ный полюс. Скачок парциальной амплитуды на динамическом разрезе был рассчитан с учетом механизма нуклонного обмена в u -канале. Полученное минимальное значение параметра b в результате такого анализа оказалось близким к нулю. Этот результат тесно связан с тем обстоятельством, что нуклон испускает π -мезон в P -волновом состоянии.

Автор выражает благодарность Л. Д. Блохинцеву за обсуждение результатов работы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Блохинцев Л. Д., Борбей И., Долинский Э. И. ЭЧАЯ, 1977, 8, с. 1189. [2] Шапиро И. С. Теория прямых ядерных реакций. М.: Госатомиздат, 1963; Шапиро И. С. УФН, 1967, 92, с. 549. [3] Ruderhman M. A., Gasiorowicz S. Nuovo Cim., 1958, 8, p. 861. [4] Грибов В. Н., Зельдович Я. Б., Переломов А. М. ЖЭТФ, 1961, 40, с. 1190. [5] Гешкенбейн Б. В., Иоффе Б. Л. ЖЭТФ, 1963, 44, с. 1211; 1963, 45, с. 555. [6] Сафронов А. Н. ТМФ, 1985, 62, с. 97. [7] Wigner E. P. Ann. of Math., 1951, 53, p. 36. [8] Castillejo L., Dalitz R. H., Dyson F. J. Phys. Rev., 1956, 101, p. 453. [9] Borbely I., Dolleschall P. Phys. Lett., 1982, B113, p. 443. [10] Блохинцев Л. Д., Мухамеджанов А. М., Сафронов А. Н. ЭЧАЯ, 1984, 15, с. 1296. [11] Greben J. M. Phys. Lett., 1982, B115, p. 363.

Поступила в редакцию
22.05.85

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1986, Т. 27, № 4

УДК 539.12:539.172.2

ВЛИЯНИЕ АНОМАЛЬНОГО МАГНИТНОГО МОМЕНТА НЕЙТРОНА НА БЕТА-РАСПАД В ПОЛЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ

И. М. Тернов, О. С. Павлова, В. Н. Родионов, А. Е. Лобанов, О. Ф. Дорофеев

(кафедра теоретической физики)

Как хорошо известно, в присутствии интенсивного лазерного луча ход процессов с участием заряженных частиц может претерпевать существенную модификацию. Причем трансформация энергии лазерного поля в энергию заряженных частиц за счет появления у частиц эффективной массы практически не зависит от частоты волны, а определяется ее интенсивностью. Легко убедиться, что при плотности светового потока порядка 10^{18} Вт/см², что достижимо в фокусе современных лазеров [1], передача энергии составляет около 1 МэВ. В свое время это обстоятельство породило уверенность, что процессы, идущие с энерговыделением порядка 1 МэВ, будут чрезвычайно подвержены влиянию такого волнового поля. К числу реакций, интересных с этой точки зрения, можно отнести процесс ядерного бета-распада. Как было показано ранее [2], в полях с интенсивностью, достижимой с помощью современных лазеров, действительно существенно изменяются спектральные характеристики электронов распада, однако изменение полной вероятности распада определяется квантовыми полевыми параметрами E/H_0 , $\lambda = \hbar\omega/(mc^2)$ (E , ω — напряженность и частота волны, $H_0 = m^2c^3/(e\hbar) = 4,4 \cdot 10^{13}$ ГС), величины 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 ядер практически не подвержено его воздействию.

В продолжение наших исследований бета-распада в поле плоской электромагнитной волны [2—5] здесь рассмотрено влияние аномального магнитного момента (АММ) нейтрона на вероятность данного процесса. Таким образом, впервые при изучении распада нейтральной частицы учтено воздействие внешнего электромагнитного поля на начальное состояние распадающейся частицы.

Рассматриваемая задача является многопараметрической, поэтому важен адекватный выбор малого параметра, разложение по которому позволяет провести исследование с минимальным применением ЭВМ. В предыдущих работах использовалось разложение по параметру λ . Весь расчет проводился в нерелятивистском приближении для адронов, для описания электрона в поле электромагнитной волны применялось точное решение уравнения Дирака. В рамках этого приближения были получены угловое и спектральное распределения электронов распада и выявлено, что поляризация нейтронов сказывается на спектре распада уже в нулевом приближении по параметру λ , а зависимость от поляризации волны — в первом [2, 5].

В выражении для полной вероятности распада влияние поляризации нейтрона и поляризации волны проявляется в членах порядка λ^2 и λ^3 соответственно, причем вплоть до членов порядка λ^2 оно имеет тот же вид, что и в случае отсутствия внешнего поля [2, 4—6].

