

НЕЙТРАЛЬНЫЙ ТОК В УПРУГОМ ЭЛЕКТРОН- НУКЛОННОМ РАССЕЯНИИ И ЗНАК КОНСТАНТЫ СЛАБОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

С. Г. ГРИГОРЯН, С. В. ЕСАЙБЕГЯН

В рамках модели Вайнберга рассмотрены эффекты нейтральных токов, приводящие к продольной поляризации нуклонов отдачи в упругом e^-N -рассеянии. Обсуждается возможность измерения знака константы слабого взаимодействия.

Открытие нейтральных токов [1, 2] является сильным аргументом в пользу моделей, основанных на единой калибровочной теории слабых и электромагнитных взаимодействий. В связи с этим рассмотрение процессов, в которых наряду с электромагнитными взаимодействиями возможен примеси, обусловленные нейтральным слабым током, представляет интерес как с точки зрения нахождения величины самого эффекта, так и в связи с принципиальной возможностью определения знака константы слабого взаимодействия— G .

В настоящей работе упругий процесс

$$e^- + N \rightarrow e^- + N \quad (1)$$

рассматривается в рамках единой теории Вайнберга, обобщенной для описания слабых и электромагнитных взаимодействий адронов [3]. Рассмотрение этого процесса было проведено в работах [4, 5], где изучались эффекты, обусловленные нейтральным слабым бозоном, в случае продольной поляризации пучка и мишени. Нами будет изучен случай, когда наблюдается продольная поляризация нуклона отдачи.

Амплитуда процесса (1) имеет вид

$$M = M^1 + M^{2'}$$

$$M^1 = i \frac{e^2}{q^2} [\bar{u}(p', s') \gamma_\mu u(p, s)] \{ \bar{U}(P', S') [G_M \gamma_\mu - F_2(P+P')_\mu] U(P, S) \}, \quad (2)$$

$$M^{2'} = -i \frac{G}{\sqrt{2}} [\bar{u}(p', s') \gamma_\mu (4 \sin^2 \Theta_W - 1 + \gamma_5) u(p, s)] \times \\ \times [\bar{U}(P', S') \Gamma_\mu^z U(P, S)],$$

где

$$\Gamma_\mu^z = g_V^0 \gamma_\mu - g_A^0 \gamma_\mu \gamma_5 - f_V^0 (P+P')_\mu - h_A^0 (P-P')_\mu \gamma_5,$$

G — константа слабой связи, равная $10^{-5}/M^2$, M — масса нуклона, (p, s) , (P, S) , (p', s') и (P', S') — соответственно 4-импульсы и векторы поляризации начальных и конечных электронов и нуклонов, $q^2 = (P'-P)^2 = (p-p')^2$; $G_M = F_1 + 2MF_2$ и $G_E = F_1 + \left(\frac{q^2}{2M}\right)F_2$ — электромагнитные формфакторы нуклона.

Следуя [3, 4], мы будем предполагать (см., однако, [6]), что q^2 -зависимость формфакторов дается одной и той же функцией $F(q^2)$:

$$\frac{G_M(q^2)}{G_M(0)} = \frac{F_1(q^2)}{F_1(0)} = \frac{F_2(q^2)}{F_2(0)} = \frac{g_V(q^2)}{g_V(0)} = \frac{f_V(q^2)}{f_V(0)} = F_V(q^2), \quad (3)$$

$$\frac{g_A(q^2)}{g_A(0)} = F_A(q^2), \quad F_A(0) = 1, \quad f_A(q^2) \simeq F_V(q^2) = F(q^2).$$

Связь формфакторов g_V^0 , g_A^0 , f_V^0 и h_A^0 с экспериментально наблюдаемыми формфакторами g_V , g_A , f_V и h_A была получена в работе [4]. Однако в этой работе была допущена неточность в соотношениях между нейтронными формфакторами, что привело к неправильному заключению о сильной зависимости эффектов, связанных с нейтральным слабым током, от рода нуклонной мишени. Правильные соотношения следующие:

$$q_V^{0n} = -\frac{1}{2} g_V - 2 \sin^2 \theta_W G_M^n,$$

$$f_V^{0n} = -\frac{1}{2} f_V - 2 \sin^2 \theta_W F_2^n,$$

$$g_A^{0n} = -\frac{1}{2} g_A, \quad (4)$$

$$h_A^{0n} = -\frac{1}{2} h_A.$$

Нужно отметить, что амплитуда (2) записана в пределе $-q^2 \ll M_Z^2$, где M_Z — масса нейтрального векторного бозона; переход к пределу $-q^2 \gtrsim M_Z^2$ совершается заменой $G \rightarrow G \left(1 - \frac{q^2}{M_Z^2}\right)^{-1}$. В соответствии с последними экспериментальными данными [1, 2] в дальнейшем принимается $\sin^2 \theta_W \approx \frac{1}{3}$.

