазиквантовом пределе может полностью определяться параметрами внешнего поля электромагнитной волны

$$W/W_0 = \frac{1}{30} \xi^2 \lambda^3 \ln \lambda. \tag{66}$$

Заметим, что в этом пределе может достаточно эффективно протекать и процесс, который запрещен законом сохранения энергии в отсутствие поля, т. е. при $\epsilon_0 < 1$.

Появление существенной частотной зависимости полной вероятности β -распада в области больших энергий квантов волны можно трактовать как своеобразный фотоэффект в ядерном β -распаде [47]. Для характеристики процесса индуцированного ядерного β -распада кроме вероятности и времени распада можно также ввести полное сечение, которое при $\lambda \gg \epsilon_0$ записывается в виде

$$\sigma = \frac{G^2 m^4}{30 \pi^2 \alpha} r_0^2 \lambda^2 \left\{ (1 - a \zeta_n) \left[\left(1 + \frac{5}{2} (1 - g) \right) \ln 2\lambda - g \frac{95}{24} (1 - g) - 137/60 \right] + 1/2 \right\}, \tag{67}$$

где $r_0 = e^2/m$; $\alpha = e^2 = 1/137$; ζ_n — проекция спина ядра по отношению к направлению распространения волны.

Весьма показательно, что приведенное сечение не зависит от параметра интенсивности волны. Выражение (67) наглядно демонстрирует, что в случае, когда велика роль квантовых эффектов ($\lambda \gg \epsilon_0$), ход процесса β -распада заметно модифицируется по сравнению с β -распадом в отсутствие поля или низкочастотным пределом воздействия интенсивной электромагнитной волны*.

Большое значение в квазиквантовом пределе приобретают поляризационные эффекты, имеющие непосредственное отношение к проявлению эффекта несохранения четности в слабых взаимодействиях при воздействии внешнего электромагнитного поля (см. рис. 4).

Как следует из (67), в логарифмическом приближении сечения индуцированного ядерного β -распада, производимого фотонами различной спиральности, относятся как один к шести. Более слабой является зависимость от направления ориентации спина ядра по отношению к направлению распространения волны (см. также рис. 4).

* Следует отметить, что верхний предел на параметр $\lambda = \omega/m$ накладывается как следствие рассматриваемого нерелятивистского предела по энергии ядра в начальном и конечном состояниях, а также унитарного предела.

Отметим, что наиболее подходящим источником излучения для проверки изложенных здесь результатов теории, существующих в настоящее время, могут служить «фотонные фабрики» на базе крупных ускорителей и накопителей заряженных частиц.

Таким образом, рассмотренная задача о β -распаде в поле электромагнитной волны позволяет установить область значений параметров ξ и λ , при которых воздействие волны на ядерный β -распад весьма существенно и можно ожидать, что при подходящих комбинациях этих параметров явление индуцированного β -распада (β -распадный фотоэффект) окажется доступным для экспериментального исследования в ближайшее время.

5. УГЛОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ И ПОЛЯРИЗАЦИЯ ЭЛЕКТРОНОВ β -РАСПАДА НЕЙТРОНА В ПОЛЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ

Интересные результаты дает исследование границ углового распределения и границ спектра в энергетическом (ε) и квазиэнергетическом ($\kappa\varepsilon$) описаниях [48, 49]. Границы углового распределения электронов крайне чувствительны к параметру волны ξ . Можно отметить, что при переходе границы $\xi = \tilde{\xi}$

$$\tilde{\xi}(\varepsilon) = (2(\varepsilon_0 - 1))^{1/2}, \quad \tilde{\xi}(\kappa\varepsilon) = (\varepsilon_0^2 - 1)^{1/2} \quad (68)$$

начинает обозначаться прожекторный эффект: если при $\xi < \tilde{\xi}$ электроны вылетали по всем направлениям, то при $\xi > \tilde{\xi}$ можно указать границы угловой области вылета электронов $[\vartheta_1, \vartheta_2]$, причем при $\xi \gg 1$ получается следующая картина углового распределения:

1) при $\vartheta = 0$ функция углового распределения имеет нулевое значение, т. е. вдоль направления распространения волны электроны не вылетают;

2) наблюдаемый максимум функции лежит в области $[\vartheta_1, \vartheta_2]$, и с ростом параметра ξ сдвигается в направлении волны;

3) с ростом параметра ξ область $[\vartheta_1, \vartheta_2]$ становится все более узкой ($\sim 1/\xi$):

$$\frac{1}{2} \vartheta_{1,2}(\varepsilon) \sim \vartheta_{1,2}(\kappa\varepsilon) \sim [\varepsilon_0 \mp (\varepsilon_0^2 - 1)^{1/2}] / \xi, \quad \xi \gg 1.$$

Таким образом, при $\xi \gg 1$ границы углового распределения в энергетическом описании в 2 раза шире, а границы спектра, как показано в работе [50], в 2 раза уже по сравнению с квазиэнергетическим описанием. Следует отметить, что степень поляризации и угловые размеры электронного пучка увеличиваются с ростом энерговыделения.

Для выяснения особенностей физической картины β -распада нейтрона в поле электромагнитной волны полезно провести сравнение с описанием β -распада движущегося нейтрона (при сравнении с ре-

зультатами работы [51] следует учесть, что состояния поляризации частиц описываются там иным образом). Спектрально-угловое распределение электрона в этом случае может быть элементарно получено из соответствующего выражения в поле волны при $\xi = 0$ после лоренцева преобразования.

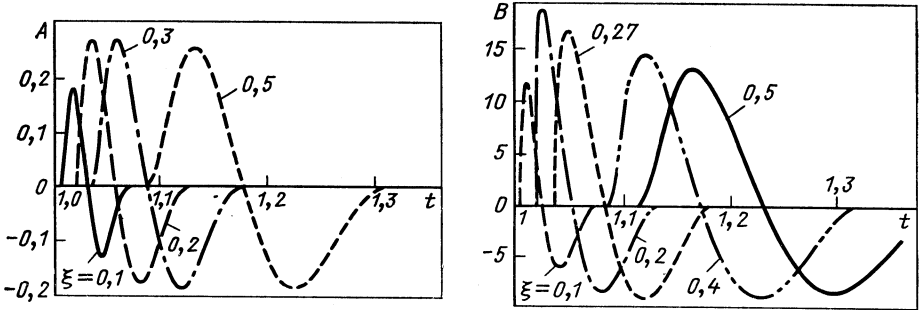


Рис. 5. Разностный квазиэнергетический спектр электронов β -распада поляризованных ядер трития при различных значениях ξ . Величина

$$A = \frac{1}{2a} \{ d(W/W_0)/dt |_{\zeta_n=-1} - d(W/W_0)/dt |_{\zeta_n=+1} \}$$

Рис. 6. Влияние поляризации внешней волны на квазиэнергетический спектр электронов β -распада ядер трития при различных значениях ξ ,

$$B = \frac{1}{2\lambda} \{ d(W/W_0)/dt |_{g=+1} - d(W/W_0)/dt |_{g=-1} \}$$

В этой задаче также можно провести исследование границ спектрального распределения. Если ввести параметр

$$\xi^{\text{эф}} = \{ 2 [(1 - \beta_n^2)^{-1/2} - 1] \}^{1/2},$$

где β_n — скорость нейтрона, то выражения границ спектра будут такие же, как и в волне при описании через энергию, хотя вид спектра несколько отличается. Необходимо отметить, что при $\beta_n = 0$ спектр электронов зависит от ориентации спина нейтрона.

Угловое распределение электронов β -распада движущегося нейтрона приведено на рис. 7, 8.

Сравнение рис. 5—8 позволяет уяснить различия в угловом распределении электронов β -распада движущегося нейтрона и нейтрона в волне. Во-первых, если $\xi^{\text{эф}} > \tilde{\xi}^{\text{эф}}$, в случае распада движущегося нейтрона возможен вылет электронов в направлении движения, причем для $\zeta = -1$ при $\phi_0 = 0$ находится максимум углового распределения. Во-вторых, в этом случае электронный пучок значительно уже. Действительно, границы углового распределения при

$$\beta_n > \beta_{n0} = (\epsilon_0^2 - 1)^{1/2} / \epsilon_0,$$

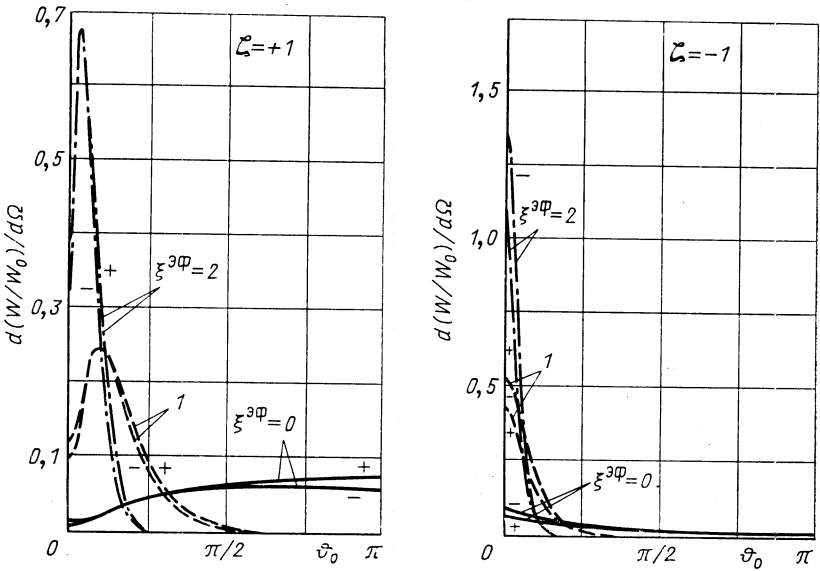


Рис. 7. Угловое распределение электронов β -распада поляризованного нейтрона, движущегося с различными скоростями (кривые, отмеченные «+» и «-», соответствуют $\zeta_n = \pm 1$)