Предсказать эффективность воздействия электромагнитной волны на начальное состояние распадающегося нейтрона довольно трудно, поскольку величины АММ нуклона $\mu_n \sim \mu_B m/M_n$ и электрона $\mu_e \sim \alpha \mu_B / (2\pi)$ (μ_B — магнетон Бора, $\alpha = e^2$ — постоянная тонкой структуры, $\hbar = c = 1$) одного порядка. Использование же в расчете релятивистских волновых функций для всех частиц, участвующих в реакции, с учетом их АММ приводит к слишком громоздким выражениям, что ранее давало лишь повод надеяться на незначительность возможных поправок (см., например, [7]).

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 волны для частицы с АММ, а в остальном схему расчета оставить без изменения.

Движение нейтрона во внешнем электромагнитном поле с напряженностями $\mathbf{E}$ и $\mathbf{H}$ с учетом взаимодействия с полем АММ описывается обобщенным гамильтонианом Дирака

$$D = (\alpha \mathbf{p}) + M_n \rho_3 - \mu_n [\rho_3 (\sigma \mathbf{H}) + \rho_2 (\sigma \mathbf{E})], \quad (1)$$

где матрицы α , σ , ρ_i использованы в стандартных обозначениях (см., например, [8]). Как известно, нейтрон имеет отрицательный АММ, т. е. $\mu_n = -1,93 \mu_B = -1,93 m \mu_B / M_n$. Уравнение Дирака с таким гамильтонианом допускает точное решение для случая, когда внешним полем является электромагнитная волна круговой поляризации, распространяющаяся вдоль вектора $\mathbf{n}$ и определяемая вектор-потенциалом

$$\mathbf{A} = -\frac{E_0}{\omega} [e_1 \sin \omega x - g e_2 \cos \omega x], \quad x = t - (\mathbf{n} \mathbf{r}), \quad (2)$$

причем E_0 — напряженность, ω — частота волны, а $g = \pm 1$ характеризует направление поляризации волны. Для частицы с импульсом $\mathbf{k}$, энергией $\mathcal{E}$ и массой M_n это решение можно представить в виде [9]

$$\Psi = \frac{N}{L^{3/2}} \begin{pmatrix} M_n + \mathcal{E} - k_3 + (\sigma \mathbf{n}) (\sigma \mathbf{k}_\perp) \\ (M_n - \mathcal{E} + k_3) (\sigma \mathbf{n}) + (\sigma \mathbf{k}_\perp) \end{pmatrix} V(x) e^{-i(\mathcal{E} - k_3)t + i(\mathbf{k}_\perp \mathbf{r}) - i k_3 x}, \quad (3)$$

где

$$V(x) = N_0 \sum_{l=\pm 1} \{ (1 + lg\sigma_3) e^{il\gamma_1} - lq (\sigma_2 - ilg\sigma_1) e^{il\gamma_2} \} V_0,$$

$$q = 2 \frac{E}{\omega} \mu_n = \xi \frac{\mu_n}{\mu_B}, \quad \xi = \frac{eE}{m\omega}, \quad \gamma_{1,2} = \frac{\omega x}{2} (\sqrt{1+q^2} \mp 1),$$

$$N_0^2 = \frac{1 + \sqrt{1+q^2}}{8 \sqrt{1+q^2}}.$$

Классификацию решений по спиновым состояниям будем проводить, выбирая постоянный двухкомпонентный спинор удовлетворяющим уравнению

$$(\sigma n) V_0 = \zeta_n V_0, \quad \zeta_n = \pm 1. \quad (4)$$

Отметим, что выбор V_0 в таком виде для частицы с $\mu=0$ в поле электромагнитной волны приводит к собственным функциям оператора

$$\hat{\Sigma} = \gamma^5 \left[1 + iM_n \frac{\hat{n}}{(n\partial)} \right], \quad (5)$$

который определяет проекции спина на направление волны в системе покоя частицы.