Выберем ось квантования спина вдоль направления импульса нуклона отдачи и определим среднюю спиральность как

$$P = \left(\frac{d\sigma_R}{d\Omega} - \frac{d\sigma_L}{d\Omega} \right) / \left(\frac{d\sigma_R}{d\Omega} + \frac{d\sigma_L}{d\Omega} \right),$$

где индекс $R(L)$ соответствует правым (левым) нуклонам, спин которых параллелен (антипараллелен) импульсу нуклона отдачи P' .

Соответствующая амплитуда M_R получается из (2) заменой

$$\bar{U}(P', S') \rightarrow \frac{1}{2} \bar{U}(P', S') (1 + \gamma_5 \hat{S}_R),$$

где $\hat{S}_R$ — 4-вектор спина нуклонов с положительной спиральностью, имеющих компоненты

$$S_R = \left(\frac{|\mathbf{P}'|}{M}, 0, 0, \frac{E'}{M} \right), \quad E' = M - \frac{q^2}{2M}.$$

Аналогичная замена с $S_L = -S_R$ даст M_L .

Опуская выкладки, приведем выражение для P

$$P = (|M_R^{i+z^0}|^2 - |M_L^{i+z^0}|^2) / (|M_R^{i+z^0}|^2 + |M_L^{i+z^0}|^2),$$

где

$$M_i^{i+z^0} = M_i^i + M_i^{z^0}, \quad i = R, L,$$

$$|M_R^{i+z^0}|^2 + |M_L^{i+z^0}|^2 = \frac{4e^4}{q^4} \left[(F_1^2 - q^2 F_2^2) (4M^2 \varepsilon^2 + 2M \varepsilon q^2 + M^2 q^2) + \right. \\ \left. + \frac{1}{2} G_M^2 q^4 \right] + O(\varepsilon^2 G, G^2), \quad (5)$$

$$|M_R^{i+z^0}|^2 - |M_L^{i+z^0}|^2 = -\frac{4e^2}{q^2} \frac{q^2}{M|\mathbf{P}'|} \frac{G}{V\sqrt{2}} \left[G_M g_V^0 \left(2M \varepsilon q^2 + \frac{1}{2} q^4 \right) + \right. \\ \left. + (4 \sin^2 \Theta_W - 1) G_M q_A^0 \left(4M^2 \varepsilon^2 + 2q^2 \varepsilon M - M^2 q^2 + \frac{1}{2} q^4 \right) \right] + O(G^2),$$

ε — энергия начального электрона. Формула (5) записана в системе покоя мишени при пренебрежении массой электрона по сравнению с энергией.

Для оценки величины P , используя (3) и исправленную таблицу 1 работы [4], рассмотрим два предельных случая.

$$\text{Предел } L_1: \quad -\frac{q^2}{4M^2} \ll 1, \quad -q^2 \ll M\varepsilon.$$

Для поляризации протона отдачи получаем

$$P^p \underset{L_1}{\simeq} -\sqrt{2} \frac{G}{e^2} q^2 \frac{V\sqrt{-q^2}}{2M} (4 \sin^2 \Theta_W - 1) \frac{g_A^{0p}}{F_1^p} \left(1 + 2M \frac{F_2^p}{F_1^p} \right) \simeq \\ \simeq -4,3 \frac{V\sqrt{-q^2}}{M} \frac{q^2}{M^2} 10^{-5}.$$

В случае рассеяния на нейтроне имеем

$$P^n \underset{L_1}{\simeq} \frac{G}{V\sqrt{2}e^2} \frac{V\sqrt{-q^2}}{M} \frac{2M g_A^{0n}}{F_1^n} (4 \sin^2 \Theta_W - 1) \simeq 3,2 \cdot 10^{-5} \frac{V\sqrt{-q^2}}{M}. \quad (6)$$

Следует отметить, что эффект несохранения четности, приводящий к продольной поляризации нуклона отдачи, в случае нейтрона примерно в M^2/q^2 раз больше, чем в случае протона отдачи, и в $(M^2/(-q^2))^{1/2}$ раз больше, чем в случае поляризации нуклона мишени [4]. Это можно понять, рассматривая взаимодействие магнитного момента поляризованного нейтрона с магнитным полем виртуального γ -кванта в пределе $q_2 \rightarrow 0$.