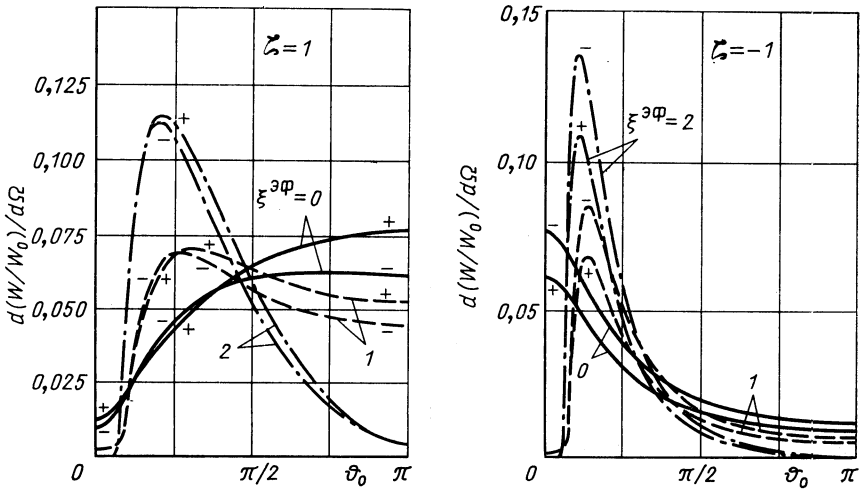


Рис. 8. Угловое распределение электронов β -распада поляризованного нейтрона в поле электромагнитной волны при различных значениях параметра интенсивности ξ (кривые, отмеченные «+» и «-», соответствуют $\zeta_n = \pm 1$)

что соответствует условию $\xi^{\text{эф}} > \tilde{\xi}^{\text{эф}}$, определяются как

$$\vartheta_1 = 0, \quad \vartheta_2 = \arcsin [(1 - \beta_n^2)^{1/2} (\epsilon_0^2 - 1)^{1/2} \beta_n],$$

когда $\xi^{\text{эф}} \gg 1$, $\vartheta_2 \sim 2 (\epsilon_0^2 - 1)^{1/2} / (\xi^{\text{эф}})^2$.

Таким образом, картину спектрально-углового распределения электронов β -распада нейтрона в волне нельзя объяснить лишь дрейфом электронов в поле электромагнитной волны.

6. РОЛЬ МАССЫ ПОКОЯ АНТИНЕЙТРИНО ПРИ β -РАСПАДЕ НЕЙТРОНА В ПОЛЕ ИНТЕНСИВНОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ

Учет отличной от нуля массы покоя антинейтрино в описании β -распада, индуцированного электромагнитной волной, был проведен в [28, 42, 52]. В главном порядке разложения по параметру $\lambda = \omega/m_e \ll m_\nu/m_e$ получается выражение для вероятности

$$W/W_0 = \frac{\xi^2}{2} \left\{ \int_{\tilde{t}_1}^{\tilde{t}_2} dt \int_{t(1-p\beta)}^{\epsilon_0 - \mu} dy \Phi_0(t, y) + \int_{t_0}^{\tilde{t}_1} dt \int_{t(1-p\beta)}^{t(1+p\beta)} dy \Phi_0(t, y) \right\}, \quad (69)$$

где

$$\begin{aligned} \Phi_0(t, y) &= ty (\epsilon_0 - y) [(\epsilon_0 - y)^2 - \mu^2]^{1/2} [\xi^2 + (y - t)^2]^{3/2}; \\ t &= q_0/m_e; \mu = m_\nu/m_e; p = \xi/t_0; t_0 = (1 + \xi^2)^{1/2}; \\ &\beta = (1 - t_0^2/t^2)^{1/2}. \end{aligned}$$

Пределы интегрирования в спектральном распределении (69) имеют вид

$$\tilde{t}_{2,1} = t_0^2 \{(\epsilon_0 - \mu) \pm p [(\epsilon_0 - \mu)^2 - 1]^{1/2}\}.$$

Поскольку значение μ мало, то при $2\epsilon_0\mu (\epsilon_0^2 - 1)^{-1} \ll 1$ и $\xi \gg 1$ для характерного изменения спектра за счет $\mu \neq 0$ получим

$$\Delta t_{2,1} = \mp \mu \xi^2 [\epsilon_0 \pm (\epsilon_0^2 - \mu)^{1/2}] (\epsilon_0^2 - 1)^{-1/2}.$$

С ростом интенсивности электромагнитной волны изменения границ спектра, связанные с отличием от нуля массы покоя нейтрино, увеличиваются пропорционально ξ^2 . Отметим, что изменению подвергаются как верхняя, так и нижняя границы спектра, причем наиболее заметными изменения границ становятся при малом энерговыделении.

Полная вероятность в этом приближении не зависит от параметра ξ и равна

$$\begin{aligned} W/W_0 &= \Phi_0 - \mu^2 \delta^3 / 6 - \frac{1}{8} \mu^4 \{ (2\delta + \delta^{-1}) \ln (\mu / 4\delta^2) + \\ &\quad + 2\epsilon_0 \ln (\epsilon_0 + \delta) + \delta / 2 - 3 / 4\delta \}, \end{aligned} \quad (70)$$

где Φ_0 — функция Ферми, а $\delta = (\epsilon_0^2 - 1)^{1/2}$. Как видно, максимальные поправки к полной вероятности квадратичны по μ . Следующие члены разложения по параметру λ вносят свой вклад и в полную вероятность. Первая полевая поправка пропорциональна квадрату амплитуды поля [53].

Ограничение на параметр интенсивности ξ сверху отсутствует лишь в случае свободного нейтрона. Для ядер при значении параметра $\xi \sim (mR_0)^{-1} \sim 10^2$ (R_0 — радиус ядра) может оказаться важным учет влияния электромагнитной волны на ядерные матричные элементы. В отличие от этого мы рассматривали влияние электромагнитной волны только на фазовый объем лептонов.

7. ВЛИЯНИЕ АНОМАЛЬНОГО МАГНИТНОГО МОМЕНТА НЕЙТРОНА НА β -РАСПАД В ПОЛЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ

Как было показано выше, в полях с интенсивностью, достижимой с помощью современных лазеров, действительно существенно изменяются спектральные и угловые характеристики электронов распада. Однако изменение полной вероятности распада определяется квантовыми полевыми параметрами E/H_c , $\lambda = \omega/m_e$, значения которых для реальных полей лазера не превышают 10^{-6} . Эти результаты, по существу, являются следствием того факта, что данное световое поле может оказать заметное влияние лишь на частицы, образующиеся в результате распада. При этом исходное состояние ядра практически не подвержено его воздействию.

В продолжение этих исследований было рассмотрено влияние аномального магнитного момента нейтрона на вероятность β -распада, т. е. было учтено воздействие внешнего электромагнитного поля на начальное состояние нейтральной распадающейся частицы [15].

Предсказать эффективность воздействия электромагнитной волны на начальное состояние распадающегося нейтрона довольно трудно, поскольку значения аномальных магнитных моментов нуклонов и электрона одного порядка. Использование же в расчете релятивистских волновых функций для всех частиц, участвующих в реакции, с учетом их аномальных магнитных моментов приводит к слишком громоздким выражениям.

Однако если учитывать ориентацию спина только начальной частицы, то для последовательного описания процесса достаточно выбрать волновую функцию нейтрона в виде точного решения уравнения Дирака в поле электромагнитной волны для частицы с аномальным магнитным моментом, а в остальном схему расчета оставить без изменений.

Полная вероятность β -распада поляризованного нейтрона с учетом его аномального магнитного момента в поле электромагнитной волны с точностью до членов порядка λ имеет вид

$$W/W_0 \cong \Phi_0 - \zeta_n g \lambda q (1 + q^2)^{-1/2} (a \xi \Phi_1 + q \Phi_2), \quad (71)$$

где Φ_0 — функция Ферми [см. (4)]:

$$\begin{aligned} \Phi_1 &= \delta^3/3 + \delta - \varepsilon_0 \ln(\varepsilon_0 + \delta); \\ \Phi_2 &= \frac{1}{2} \left[\frac{1}{2} \ln(\varepsilon_0 + \delta) + \varepsilon_0 (\delta^3/3 - \delta/2) \right]; \\ q &= 2E\mu_n/\omega = \xi\mu_n/\mu_B, \end{aligned}$$

а μ_n — аномальный магнитный момент нейтрона и μ_B — магнетон Бора. Заметим, что наблюдается четкая корреляция между знаком проекции спина нейтрона и направлением поляризации волны, характерная для процессов с участием частиц, обладающих аномальным магнитным моментом.

Слагаемое в формуле (71), пропорциональное q^2 , примерно в 10^3 раз меньше, чем слагаемое, пропорциональное q , но оно обладает той особенностью, что в нем отсутствует зависимость от параметра a . Следовательно, это слагаемое будет давать вклад в асимметрию процесса даже при $G_A = G_V$. Именно поэтому такой член оставлен в формуле (71), хотя при учете аномальных магнитных моментов всех частиц, а также учете отдачи протона должны возникнуть члены того же порядка.

В условиях высокой интенсивности поля излучения рассмотренная задача может оказаться важной моделью для оценок хода β -процессов в определенных стадиях коллапса массивных звездных ядер. В этой связи представляется полезным исследование релятивистских эффектов.