Задача о бета-распаде нейтрона рассматривается в обычном $V-A$ -варианте слабого взаимодействия. В первом порядке теории возмущений по постоянной слабого взаимодействия G амплитуда имеет вид

$$M = \frac{G}{\sqrt{2}} \{ \bar{\Psi}_p \gamma_\mu (1 + \alpha_0 \gamma_5) \Psi_n \bar{\Psi}_e (1 + \gamma^5) \Psi_{\bar{\nu}} \}, \quad (6)$$

где $\alpha_0 = G^A/G^V$ — отношение аксиальной и векторной констант связи. Расчет полной вероятности проводился методом, подробно изложенным в нашей работе [5]. Зависимость вероятности от нормированного на массу импульса электрона $k^\mu/m = (p_0, \mathbf{p})$ и от угла вылета антинейтрино θ_v (угол отсчитывается от направления $\mathbf{n}$) описывается формулой

$$dW = \frac{2N_0 G^2 m^5}{(2\pi)^4} \sum_{s=\left[\frac{p_0-\varepsilon_0}{2}\right]}^{\infty} \sum_{l=\pm 1} (1 + lg\zeta_n) \left\{ F^{(1)} \left(\varepsilon_0 - p_0 + \lambda \left(s + \frac{l}{2} \right) - \right. \right.$$

$$\left. - \lambda \frac{l}{2} \sqrt{1+q^2} \right)^2 + \frac{q^2}{(1 + \sqrt{1+q^2})^2} F^{(2)} \left(\varepsilon_0 - p_0 + \lambda \left(s - \frac{l}{2} \right) - \right.$$

$$\left. - \lambda \frac{l}{2} \sqrt{1+q^2} \right)^2 - \frac{2q}{(1 + \sqrt{1+q^2})} \alpha_0 (\alpha_0 - 1) F_l \left(\varepsilon_0 - p_0 + \lambda \left(s + \frac{l}{2} \right) - \right.$$

$$\left. - l \frac{\lambda}{2} \sqrt{1+q^2} \right)^2 \Big\} d \cos \theta_v \frac{d\mathbf{p}}{p_0}, \quad (7)$$

$$F^{(j)} = AS_1^{(j)} + BS_2^{(j)}, \quad S_1^{(j)} = 1 + 3\alpha_0 - 2(-1)^j \zeta_n \alpha_0 (\alpha_0 + 1) \cos \theta_v.$$

$$F_l = A_l - \zeta_n B_l, \quad S_2^{(j)} = -(\alpha_0^2 - 1) \cos \theta_v + 2(-1)^j \zeta_n \alpha_0 (\alpha_0 - 1).$$

Здесь A, B, A_l, B_l зависят от p^μ, λ , характеристик поля, от функций Бесселя $J_s = J_s(z)$ аргумента z :

$$A = (p_0 - s\lambda) J_s^2 + \frac{\xi^2}{2(p_0 - p_3)} \left(J_s'^2 - J_s^2 + \frac{s^2}{z^2} J_s^2 \right) - g\lambda \left(z - \frac{s^2}{z\lambda(p_0 - p_3)} \right) J_s J_s',$$

$$B = (p_3 - p_0) J_s^2 + A,$$

$$A_l = \xi \frac{l}{z} J_s J_{s+l} + g \xi (J_s J_{s+l}' - J_s' J_{s+l}),$$

$$B_l = \left(2p_{\perp} - \xi \frac{2s+l}{z} \right) J_s J_{s+l} - g \xi (J_s J_{s+l}' + J_s' J_{s+l}),$$

$$z = \xi \frac{p_{\perp}}{\lambda (p_0 - p_3)}, \quad \varepsilon_0 = (M_n - M_p)/m \approx 2,53.$$

Отсюда после довольно сложных вычислений с точностью до членов порядка λ^1 получаем следующий результат:

$$W/\bar{W} \approx f_0 + \zeta_n g \lambda q (1+q^2)^{-1/2} (a \xi f_1 - q f_2),$$

$$f_0 = \frac{\varepsilon_0}{4} \ln(\varepsilon_0 + \delta) + \frac{\delta^5}{30} - \frac{\delta^3}{12} - \frac{\delta}{4} \approx 1,63,$$

$$f_1 = \frac{1}{2} \left[\frac{\delta^3}{3} + \delta - \varepsilon_0 \ln(\varepsilon_0 + \delta) \right] \approx 1,26,$$

$$f_2 = \frac{1}{4} \left[\frac{1}{2} \ln(\varepsilon_0 + \delta) + \varepsilon_0 \left(\frac{\delta^3}{3} - \frac{\delta}{2} \right) \right] \approx 2,11.$$

Здесь

$$a = 2\alpha_0(1-\alpha_0)/(1+3\alpha_0),$$

$$\delta = (\varepsilon_0^2 - 1)^{1/2},$$

$$\bar{W} = G^2 m^5 (1+3\alpha_0^2) (2\pi^3)^{-1}.$$

Как и следовало ожидать, влияние АММ не сказывается в членах $\sim \lambda^0$ (в этом пределе нет поля, с которым мог бы взаимодействовать АММ). Поскольку члены $\sim \lambda^2$, пропорциональные АММ (они здесь не приведены), представляют собой лишь малые поправки в формулам работы [4], то наиболее сильно наличие АММ будет проявляться в случае распада поляризованного нейтрона. Интересно, что при этом наблюдается четкая корреляция между знаком проекции спина нейтрона и направлением поляризации волны, характерная для процессов с участием частиц, обладающих АММ. По-видимому, она связана с прецессией спина частиц в поле волны циркулярной поляризации [10] (направление прецессии связано с направлением поляризации волны).