Рассмотрим предел L_2 :

$$-\frac{q^2}{M^2} \gg 1, \quad \frac{\varepsilon}{M} (1 - \cos \Theta) \gg 1 \quad (-q^2 \ll M^2).$$

В этом пределе имеем

$$P_{L_z} \approx -\frac{q^2}{e^2} \frac{G}{\sqrt{2}} \frac{G_{11}}{F_2} \left[\frac{g_V^0}{F_2} - (4 \sin^2 \Theta_W - 1) \frac{g_A^0}{F_2} \right] \left[\frac{1}{2} \frac{G_{11}}{F_2^2} + M^2 \operatorname{ctg}^2 \frac{\Theta}{2} \right]^{-1} \quad (7)$$

т. е. тот же результат по величине, что имели для асимметрии в случае поляризованной мишени [4].

С учетом (4) получаем

$$P^p \approx -\left(\frac{q^2}{M^2}\right) \frac{6,88 \cdot 10^{-5}}{4,28 + 0,88 \operatorname{ctg}^2 \frac{\Theta}{2}},$$

$$P^n \approx -\left(\frac{q^2}{M^2}\right) \frac{12,5 \cdot 10^{-5}}{1,76 + 0,88 \operatorname{ctg}^2 \frac{\Theta}{2}}.$$

При значении, например, $\Theta = 90^\circ$ находим

$$P^p \approx -1,3 \cdot 10^{-5} \left(\frac{q^2}{M^2}\right), \quad P^n \approx -4,7 \cdot 10^{-5} \left(\frac{q^2}{M^2}\right). \quad (8)$$

Как видно из (7), эффект, связанный с наличием слабых взаимодействий, растет с q^2 и достигает, например, при $\Theta = 90^\circ$ и $q^2 \sim 10^3 \left(\frac{\text{Gev}}{c}\right)^2$ значений $P^p \sim 1,5\%$ и $P^n \sim 5\%$ соответственно для протонов и нейтронов. Следует, однако, заметить, что предсказания для P зависят от поведения различных формфакторов (соотношения (3)), которые сравнительно хорошо изучены только для величин $-q^2 \lesssim 5 \left(\frac{\text{Gev}}{c}\right)^2$.

Рассмотрим возможность определения знака константы слабого взаимодействия G в процессе (1). Этот вопрос обсуждался Я. Б. Зельдовичем [7] еще в 1959 г. Он рассматривался также в работе [8] в связи с возможным наличием нейтрального тока в глубоко неупругом процессе

$$e^- + N \rightarrow e^- + \dots$$

Как видно из формул для параметра асимметрии работы [4], а также из (5)–(7), измерение знака P может однозначно указать знак константы G в рамках теории Вайнберга.

В теории контактного 4-фермионного взаимодействия, содержащей нейтральные токи, наряду с диаграммой первого порядка по G необходимо учитывать также диаграмму $\sim G^2$, связанную с вкладом заряженных слабых токов [9].

В этом случае суммарная амплитуда процесса (1) примет вид

$$M = M^i + M^{(1)} + M^{(2)},$$

где

$$M^{(1)} = -\frac{iG^0}{\sqrt{2}} \langle P' | J^{\mu h} | P \rangle \langle p' | J_{\mu}^e | p \rangle,$$

$$M^{(2)} = i\alpha G_{\text{эфф.}} \langle P' | J^{\mu} | P \rangle \langle p' | J^{\mu} | p \rangle,$$

$$\langle p' | J^{\mu} | p \rangle = \bar{u}(p') \gamma_{\mu} (1 - \beta \gamma_5) u(p),$$

$$\langle p' | J^{\mu} | p \rangle = \bar{u}(p') \gamma_{\mu} (1 - \gamma_5) u(p),$$

$$\langle P' | J^{\mu} | P \rangle = \bar{U}(P') \Gamma_{\mu}^z U(P),$$

$$G^0 = 2\rho_V G, \quad \beta = \frac{\rho_A}{\rho_V},$$

$$G_{\text{эфф.}} = \frac{1}{2} \frac{G^2 \Lambda^2}{\pi^2} [9], \quad \alpha - \text{параметр порядка 1, } \Lambda - \text{параметр обрезания}$$

теории, в модели Вайнберга $\rho_A = -\frac{1}{2}$, $\rho_V = -\frac{1}{2} + 2 \sin^2 \Theta_W$.