8. ПРЕИМУЩЕСТВЕННАЯ ОРИЕНТАЦИЯ ЯДЕР, ВОЗНИКАЮЩАЯ В ПРОЦЕССЕ β -РАСПАДА В ПОСТОЯННОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Вернемся к общему выражению вероятности β -распада в магнитном поле [см. (33)]. После интегрирования по всем переменным, кроме энергетической, и суммирования по поляризациям электрона можно получить выражение вероятности β -распада в виде [54]

$$\begin{aligned} W/W_0 &= \frac{2H}{H_c(1+3\alpha_0^2)} \left\{ \left[\frac{1+\zeta_n\zeta_p}{2} + \frac{2\alpha_0^2}{1+\alpha_0^2} \frac{1-\zeta_n\zeta_p}{2} \right] \times \right. \\ &\times \left[\sum_{n=1}^{[N]} f(n) + \frac{1}{2} f(0) \right] + \zeta_n f(0) \frac{\alpha_0}{1+\alpha_0^2} \left[\frac{1+\zeta_n\zeta_p}{2} - \alpha_0 \frac{1-\zeta_n\zeta_p}{2} \right] \left. \right\}, \quad (72) \end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned} f(n) &= \int_{\varepsilon_n}^{\varepsilon_0} d\varepsilon \varepsilon (\varepsilon_0 - \varepsilon)^2 (\varepsilon^2 - \varepsilon_n^2)^{-1/2}; \\ \varepsilon &= p_0/m, \quad p_0 = [m^2 + p_3^2 + 2n(H/H_c)m^2]^{1/2}, \end{aligned}$$

где $[N]$ определено в (33); $\zeta_p = \pm 1$ и $\zeta_n = \pm 1$ — проекции спинов конечного и исходного ядер ($n \rightarrow p$) на направление магнитного поля.

В наиболее интересном с точки зрения возможных экспериментов случае малого энерговыделения ($\varepsilon_0 - 1 \ll 1$) из выражения (72) с точностью до членов, квадратичных по значению напряженности магнитного поля H , имеем

$$W/W_0 = [4(\varepsilon_0^2 - 1)^{7/2}/105] \left\{ \frac{1 + \zeta_n \zeta_p}{2} \left[1 + \zeta_n \frac{7\alpha_0}{1 + \alpha_0^2} \chi + \frac{35}{12} \chi^2 \right] + \right. \\ \left. + \frac{1 - \zeta_n \zeta_p}{2} \frac{2\alpha_0}{1 + \alpha_0^2} \left[1 - \zeta_n \frac{7}{2} \chi + \frac{35}{12} \chi^2 \right] \right\}; \quad (73) \\ \chi = H/[H_c(\varepsilon_0^2 - 1)].$$

Из формулы (73) видно, что в магнитном поле появляется заметная асимметрия, как отмечалось ранее.

Рассмотрим далее систему частиц, начальное состояние которой обладает двумя возможными значениями проекций спина ядра на направление магнитного поля. Обозначим $n_{\uparrow}^{(i)}$ и $n_{\downarrow}^{(i)}$ соответственно числа частиц со спином по направлению магнитного поля и против него, причем в начальный момент $n_{\uparrow}^{(1)}(0)$, $n_{\downarrow}^{(1)}(0)$. Частицы системы $n^{(1)}$ могут распадаться, в результате чего они будут переходить в частицы системы $n^{(2)}$, у которых могут быть также только две проекции спина на направление магнитного поля.

Введем обозначения вероятностей переходов

$$n_{\uparrow}^{(1)} \begin{array}{|c} \hline W_{11} \\ \hline \text{---} \\ \hline W_{12} \\ \hline \end{array} \begin{array}{|c} n_{\uparrow}^{(2)} \\ \hline \\ \hline n_{\downarrow}^{(2)} \\ \hline \end{array}, \quad n_{\downarrow}^{(1)} \begin{array}{|c} \hline W_{22} \\ \hline \text{---} \\ \hline W_{21} \\ \hline \end{array} \begin{array}{|c} n_{\downarrow}^{(2)} \\ \hline \\ \hline n_{\uparrow}^{(2)} \\ \hline \end{array},$$

тогда

$$\left. \begin{array}{l} n_{\uparrow}^{(1)}(t) = n_{\uparrow}^{(1)}(t=0) \exp[-(W_{11} + W_{12})t]; \\ n_{\downarrow}^{(1)}(t) = n_{\downarrow}^{(1)}(t=0) \exp[-(W_{22} + W_{21})t]. \end{array} \right\} \quad (74)$$

Для определения изменений со временем числа частиц в конечном состоянии составим кинетические уравнения *

$$\left. \begin{array}{l} \frac{dn_{\uparrow}^{(2)}}{dt} = n_{\uparrow}^{(1)}W_{11} + n_{\downarrow}^{(1)}W_{21}; \\ \frac{dn_{\downarrow}^{(2)}}{dt} = n_{\downarrow}^{(1)}W_{12} + n_{\uparrow}^{(1)}W_{22}; \end{array} \right\} \quad (75)$$

* Подобный подход был применен А. А. Соколовым и одним из авторов [55, 56] при исследовании эффекта самополяризации электронов при их движении в однородном магнитном поле.

решения которых удовлетворяют естественному условию

$$n_{\uparrow}^{(1)}(t) + n_{\downarrow}^{(1)}(t) + n_{\uparrow}^{(2)}(t) + n_{\downarrow}^{(2)}(t) = n.$$

Если в начальном состоянии система не поляризована и

$$n_{\uparrow}^{(1)}(0) = n_{\downarrow}^{(1)}(0) = n/2,$$

то при $t \rightarrow \infty$ ($t \gg \tau = 1/W_0$) получим

$$\left. \begin{matrix} n_{\uparrow}^{(2)} \\ n_{\downarrow}^{(2)} \end{matrix} \right|_{t \rightarrow \infty} = \frac{n}{2} \left\{ 1 \pm \left(\frac{W_{21}}{W_{21} + W_{22}} - \frac{W_{12}}{W_{11} + W_{22}} \right) \right\}. \quad (76)$$

В достаточно слабом магнитном поле $H \ll H_c$ ($\epsilon_0^2 - 1$)/2 и при малом энерговыделении парциальные вероятности переходов равны:

$$\left. \begin{matrix} W_{11} = 1 + \alpha_0^2 + 7\alpha_0\chi; & W_{12} = 2\alpha_0^2(1 - 7\chi/2); \\ W_{22} = 1 + \alpha_0^2 - 7\alpha_0\chi; & W_{21} = 2\alpha_0^2(1 + 7\chi/2), \end{matrix} \right\} \quad (77)$$

поэтому для чисел поляризованных дочерних ядер получаются выражения

$$\left(\begin{matrix} n_{\uparrow}^{(2)} \\ n_{\downarrow}^{(2)} \end{matrix} \right) = \frac{n}{2} \left\{ 1 \pm \frac{14\alpha_0^2(1 + \alpha_0^2)^2}{(1 + 3\alpha_0^2)^2} \chi \right\} \quad (78)$$

и степень поляризации имеет вид

$$\frac{n_{\uparrow}^{(2)} - n_{\downarrow}^{(2)}}{n_{\uparrow}^{(2)} + n_{\downarrow}^{(2)}} = \frac{14\alpha_0^2(1 + \alpha_0^2)^2}{(1 + 3\alpha_0^2)^2}. \quad (79)$$

При большом энерговыделении $\epsilon_0 \gg 1$, но в случае, когда имеем $H \ll H_c \epsilon_0^2$, парциальные вероятности

$$\left. \begin{matrix} W_{11} = 1 + \alpha_0^2 + 10\alpha_0\chi; & W_{12} = 2\alpha_0^2(1 - 5\chi); \\ W_{22} = 1 + \alpha_0^2 - 10\alpha_0\chi; & W_{21} = 2\alpha_0^2(1 + 5\chi), \end{matrix} \right\} \quad (80)$$

где $\chi = H/(H_c \epsilon_0^2)$, а числа поляризованных дочерних ядер и степень поляризации соответственно равны:

$$\left. \begin{matrix} \left(\begin{matrix} n_{\uparrow}^{(2)} \\ n_{\downarrow}^{(2)} \end{matrix} \right) = \frac{n}{2} \left\{ 1 \pm \frac{20\alpha_0^2(1 + \alpha_0^2)^2}{(1 + 3\alpha_0^2)^2} \frac{H}{H_c \epsilon_0^2} \right\}; \\ \frac{n_{\uparrow}^{(2)} - n_{\downarrow}^{(2)}}{n_{\uparrow}^{(2)} + n_{\downarrow}^{(2)}} = \frac{20\alpha_0^2(1 + \alpha_0^2)^2}{(1 + 3\alpha_0^2)^2} \frac{H}{H_c \epsilon_0^2}. \end{matrix} \right\} \quad (81)$$

Из формулы (73) следует, что разность между числами ядер, образующихся в результате распада со спином, направленным по и против магнитного поля при напряженности $H = 10^5$ Э, составляет $10^6 - 10^8$, изменяясь в зависимости от энерговыделения в распадае. Таким образом, в магнитных полях с интенсивностью, достижимой в современных лабораториях, эффект ориентировки ядер в результате β -распада весьма мал, однако по порядку он сравним со значениями,

характеризующими явление ядерного парамагнетизма, наблюдение которого эффективно осуществляется в настоящее время с помощью хорошо разработанных методов ЯМР.