Вероятность распада нейтрона в магнитном поле без учета АММ определяется формулой [11]

$$W/\bar{W} \approx f_0 + a \zeta_n (H/H_0) f_1 + \dots$$

Любопытно отметить, что зависимость от параметра энерговыделения ε_0 в коэффициенте, пропорциональном спину нейтрона ζ_n , в этом случае точно такая же, как в формуле (8), что согласуется с картиной квазиклассического описания поведения спина в сравниваемых внешних полях.

Слагаемое в формуле (8) $\sim q^2$ примерно в 10^3 раз меньше, чем слагаемое $\sim q$, но 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 и оставлен нами в формуле (8), хотя при учете АММ всех частиц, включая отдачу протона, должны возникнуть члены того же порядка.

Кулоновское взаимодействие образовавшихся в процессе распада e и p не учитывалось, но в силу центральной симметрии кулоновского поля трудно ожидать, что его учет изменит указанные корреляции.

Важно также подчеркнуть, что в формуле (8) переход к постоянному скрещенному полю ($E \perp H$, $E=H$ — постоянное поле, получаемое из поля волны предельным переходом $\lambda \rightarrow 0$, $\xi \rightarrow \infty$, $\lambda\xi = \text{const}$) невозможен, так как при разложении по параметру λ параметр ξ (а тем самым и q) предполагался конечным.

Наконец, заметим, что в условиях высокой интенсивности поля излучения рассмотренная задача может оказаться важной моделью для оценок хода бета-процессов в определенных стадиях коллапса массивных звезд. В этой связи представляется полезным продолжение исследования релятивистских эффектов.

Авторы благодарны за полезные обсуждения Л. Б. Окуню, Б. К. Керимову и В. Г. Багрову.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Гинзбург В. П. О физике и астрофизике. М.: Наука, 1980. [2] Тернов И. М., Родионов В. Н., Дорофеев О. Ф. ЖЭТФ, 1983, 84, с. 1225. [3] Тернов И. М., Родионов В. Н., Жулего В. Г., Студеникин А. И. Ядерная физика, 1978, 28, с. 1454. [4] Тернов И. М., Родионов В. Н., Лобанов А. Е., Дорофеев О. Ф. Письма в ЖЭТФ, 1983, 37, с. 288. [5] Тернов И. М. и др. Ядерная физика, 1984, 39, с. 1125. [6] Никишов А. И., Ригус В. И. ЖЭТФ, 1983, 85, с. 24. [7] Баранов И. Г. Деп. ВИНТИ № 6584-83. [8] Соколов А. А., Тернов И. М. Релятивистский электрон. М.: Наука, 1974. [9] Клименко Ю. И., Павлова О. С., Худомясов А. И. Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон., 1973, 14, № 6, с. 635. [10] Тернов И. М., Багров В. Г., Клименко Ю. И. Изв. вузов. Физика, 1968, № 2, с. 50. [11] Тернов И. М. и др. В кн.: Тр. VI Междунар. семинара «Проблемы физики высоких энергий и квантовой теории поля». Т. 1. Протвино, 1983, с. 326.

Поступила в редакцию
21.06.85

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1986, Т. 27, № 4

РАДИОФИЗИКА

УДК 621.385.6

РЕЛЯТИВИСТСКИЙ ГЕНЕРАТОР ПОВЕРХНОСТНОЙ ВОЛНЫ КОМБИНИРОВАННОГО ТИПА

Н. А. Гаруца, В. И. Канавец, А. И. Слепков

(кафедра радиофизики СВЧ)

В релятивистской сильноточной электронике при увеличении мощности релятивистских генераторов с поперечными размерами электродинамических структур порядка длины генерируемой волны возникли принципиальные трудности, приводящие к ограничению величины и длительности импульса излучения. Они обусловлены действием различных факторов, в том числе влиянием высокочастотного пробоя [1] и разрушением потока при генерации [2]. Для перехода к менее напряженным режимам работы, характеризваемым меньшими плотностями энергии у стенок, актуальным становится создание устройств с пространственно развитыми периодическими волноводами [3]. Работа таких устройств может быть основана на взаимодействии релятивистского электронного потока с замедленной волной, в том числе с замедленной поверхностной волной. Такие СВЧ-источники получили название