Средняя спиральность может быть получена из (5) путем замены $G \rightarrow (-G^0 \beta + \alpha \sqrt{2} G_{\text{эфф.}})$ при членах, не содержащих $(4 \sin^2 \Theta_W - 1)$, и $G \rightarrow (-G^0 + \alpha \sqrt{2} G_{\text{эфф.}})$ — при членах, содержащих этот множитель, и при устремлении $\sin^2 \Theta_W \rightarrow 0$.

Рассмотрим, например, предельный случай L_z ,

$$P \simeq - \frac{q^2}{\sqrt{2} e^2} \frac{G_M g_V^0 (-G^0 \beta + \alpha \sqrt{2} G_{\text{эфф.}}) + G_M g_A^0 (-G^0 + \alpha \sqrt{2} G_{\text{эфф.}})}{\frac{1}{2} G_M^2 + F^2 M^2 \text{ctg}^2 \frac{\Theta}{2}}. \quad (9)$$

Используя вновь таблицу 1 работы [4] с $\sin^2 \Theta_W = 0$ и с корректными соотношениями между формфакторами (4), а также (3), получим

$$P^p \simeq \frac{(55,7 G^0 \beta + 14,2 G^0 - 69,9 \alpha \sqrt{2} G_{\text{эфф.}}) q^2}{4,22 + 0,88 \text{ctg}^2 \frac{\Theta}{2}},$$

$$P^n \simeq \frac{(33,4 G^0 \beta + 8,5 G^0 - 41,9 \alpha \sqrt{2} G_{\text{эфф.}}) q^2}{1,76 + 0,88 \text{ctg}^2 \frac{\Theta}{2}}.$$

Для значения $\Theta = 90^\circ$ имеем

$$P^p \simeq (10,8 G^0 \beta + 2,75 G^0 - 13,5 \alpha \sqrt{2} G_{\text{эфф.}}) q^2, \quad (10)$$

$$P^n \simeq (12,65 G^0 \beta + 3,2 G^0 - 15,9 \alpha \sqrt{2} G_{\text{эфф.}}) q^2.$$

Предполагая, что константы ρ_A и ρ_V , входящие в (9) и (10), связаны с константами ρ_A^e и ρ_V^e , входящими в гамильтониан слабого взаимодействия, соотношениями $\rho_V^e = \rho_V + 1$, $\rho_A^e = \rho_A + 1$, и определяя последние из экспериментов по упругому ν -рассеянию [8], можно, в принципе, из (9) и (10) найти знак константы G .

Авторы выражают благодарность С. Г. Матияну за обсуждения и постановку задачи, Г. В. Григоряну, Дж. Л. Чкареули и Ю. Г. Шахназаряну за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. F. J. Hasert et al. Phys. Lett., 46B, 138 (1973).
2. F. J. Hasert et al. Phys. Lett., 46B, 121 (1973).
3. S. Weinberg. Phys. Rev., D5, 1412 (1972).
4. E. Rega, K. Schilcher. Phys. Rev., D10, 1952 (1974).
5. В. В. Фламбаум. Препринт ИЯФ, 74—72, 1974.
6. Л. И. Липидус. Материалы седьмой зимней школы ЛИЯФ, т. 4, стр. 83, 1972.
7. Я. Б. Зельдович. ЖЭТФ, 36, 964 (1959).
8. S. M. Bilenky, N. A. Dadajan, E. H. Hristova. Preprint JINR E2—7912, 1974;
С. М. Биленький, И. А. Дадаян, Е. Х. Христова. ЯФ, 21, 360 (1974).
9. Б. А. Иоффе, Е. М. Шабалин. ЯФ, 6, 828 (1967).

Զեքոթ Հոսանքն Առաջագան էլեկտրոն-նուկլոն Յրման Մեջ
Եվ Թոնիզ Գոնադրեցութեան Հաստատութիւնի Նշանը

Ս. Գ. Գրիգորյան, Ս. Վ. Եսայեբեգյան

Վայրերի մոդելում դիտարկված են շեզոթ հոսանքներով պայմանավորված էֆեկտները, որոնց հետևանքով առաձգական e^-N -ցրման պրոցեսում նուկլոնը ձեռք է բերում երկայնական բեկառցում: Քննարկված է թույլ փոխազդեցության հաստատունի նշանի չափման հնարավորությունը:

THE NEUTRAL CURRENT IN ELASTIC ELECTRON-
NUCLEON SCATTERING AND THE SIGN OF WEEK
INTERACTION CONSTANT

S. G. GRIGORYAN, S. V. ESAJBEGYAN

The effects of neutral currents leading to the longitudinal polarization of recoil nucleons is considered in the framework of Weinberg model. The possibility of the measurement of the sign of week interaction constant is considered.