С ростом напряженности поля степень поляризации линейно возрастает, и в полях $H \geq H_c$ ($\epsilon_0^2 - 1$)/2 она достигает величины

$$\frac{n_{\uparrow}^{(2)} - n_{\downarrow}^{(2)}}{n_{\uparrow}^{(2)} + n_{\downarrow}^{(2)}} = \frac{4\alpha_0^2}{(1 - \alpha_0)^2 + 4\alpha_0^2}. \quad (82)$$

Отсюда следует, что для реалистичных значений $\alpha_0 \sim 1$ степень поляризации очень близка к 100 %. Например, при β -распаде нейтронов ($\alpha_0 = 1,25$) в магнитном поле с напряженностью $H = 2,7 H_c$ примерно 99,5 % протонов должны иметь спин, ориентированный по полю.

Полученные формулы справедливы и для позитронного распада. В этом случае с такой же степенью ориентация ядер в конечном состоянии происходит против направления поля. Отметим также, что при возрастании поля в этой области период распада линейно убывает.

Вернемся к вопросу о том, что вероятность β -распада в магнитном поле обладает асимметрией в зависимости от проекции спина ядра на направление магнитного поля в начальном состоянии $S_n = \pm 1/2$. Это положение можно проиллюстрировать, перечислив возможные каналы реакции β -распада для этих случаев. Наиболее ярко эта асимметрия проявляется при значениях магнитного поля $H \geq H_c$ ($\epsilon_0^2 - 1$)/2 (табл. 1).

Таблица 1. Варианты спиновых проекций частиц в реакции β -распада нейтрона

$S_n = 1/2$		$S_n = -1/2$	
S_p	1/2	1/2	-1/2
S_e	-1/2	-1/2	-1/2
$S_{\bar{\nu}}$	1/2	-1/2	1/2

Здесь S_n , S_p , S_e и $S_{\bar{\nu}}$ — проекции спинов нейтрона, протона, электрона и антинейтрино на направление магнитного поля. Отсутствие перехода $S_n = 1/2 \rightarrow S_p = -1/2$, обусловленное запрещением по моменту в рассматриваемых условиях, дает основание утверждать, что начальное состояние ядер со спином, ориентированным вдоль магнитного поля, оказывается более устойчивым по отношению к β -распаду.

9. ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ И ПЛОТНОСТИ ЭЛЕКТРОННОГО ГАЗА НА β -РАСПАД В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

В начале 40-х годов Гамов и Шенберг [57] предложили механизм выделения энергии при коллапсе массивных звездных ядер за счет испускания нейтрино. Наблюдаемые сильные магнитные поля у звезд, а также колоссальное усиление магнитного поля при коллапсе приводят к необходимости оценки его воздействия на β -процессы.

Постараемся учесть в рассматриваемой нами модели описания β -распада в магнитном поле также и воздействие температуры и плотности электронного газа на распадающийся нейтрон (см. также [58]). Будем по-прежнему считать, что основным проявлением магнитного поля является его воздействие на заряженные лептоны. Отметим также, что в сверхсильных магнитных полях может оказаться существенным и квантование протонных состояний, а при нейтринной непрозрачности — уточнение эффектов накопления, диффузии и конвекции нейтрино [59, 60].

Квантование поперечного импульса легких заряженных частиц в магнитном поле H приводит к тому, что при сильном вырождении ($kT \ll \mu m_e$, μ — химический потенциал, включающий массу покоя электрона) основными параметрами являются

$$N_1 = H_c (\epsilon_0^2 - 1)/(2H), \quad N_2 = H_c (\mu^2 - 1)/(2H),$$

так как при β -распаде допустимые энергии электронов находятся в пределах $\mu \leq \epsilon \leq \epsilon_0$.

Рассмотрим более подробно ситуацию, когда кинетическое равновесие по β -процессам устанавливается преимущественно за счет взаимодействия электронов и позитронов со свободными нуклонами, а β -процессами на ядрах можно пренебречь. Это приближение оправдывается тем, что при высоких температурах и плотностях сложные ядра диссоциируют на нуклоны.

Скорости реакций на свободных нуклонах в интенсивном магнитном поле

$$n \xrightarrow{H} p + e^- + \tilde{\nu}, \tag{83}$$

$$e^- + p \xrightarrow{H} n + \nu, \tag{84}$$

$$e^+ + n \xrightarrow{H} p + \tilde{\nu} \tag{85}$$

соответственно запишем в виде

$$\frac{d(W^{(1)}/W_0)}{d\Omega_{\nu}} = \sum_{n=0}^{[N]} \int_{b_n}^{\epsilon_0} d\epsilon F^{(-)}(\epsilon, n) [1 - f^{(-)}(\epsilon)] \beta^{(+)}(\vartheta_{\nu}, n); \tag{86}$$

$$\frac{d(W^{(2)}/W_0)}{d\Omega_{\nu}} = \left\{ \sum_{n=0}^{[N]} \int_{\epsilon_0}^{\infty} + \sum_{n=[N]+1}^{\infty} \int_{b_n}^{\infty} \right\} d\epsilon F^{(-)}(\epsilon, n) f^{(-)}(\epsilon) \beta^{(-)}(\vartheta_{\nu}, n); \tag{87}$$

$$\frac{d(W^{(3)}/W_0)}{d\Omega_v} = \sum_{n=0}^{\infty} \int_{b_n}^{\infty} d\varepsilon F^{(+)}(\varepsilon, n) f^{(+)}(\varepsilon) \beta^{(+)}(\vartheta_v, n); \quad (88)$$

$$F^{(\pm)}(\varepsilon, n) = \varepsilon H (\varepsilon_0 \pm \varepsilon)^2 / [H_c (\varepsilon^2 - b_n^2)^{1/2}]; \quad (89)$$

$$\beta^{(\pm)}(\vartheta_v, n) = 1 + k_2^{(\pm)} \zeta_n \cos \vartheta_v - \\ - \frac{1}{2} \delta_{n,0} [1 + (k_1 + k_2^{(\pm)} \zeta_n) \cos \vartheta_v + k_3^{(\pm)} \zeta_n], \quad (90)$$

где использованы обозначения

$$k_1 = (\alpha_0^2 - 1)/(1 + 3\alpha_0^2);$$

$$k_2^{(\pm)} = \alpha_0 (1 \pm \alpha_0)/(1 + 3\alpha_0^2);$$

$$k_3^{(\pm)} = \alpha_0 (\pm \alpha_0 - 1)/(1 + 3\alpha_0^2);$$

$$f^{(\pm)}(\varepsilon) = \{1 + \exp[(\varepsilon \pm \mu)/\Phi]\}^{-1}; \quad \Phi = kT/m_e.$$

Различные знаки в формулах (86) — (88) относятся соответственно к реакциям (83) — (85) с захватом электрона и позитрона, а также к случаям нейтронных и протонных начальных состояний нуклонов. Угол вылета нейтрино (антинейтрино) отсчитывается от направления магнитного поля, $f^{(\pm)}(\varepsilon)$ — функция распределения газа лептонов, находящихся в сильном магнитном поле при температуре T . Здесь также введены обозначения $\varepsilon^2 = 1 + 2nH/H_c + x^2$, причем εm_e и $x m_e$ — энергия и компонента импульса электронов вдоль направления магнитного поля.

В отсутствие магнитного поля вероятности процессов (83) и (84) при $\mu \rightarrow \varepsilon_0$ монотонно убывают (рис.9) в вырожденном газе, так как

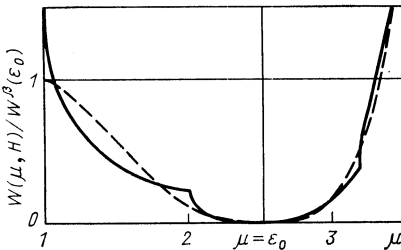


Рис. 9. График нормированных на вероятность β -распада в вакууме вероятностей β -распада (83) и захвата (84) в вырожденном релятивистском электронном газе в случае магнитного поля $H=0$ (сплошная кривая) и $H/H_c=1$ (пунктир) в зависимости от химического потенциала μ

в этом случае допустимые значения энергии электронов заключены в интервалах $\mu \leq \varepsilon \leq \varepsilon_0$ и $\varepsilon_0 \leq \varepsilon \leq \mu$ соответственно. Процесс (85) оказывается экспоненциально подавленным.

В случае полностью вырожденного электронного газа вероятности процессов (83) и (84) в сильном магнитном поле могут быть записаны в виде [36]

$$W^{(1)}(H)/W^{(1)}(0) = DH/H_c, \quad (91)$$

$$W^{(2)}(H)/W^{(2)}(0) = -DH/H_c, \quad (92)$$

причем

$$D = \sum_{n=0}^{[N_1]} (1 - \delta_{n,0}/2) I(\epsilon_0, \epsilon_n) - \sum_{n=0}^{[N_2]} (1 - \delta_{n,0}/2) I(\mu, \epsilon_n);$$

$$I(q, \epsilon_n) = \epsilon_n^3 \{s^3/3 + s [1 - \epsilon_0 (q - \epsilon_0)/\epsilon_n^2] - (\epsilon_0/\epsilon_n) \ln (q/\epsilon_0 + s)\}; \quad s = [(q/\epsilon_n)^2 - 1]^{1/2};$$

$W^{(1)}(0)$ и $W^{(2)}(0)$ — вероятности процессов (83) и (84) в отсутствие поля, а q принимает значения μ и ϵ_0 . На рис. 9 представлены графики нормированных вероятностей β -распада ($\epsilon_0 > \mu$) и β -захвата ($\epsilon_0 < \mu$) в вырожденном релятивистском электронном газе, построенные на основе формул (91) и (92).

Из выражений (91) и (92) можно видеть, что при действии достаточно сильного магнитного поля

$$H > \{H_c (\epsilon_0^2 - 1)/2, H_c (\mu^2 - 1)/2\},$$

в суммах, определяющих функцию D , остаются лишь единственные слагаемые с индексом $n = 0$. При этом полные вероятности процессов (83), (84) линейно растут с увеличением напряженности магнитного поля, так как в функции D зависимость от поля выпадает:

$$D(0) = \frac{1}{2} \{[(\epsilon_0^2 - 1)^{1/2} - (\mu^2 - 1)^{1/2}]/3 + (\epsilon_0^2 - 1)^{1/2} - (\mu^2 - 1)^{1/2} (1 - \epsilon_0 \mu + \epsilon_0^2) - \epsilon_0 \ln [\epsilon_0 + (\epsilon_0^2 - 1)^{1/2}]/[\mu + (\mu^2 - 1)^{1/2}]\}.$$

В этом пределе при $\mu \rightarrow \epsilon_0$ на монотонность убывания вероятностей при $2H (\epsilon_0^2 - 1)/H_c$ накладываются осцилляции (рис. 10, 11). Этот вывод можно подтвердить и аналитически. Ограничиваясь членами порядка $(H/H_c)^4$, для функции можно получить следующее представление, обобщающее формулу (37):

$$D = \Phi_0 + (H/H_c)^2 \Phi_1 - (H/H_c)^4 \Phi_2 / 360 + (q - \epsilon_0)^2 (2H/H_c)^{3/2} \zeta(-1/2, v) + \frac{2}{3} [(\epsilon_0 - q)/q] (2H/H_c)^{5/2} \zeta(-3/2, v) + \frac{2}{15} (\epsilon_0/q^3) (2H/H_c)^{7/2} \zeta(-5/2, v), \quad (93)$$

где $\zeta(s, v)$ — обобщенная дзета-функция; v — дробная часть величины $N = H_c (q^2 - 1)/(2H)$; q принимает значения μ и ϵ_0 , а

$$\left. \begin{aligned} \Phi_0 &= (\epsilon/2) \ln [q + (q^2 - 1)^{1/2}] + (q^2 - 1)^{1/2} [-4/15 - 2\epsilon_0^2/3 - \\ &\quad - \epsilon_0 q/2 - 2q^2/15 + 2\epsilon_0^2 q^2/3 - \epsilon_0 q^3 + 2q^4/5]; \\ \Phi_1 &= \epsilon_0 \ln [q + (q^2 - 1)^{1/2}] + (q^2 - 1) (1 - q^2/2 - \epsilon_0 q + \epsilon_0^2/2); \\ \Phi_2 &= (q^2 - 1)^{-5/2} (4\epsilon_0 q^5 - 10\epsilon_0 q^3 + 5q^2 + 3\epsilon_0^2 - 2). \end{aligned} \right\} (94)$$

Из выражений (93), (94) следует, что полевые поправки к вероятности процессов в отсутствие поля оказываются существенно нелинейными. В осциллирующих вкладах, порядок которых можно легко оценить, используя представление Гурвица для обобщенной дзета-функции (41), разложение начинается с члена, пропорционального $(2H/H_c)^{3/2}$,

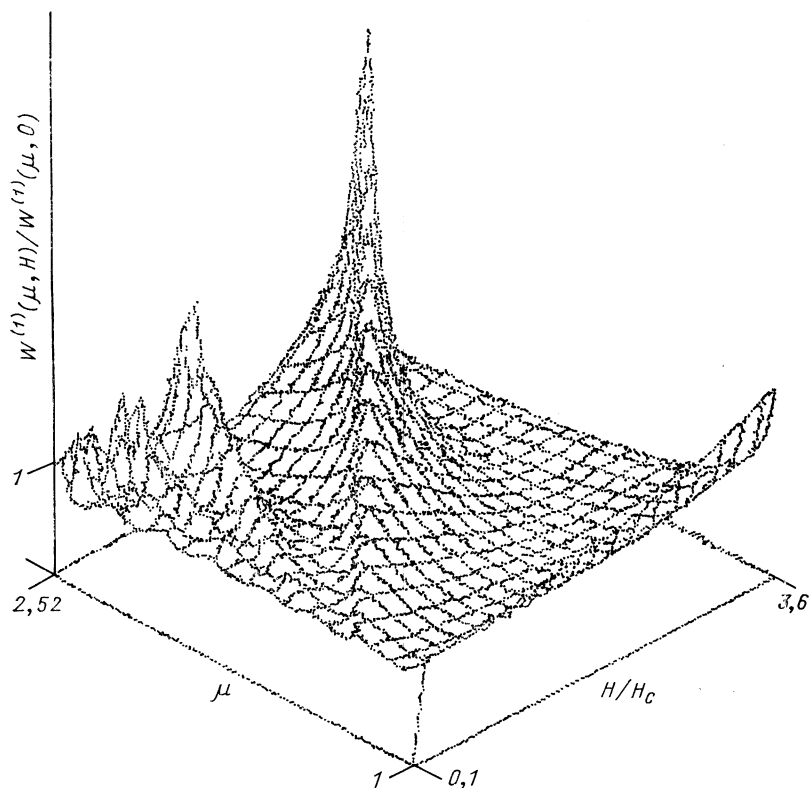


Рис. 10. График зависимости от магнитного поля H/H_c и химического потенциала μ вероятности β -распада (83), отнесенной к вероятности того же процесса при $H = 0$

и, таким образом, осциллирующие поправки в рассматриваемом пределе оказываются ведущими по сравнению с так называемым монотонным вкладом $\sim (H/H_c)^{2p}$, где $p = 1, 2 \dots$. Наличие таких осциллирующих процессов является весьма характерной чертой выражений, описывающих процессы в присутствии интенсивного электромагнитного поля [61, 62]. Эти интерференционные эффекты отражают неаналитичность рассматриваемых выражений при исчезновении поля.

Формулы (93), (94), полученные в разложении по (H/H_c) исходных формул (91), (92), правильно описывают вероятности процессов в области $(2H/H_c) (\epsilon_0^2 - 1) \ll 1$ и дают качественное описание поведения вероятностей вплоть до значений $(2H/H_c) (\epsilon_0^2 - 1) \sim 1$.

Следует отметить, что применительно к ситуациям, которые могут сложиться в процессе звездного коллапса, проведенное исследование

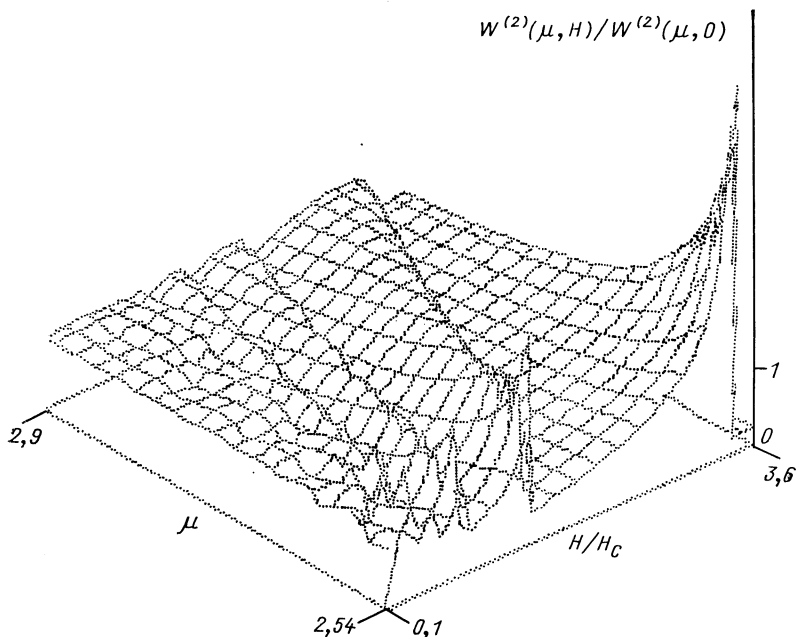


Рис. 11. График зависимости вероятности реакции захвата (84), отнесенной к вероятности того же процесса при $H = 0$, от магнитного поля H/H_c и химического потенциала μ

дование β -процессов показывает, что вероятности реакций в магнитном поле оказываются весьма чувствительными к изменениям плотности электронного газа. Особенно заметно это проявляется, когда $\mu \sim \epsilon_0$. Эти эффекты, в частности, способны привести к неоднородности выхода нейтрино из областей звезды, характеризующихся различными значениями плотности лептонов и напряженности магнитного поля. В свою очередь, это обстоятельство может привести к различным эффектам, например к появлению импульса отдачи у пульсаров [63, 64], а также к дополнительному изменению их вращения [67, 68].

10. АНИЗОТРОПНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ НЕЙТРИНО, ВОЗНИКАЮЩЕЕ В β -ПРОЦЕССАХ ПРИ ДЕЙСТВИИ СИЛЬНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Вопрос об излучении нейтрино в условиях кинетического равновесия по β -процессам (83) — (85) обсудим в предположении, что коллапсирующее ядро звезды является прозрачным по отношению к испусканию нейтрино и антинейтрино, протонно-нейтронный газ невырожден. Эти приближения оправдываются достаточно высокими значениями критической температуры непрозрачности $T > 5 \cdot 10^{10}$ К и плотности вырождения $\rho_d > 6 \cdot 10^{13}$ г·см⁻³ [69].

Изучение релятивистских нейтринных процессов в настоящее время становится одной из актуальных задач современной астрофизики [70]. Как известно [71], порядок величины энергии, выделяющейся при коллапсе внутренних частей пресверхновой, оценивается как 10^{53} эрг. Если учесть также предположение о трансформации почти всей высвобождающейся энергии при гравитационном коллапсе в нейтринную вспышку [71], то можно ожидать, что наличие вблизи и внутри коллапсирующих звезд сильных магнитных полей приведет к глобальному проявлению эффекта несохранения четности в слабых взаимодействиях.

Рассмотрим (см. также [63—65]) ряд следствий, к которым приводит воздействие сильных магнитных полей на так называемые урка-процессы*. Как было показано в ряде исследований (см., например, [69]), за счет этих реакций в условиях высоких температур ($T > 7 \cdot 10^9$ К) и плотности ($\rho > 10^8$ г·см⁻³) происходят основные необратимые потери энергии звездами.

Вероятности урка-процессов на свободных нуклонах в сильном магнитном поле [см. формулы (83) — (85)] могут быть рассчитаны однопотинным образом и скорости этих реакций выражаются формулами (86) — (88).

Испускание нейтрино в рассматриваемой ситуации имеет существенную асимметрию, определяемую коэффициентом при $\cos \vartheta_\nu$:

$$\frac{dN}{d\Omega_\nu} = N_0 (1 + \bar{k} \cos \vartheta_\nu), \quad (95)$$

где $\bar{k} = \bar{k}_1 + \bar{k}_2 \zeta_n$ — суммарный коэффициент асимметрии. Если магнитное поле исключается из рассмотрения, то, как следует из (90), асимметрия может возникать лишь вследствие поляризации нуклонов $\sim \bar{k}_2 \zeta_n$. При действии достаточно сильного магнитного поля наряду с этим вкладом в коэффициент асимметрии нейтринного излучения, пропорциональный ($\zeta_n \rho_\nu$), возникает также вклад, обусловленный корреляцией направления вылета нейтрино с направлением магнитного поля ($\zeta_n H$) (коэффициент $k_3 \zeta_n$). Аналогично на-

* Термин «урка-процесс» появился в работах Г. Гамова [57]. Этим термином называют β -процессы, связанные с выходом нейтрино.

правление магнитного поля коррелирует с направлением спина нуклона ($\zeta_n H$) (коэффициент $\bar{k}_3 \zeta_n$).

В наиболее естественной ситуации, когда поляризация нуклонов определяется лишь парамагнитной восприимчивостью нуклонного газа, электронный газ вырожден ($\Phi \ll \mu$), а химический потенциал $\mu > \varepsilon_0 \approx 2,53$, доминирует нейтронизация вещества и основной вклад в анизотропию нейтринного излучения дает реакция $e^- + p \rightarrow n + \nu$. Влияние магнитного поля на процесс нейтронизации вещества можно проследить на графике рис. 12, построенном на основе численных расчетов по формулам (86) — (88). По оси ординат на этом графике отложен логарифм отношения концентраций нейтронов и протонов $\Theta = n_n/n_p$, которые достигаются в условиях равновесия β -процессов с учетом влияния сильного магнитного поля. Как видно

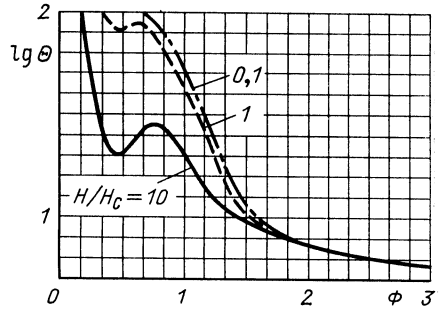


Рис. 12. Зависимость параметра нейтронизации Θ (отношение концентраций нейтронов и протонов) от температуры $\Phi = kT/(m_e c^2)$ для значения химического потенциала $\mu = 3$ при различных значениях напряженности магнитного поля

из рис. 12, магнитное поле способно существенно затруднить процесс нейтронизации. На этот эффект указывалось также в работе [72].

Максимальное значение коэффициента нейтринной асимметрии определяется простым соотношением между константами связи Ферми и Гамова — Теллера:

$$(\bar{k}_1)_{\max} = (G_V^2 - G_A^2)/(G_V^2 + 3G_A^2). \tag{96}$$

Оно достигается при значениях напряженности магнитного поля

$$H \geq H_c (\mu^2 - 1)/2. \tag{97}$$

Смысл этого соотношения иллюстрируется различием свойств замагниченного ферми-газа для релятивистского и нерелятивистского случаев. Для нерелятивистского вырожденного электронного газа характерной энергией является энергия взаимодействия магнитного момента электрона с полем $\varepsilon_H = \mu_e H$, где μ_e — магнетон Бора. В пределе $\mu - 1 \ll 1$, $\varepsilon_H \ll m_e$ условие (97) означает, что $E_H > \varepsilon_F/2$, где ε_F — энергия Ферми. Этим гарантируется максимальная поляризация магнитных моментов против поля в вырожденном электронном газе.

Отметим, что в этом пределе (97) по существу совпадает с аналогичным условием, приведенном в работе Н. Н. Чугая [65], где обсуждались возможности ускорения пульсаров за счет импульса отдачи при анизотропном излучении нейтрино в β -процессах в магнитном поле (см. также [66]).

Однако в наиболее интересной с точки зрения возможных астрофизических приложений релятивистской области параметров $\mu \gg 1$, $\varepsilon_H \gg m_e$ указанный критерий согласно (97) становится иным:

$$2\sqrt{\varepsilon_H} \geq \varepsilon_F m_e^{-1/2}.$$

Эта формула получается из простых оценок, когда учитывается неэквидистантность спектра энергетических возбуждений электронов в магнитном поле в релятивистском случае. Этим обеспечивается максимальная поляризация магнитных моментов против направления магнитного поля в вырожденном электронном газе.

В более слабых полях коэффициент асимметрии нейтринного излучения, обусловленный корреляцией ($H_{p\nu}$), практически линейно уменьшается с падением напряженности магнитного поля и в релятивистском случае квадратично уменьшается с ростом химического потенциала

$$\bar{k}_1 = (\bar{k}_1)_{\max} 2H/H_c (\mu^2 - 1). \quad (98)$$

Относительный вклад коэффициента \bar{k}_2 , определяемого парамагнитной поляризацией нуклонов в магнитном поле, составляет:

$$|\bar{k}_1/\bar{k}_2| = \frac{m_e}{2M} \frac{\mu^2 - 1}{\Phi} \frac{\alpha_0}{\alpha_0 - 1}, \quad (99)$$

где m_e/M — отношение масс электрона и нуклона. Таким образом, имеется критическая температура

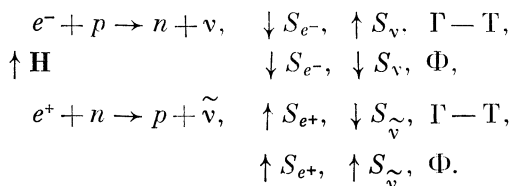
$$\Phi = \frac{m_e}{2M} (\mu^2 - 1) \frac{\alpha_0}{\alpha_0 - 1}, \quad (100)$$

выше которой преобладает вклад, обусловленный коэффициентом \bar{k}_1 , а ниже — \bar{k}_2 . Очевидно, что для широкого набора значений химического потенциала релятивистского вырожденного электронного газа преобладает вклад, определяемый коэффициентом \bar{k}_1 . В этом случае асимметрия нейтринного излучения в β -процессах (83) — (85) связана с поляризацией заряженных лептонов.

Заметим, что оценки асимметрии выхода нейтрино в предположении о равновероятности разрешенных каналов реакций (83) — (85) с различными значениями спинов частиц могут оказаться неправдоподобными и привести к ошибочному результату. Действительно, как это следует из формул (96) и (97), вклады каналов с различными значениями спинов частиц в первую очередь определяются константами G_V и G_A . Поскольку константа связи G_A больше G_V ($\alpha_0 = G_A/G_V = 1,25$), вклад переходов Гамова — Теллера является преобладающим.

щим [64]. В итоге это приводит к тому, что знак коэффициента нейтринной асимметрии получает убедительное обоснование. Напомним, что по существу правильная картина асимметрии нейтринного излучения ($\text{H}\nu$) была дана еще в первых работах по исследованию β -распада нейтрона в сильном магнитном поле [20].

Для иллюстрации приведем схему переходов при различных β -процессах:



В случае сильного магнитного поля $H > H_c$ магнитные моменты электрона и позитрона ориентированы по направлению магнитного поля. Спины электронов S_{e^-} в основном состоянии ориентированы

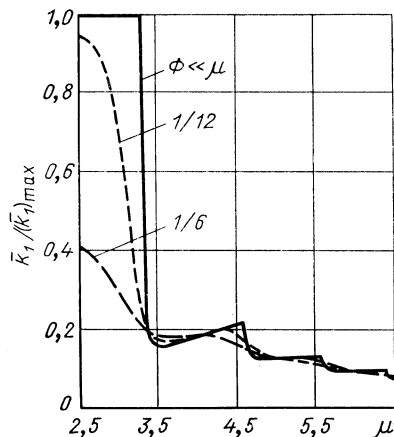


Рис. 13. Зависимость коэффициента асимметрии $\bar{k}_1/(\bar{k}_1)_{\max}$ от химического потенциала μ для значения напряженности магнитного поля $H/H_c = 5$ при различных значениях температурного параметра Φ

против магнитного поля, а спины позитронов S_{e^+} — по полю. За счет фермиевских переходов выход нейтрино и антинейтрино происходил бы преимущественно по магнитному полю. Поскольку левовинтовые переходы Гамова — Теллера $(\Gamma - T)$ направлены по магнитному полю, то импульс нейтрино направлен против магнитного поля. Для правовинтовых антинейтрино со спиральностью $+1$ в аналогичных переходах спин $S_{\tilde{\nu}}$ направлен против магнитного поля и, следовательно, импульс антинейтрино также направлен против магнитного поля.

Численные расчеты зависимости \bar{k}_1 от указанных выше параметров приведены на рис. 13. Максимальное значение параметра асим-

метрии оказывается таким, что потоки нейтрино, испускаемых по и против направления магнитного поля, различаются на 20 %.

Наблюдаемые скорости движения пульсаров порядка 100 км/с могут быть объяснены асимметрией нейтринного излучения [64], если выполнено равенство $\mu^2 = 20 H/H_c$. Из этого выражения следует, что если значения температуры и химического потенциала электронного газа находятся в интервалах

$$T = (30-40) \cdot 10^9 \text{ К}, \quad \mu = (3 \div 4) \Phi,$$

что является характерным для коллапсирующего ядра массивной звезды [69], то необходимы напряженности магнитных полей порядка $10^{14} - 10^{15}$ Э. Существование магнитных полей такой напряженности предсказывается на основе анализа данных по значениям магнитных моментов рентгеновских пульсаров.

Если окажется возможным зафиксировать корреляцию между направлением движения пульсаров и ориентацией их магнитных моментов, то это будет служить важным аргументом в пользу реальности рассмотренного выше механизма потери энергии звездами в виде излучения нейтрино.

Двадцатилетняя история исследования пульсаров связана с очень быстрым развитием радиоспектроскопических методов измерений — созданием радиоастрономии. К настоящему времени открыто свыше 300 радиопулсаров [73]. Большие скорости осевого вращения и сильные магнитные поля нейтронных звезд формируются в результате сжатия звезды до чрезвычайно компактного (радиус ~ 10 км) образования (см. подробнее [74, 75]). Механизм излучения радиопулсаров связан с переработкой в направленное радиоизлучение кинетической энергии вращения нейтронной звезды посредством сильного магнитного поля (модель излучения через полярную шапку).

Исследования в радиодиапазоне дали возможность определить период вращения пульсаров, нарушения периодичности. Оказалось возможным, анализируя картину импульсов, определить угол между осями магнитного и механического моментов [76]. Компоненту скорости в картинной плоскости удастся измерить, в частности, связав ее с осцилляциями импульсов от межзвездной среды. Проблема восстановления полной пространственной скорости решается на основе какой-либо модели.

Используя модель ускорения пульсаров за счет выброса нейтрино в ходе коллапса звезды [64, 65], удалось создать наблюдательный тест, позволяющий определить пространственную скорость пульсаров [77].

Регистрация нейтринных событий от сверхновой SN1987A в Большом Магеллановом Облаке подземными сцинтилляционными детекторами [78—81], рассчитывавшимися на нейтринные потоки от сверхновых в нашей Галактике [82], ознаменовала важное значение

наблюдательной астрофизики, возможности ее вклада в постижение явлений, немислимых в земных условиях.

Нестандартность наблюдаемых характеристик в оптическом диапазоне SN1987A стимулировала обсуждение самых разных моделей сверхновых [83]. На основе анализа групп нейтринных событий были сделаны заключения об анизотропии нейтринного излучения в ходе коллапса [84]. Появление групп нейтринных событий было связано с вращением юного пульсара с периодом $P = 8,9$ мс. Причиной же анизотропии предполагается появление во время коллапса мощных конвективных потоков, способных помочь нейтрино пройти к нейтриносфере.

К настоящему времени гидродинамические модели сверхновой не в состоянии в полной мере учесть вращение ядра звезды, не говоря уже о действии магнитного поля [85]. Задача охлаждения коллапсара испусканием нейтрино, поставленная Г. Гамовым и М. Шенбергом еще в тридцатые годы, требует помимо совершенствования математического моделирования распределения нейтрино [69, 86, 87], исследования влияния внешних экстремальных условий на протекание электрослабых процессов, которые заметно интенсифицировались в последнее время [88—92].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Fermi E. // Z. Phys. 1934. Vol. 88. P. 161—177.
2. Lee T. D., Yang C. N. // Phys. Rev. 1956. Vol. 104. P. 254—258.
3. Wu C. S., Ambler E., Hayward R. W. e.a. // Phys. Rev. 1957. Vol. 105. P. 1413—1415.
4. Эйнштейн А. Собрание научных трудов. М.: Наука, 1967. Т. IV.
5. Александров Ю. А. Фундаментальные свойства нейтронов. М.: Энергоиздат, 1982.
6. Гинзбург В. Л. // УФН. 1981. Т. 134. С. 469—517.
7. Ахманов С. А., Гордиенко В. М., Джиджоев М. С. и др. // Квантовая электроника. 1986. Т. 13. С. 1957—1958.
8. Гинзбург И. Ф., Коткин Г. Л., Сербо В. Г., Тельнов В. И. // Письма в ЖЭТФ. 1981. Т. 34. С. 514—518.
9. Куликов О. Ф., Тельнов Ю. Я. и др. // ЖЭТФ. 1964. Т. 47. С. 1591—1594.
10. Кондратенко А. М., Пахтусова Е. В., Салдин Е. Л. // ДАН СССР. 1982. Т. 264. С. 849—852.
11. Соколов А. А., Тернов И. М. Релятивистский электрон. М.: Наука, 1983.
12. Тернов И. М., Лысов Б. А., Коровина Л. И. // Вестн. Моск. ун-та. Физика, астрономия. 1965. № 5. С. 58—63.
13. Тернов И. М., Степанов А. С. // Там же. С. 83—89.
14. Тернов И. М., Багров В. Г., Рзаев Р. А., Клименко Ю. И. // Изв. вузов. Физика. 1964. № 6. С. 111—121; Тернов И. М., Багров В. Г., Жуковский В. Ч. // Вестн. Моск. ун-та. Физика, астрономия, 1966. № 1, С. 30—35.
15. Павлова О. С., Родионов В. Н., Лобанов А. Е., Дорофеев О. Ф. Влияние аномального магнитного момента нейтрона на бета-распад в поле электромагнитной волны. Препринт физич. ф-та. МГУ. М., 1985; Тернов И. М., Павлова О. С., Родионов В. Н. и др. // Вестн. Моск. ун-та. Физика, астрономия. 1986. № 4. С. 33—37.
16. Wolkow D. M. // Z. Phys. 1935. Vol. 94. P. 250—260.

17. Ternov I. M., Bagrov V. G., Kharaev A. M.//Ann. Phys. 1968. Vol. 22. P. 25—32.
18. Redmond P.//J. Math. Phys. 1965. Vol. 6. P. 1163—1169.
19. Тернов И. М., Родионов В. Н., Жулего В. Г., Студеникин А. И.//ЯФ. 1978. Т. 28. С. 1454—1465.
20. Коровина Л. И.//Изв. вузов. Физика. 1964. № 6. С. 86—92.
21. Matese J. J., O'Connell R. F.//Phys. Rev. 1969. Vol. 180. P. 1289—1292.
22. Fassio—Canuto L.//Phys. Rev. 1969. Vol. 187. P. 2141—2146.
23. Газазян А. Д.//Изв. АН АрмССР. 1965. Т. 18, № 1. С. 126—133.
24. Баранов И. Г.//Изв. вузов. Физика. 1974. № 4. С. 115—120; Изв. вузов. Физика. 1983. Деп. в ВИНТИ. № 6584—83.
25. Becker W., Louisell W. H., McCullen J. D., Scully M. O.//Phys. Rev. Lett. 1981. Vol. 47. P. 1262—1266; 1982. Vol. 48. P. 653—654.
26. Becker W., Moore G. T., Schlicher R. R., Scully M. O.//Phys. Lett. 1983. Vol. 93A. P. 131—134.
27. Becker W., Schlicher R. R., Scully M. O.//Phys. Lett. 1984. Vol. 101A. P. 58—60; 1984. Vol. 103A. P. 312—314; Nucl. Phys. 1984. Vol. A426. P. 125—136; Phys. Lett. 1985. Vol. 107A. P. 424—428.
28. Ахмедов Е. Х.//ЖЭТФ. 1983. Т. 85. С. 1521—1531; Письма в ЖЭТФ. 1984. Т. 39. С. 283—285; ЖЭТФ. 1984. Т. 87. С. 1541—1551; В кн.: Физика атомного ядра. (Материалы XIX зимней школы ЛИЯФ). Л., 1984. С. 3—32.
29. Волошин М. Б.//ЯФ. 1983. Т. 38. С. 814—816.
30. Ниязшов А. И., Ригус В. И.//ЖЭТФ. 1983. Т. 85. С. 24—40; С. 1544—1552; Проблемы квантовой электродинамики интенсивного поля. Тр. Физ. ин-та АН СССР. М.: Наука, 1986. Т. 168. С. 232—262.
31. Reiss H. R.//Appl. Phys. 1982. Vol. B28. P. 310; Phys. Rev. Lett. 1982. Vol. 48. P. 652; Phys. Rev. 1983. Vol. C27. P. 1199—1228; Phys. Lett. 1984. Vol. 103A. P. 312—314.
32. Gersten J. I., Mittleman M. H.//Phys. Rev. Lett. 1982. Vol. 48. P. 651.
33. Beder D. S., Bleviss I. M.//Canad. J. Phys. 1985. Vol. 63. P. 642—645.
34. Schlicher R. Zerfall radioaktiver Kerne in intensiven Strahlungsfeldern. MPQ 94. 1985.
35. Окунь Л. Б. Лептоны и кварки. М.: Наука, 1981.
36. Дорофеев О. Ф., Родионов В. Н., Тернов И. М.//Письма в ЖЭТФ. 1985. Т. 42. С. 222—225.
37. Бейтмен Г., Эрдейи А. Высшие трансцендентные функции. М.: Наука, 1965. Т. 1. С. 41.
38. Тернов И. М., Дорофеев О. Ф., Родионов В. Н.//Письма в ЖЭТФ. 1984. Т. 39. С. 87—89.
39. Лобашов В. М., Спивак П. Е. К вопросу об измерении массы покоя антинейтрино. Препринт ИЯИ АН СССР П-0291. М., 1983; Nucl. Instrum. and Methods. 1985. Vol. A240(2). P. 305—310.
40. Борис С. Д., Голутвин А. И., Лаптин Л. П. и др.//Письма в ЖЭТФ. 1987. Т. 45. С. 267—271.
41. Шварцман В. Ф., Брагинский В. Б., Герштейн С. С. и др.//Письма в ЖЭТФ. 1982. Т. 36. С. 222—225.
42. Тернов И. М., Родионов В. Н., Жулего В. Г. и др. Спектр электронов бета-распада в поле электромагнитной волны и масса покоя нейтрино. Препринт физич. ф-та МГУ № 10/1983. М., 1983.
43. Тернов И. М., Родионов В. Н., Дорофеев О. Ф.//Проблемы физики высоких энергий и квантовой теории поля. Протвино, 1982. Т. 1. С. 340—353.
44. Тернов И. М., Дорофеев О. Ф., Родионов В. Н. О возможности воздействия интенсивного электромагнитного излучения на ядерный бета-распад. Препринт физич. ф-та МГУ № 08/1982. М., 1982.
45. Тернов И. М., Родионов В. Н., Дорофеев О. Ф.//ЯФ. 1983. Т. 37. С. 875—882; ЖЭТФ. 1983. Т. 84. С. 1225—1235.

46. Люк Ю. Специальные математические функции и их аппроксимации: Пер. с англ. М.: Мир, 1980.
47. Тернов И. М., Родионов В. Н., Дорофеев О. Ф. Индуцированный ядерный бета-распад в интенсивном поле электромагнитного излучения. Препринт физич. ф-та МГУ № 14/1982. М., 1982; Письма в ЖЭТФ. 1983. Т. 9. С. 230—233.
48. Тернов И. М., Родионов В. Н., Дорофеев О. Ф. и др.//II Международный семинар по спиновым явлениям в физике высоких энергий. Серпухов, 1985. С. 287—304.
49. Дорофеев О. Ф., Лобанов А. Е., Павлова О. С., Родионов В. Н.//Изв. вузов. Физика. 1987. № 3. С. 33—37.
50. Тернов И. М., Родионов В. Н., Дорофеев О. Ф. и др.//ЯФ. 1984. Т. 39. С. 1125—1132.
51. Керимов Б. К.//Изв. АН СССР. Сер. физ. 1959. Т. XXIII. С. 924—928; Керимов Б. К., Алишев С. А.//Вестн. Моск. ун-та. Физика, астрономия. 1965. № 1. С. 88—91.
52. Тернов И. М., Родионов В. Н., Лобанов А. Е., Дорофеев О. Ф.//Письма в ЖЭТФ. 1984. Т. 37. С. 288—290.
53. Ternov I. M., Rodionov V. N., Zhulego V. G. e.a.//J. Phys. 1986. Vol. 12. P. 637—639.
54. Родионов В. Н., Тернов И. М., Дорофеев О. Ф. Преимущественная ориентация ядер, возникающая при бета-распаде в постоянном магнитном поле. Препринт физич. ф-та МГУ № 22/1983. М., 1983; Вестн. Моск. ун-та. Физика, астрономия. 1984. № 6. С. 67—69.
55. Соколов А. А., Тернов И. М.//ДАН СССР. 1963. Т. 153. С. 1052—1054.
56. Тернов И. М., Багров В. Г., Рзаев Р. А.//Вестн. Моск. ун-та. Физика, астрономия. 1964. № 4. С. 62—70.
57. Gamov G., Schoenberg M.//Phys. Rev. 1940. Vol. 58. P. 1117; 1941. Vol. 59. P. 539—547.
58. Byrne J.//J. Physique. 1984. Vol. 45. P. C3-31—C3-36.
59. Kar K., Ray A.//Phys. Lett. 1983. Vol. 96A. P. 322—327.
60. Bethe H. e.a.//Nucl. Phys. 1985. Vol. A324. P. 487—508.
61. Низишов А. И., Ритус В. И.//ЖЭТФ. 1983. Т. 85. С. 1544—1552.
62. Лобанов А. Е., Муратов А. Р.//ЖЭТФ. 1986. Т. 90. С. 409—415.
63. Vilenkin A.//Nature. 1979. Vol. 280. P. 569—570.
64. Дорофеев О. Ф., Родионов В. Н., Тернов И. М. Анизотропное излучение нейтрино, возникающее в бета-процессах при действии интенсивного магнитного поля. Препринт физич. ф-та МГУ № 13/1984. М., 1984. Письма в ЖЭТФ. 1984. Т. 40. С. 159—161; Письма в Астрон. журн. 1985. Т. 11. С. 302—309.
65. Чугай Н. Н.//Письма в Астрон. журн. 1984. Т. 10. С. 210—213.
66. Лоскутов Ю. М.//Письма в ЖЭТФ. 1984. Т. 39. С. 438—440; Захаров В. М., Лоскутов Ю. М.//Вестн. Моск. ун-та. Физика, астрономия. 1985. № 2. С. 24—26.
67. Kazanas D.//Nature. 1977. Vol. 267. P. 501—502.
68. Mikaelian E.//Astrophys. J. 1977. Vol. 214. P. L23—L25.
69. Имшенник В. С., Надежин Д. К.//Итоги науки и техники. Сер. астрономия. М.: ВИНТИ, 1982. Т. 21. С. 63—129.
70. Алексеева Л. Н. Частицы и космология. Ч. 1. М.: ИЯИ АН СССР, 1984. С. 58—81.
71. Шкловский И. С. Астрофизика и космическая физика. М.: Наука, 1982. С. 186.
72. Иванов М. С., Шульман Г. А.//Астрон. журн. 1980. Т. 57. С. 537—547.
73. Черепашук А. М.//Природа. 1987. № 3. С. 3—14.
74. Лицунов В. М. Астрофизика нейтронных звезд. М.: Наука, 1987.
75. Бескин В. С.//УФН. 1987. Т. 152. С. 683—689.
76. Малов И. Ф.//Астрофизика. 1983. Т. 19, № 1. С. 161—169.
77. Псковский Ю. П., Дорофеев О. Ф.//Астрон. циркуляр. 1987, № 1504. С. 1—2.

78. Дадыкин В. Л., Зацепин Г. Т., Корчагин В. Б. и др.//Письма в ЖЭТФ. 1987. Т. 45. С. 464—467.
79. Алексеев Е. Н., Алексеева Л. Н., Волченко В. И., Кривошеина И. В.// Письма в ЖЭТФ. 1987. Т. 45. С. 461—464.
80. Bionta R. M., Blewitt G., Bratton C. V. e.a.//Phys. Rev. Lett. 1987. Vol. 58. P. 1494—1497.
81. Hirata K., Kajita T., Koshiha M. e.a.//Ibid. P. 1490—1493.
82. Зацепин Г. Т., Ряжская О. Г., Рясный В. Г., Хальчуков Ф. Ф. Характеристики установок для регистрации $\nu/\bar{\nu}$ -излучения от коллапсирующих в Галактике звезд. Препринт ИЯИ АН СССР П-0388. М., 1987. С. 1—23.
83. De Rújula A.//Phys. Lett. 1987. Vol. 193. P. 514—524.
84. Harwit M., Biermann P. L., Meyer E H., Wasserman I.//Nature. 1987. Vol. 328. P. 585—584.
85. Блишников С. И., Лозинская Т. А., Чугай Н. Н.//Итоги науки. Сер. Астрономия. М., ВИНТИ, 1987. Т. 32. С. 142—200.
86. Бобылев А. В., Долгошеина Е. Б. Приближенный расчет характеристик нейтринного излучения коллапсирующей звезды. Препринт ИПМ АН СССР № 209. М., 1987.
87. Суслин В. М., Хлонов М. Ю., Четкин В. М., Чуянов В. А. Математическая модель эволюции нейтринного распределения в сверхновой звезде. Препринт ИПМ АН СССР № 32. М., 1988.
88. Льюлька В. А.//ЖЭТФ. 1985. Т. 89. С. 1489—1494; ЯФ. 1988. Т. 47. С. 187—194.
89. Дорофеев О. Ф., Родионов В. Н., Тасев М. А., Тернов И. М. Анизотропия нейтринного излучения коллапсаров в условиях непрозрачности. Препринт физ. ф-та МГУ № 7/1986. М., 1986.
90. Воскресенский Д. Н., Сенаторов А. В.//ЖЭТФ. 1986. Т. 90, С. 1505—1526.
91. Дорофеев О. Ф., Лысов Б. А., Павлова О. С., Тернов И. М. Бета-распад нейтрона в магнитном поле: угловое распределение антинейтрино. Препринт физ. ф-та МГУ № 30/1986. М., 1986.
92. Родионов В. Н., Старчеус С. Г., Тасев М. А., Тернов И. М.//ЖЭТФ. 1988. Т. 94. С. 56—64.