ДЕ 915

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 10, 155—160 (1975)

О НЕЙТРАЛЬНЫХ СЛАБЫХ ТОКАХ В БЕЗНЕЙТРИННЫХ ЛЕПТОННЫХ РЕАКЦИЯХ

А. Г. СЕДРАКЯН

В связи с экспериментальным наблюдением реакций $\bar{\nu}_\mu e^- \to \bar{\nu}_\mu e^-$, $\begin{pmatrix}\nu_\mu\\ \bar{\nu}_\mu\end{pmatrix} + N \to \begin{pmatrix}\nu_\mu\\ \bar{\nu}_\mu\end{pmatrix} + адроны$, которые указывают на существование нейтрального слабого тока, изучены предсказания модели Вайнберга для рассеяния электрона на электроне. Получены поправка к дифференциальному сечению электромагнитного рассеяния и средняя поляризация рассеянной частицы и проанализированы условия, при которых эти эффекты могут быть обнаружены.

1. В связи с экспериментальным наблюдением безмюонных реакций [1]

$$\bar{\nu}_\mu e^- \to \bar{\nu}_\mu e^-, \quad \begin{pmatrix}\nu_\mu\\ \bar{\nu}_\mu\end{pmatrix} + N \to \begin{pmatrix}\nu_\mu\\ \bar{\nu}_\mu\end{pmatrix} + адроны \tag{1}$$

возрос интерес к вопросу о существовании нейтральных слабых токов и к единым моделям слабых и электромагнитных взаимодействий, содержащим нейтральный Z°-бозон [2]. Наблюдение реакций (1) нельзя еще считать полным доказательством существования нейтрального слабого тока. Существуют схемы четырехфермионного слабого взаимодействия без нейтральных токов [3], которые допускают реакции (1). Окончательное доказательство существования нейтрального слабого тока можно получить на основе изучения лептонных реакций

$$e^+ e^- \to \mu^+ \mu^-, \tag{2}$$

$$e^+ e^- \to e^+ e^-, \tag{3}$$

$$e^- e^- \to e^- e^-.$$

Эффекты слабого взаимодействия в этих реакциях предсказываются едиными теориями электромагнитных и слабых взаимодействий, содержащими промежуточный Z°-бозон. Экспериментальное обнаружение и исследование эффектов слабого взаимодействия в реакциях (2) и (3) было бы не только доводом в пользу моделей с нейтральным Z°-бозоном, но и проверкой параметров этих теорий.

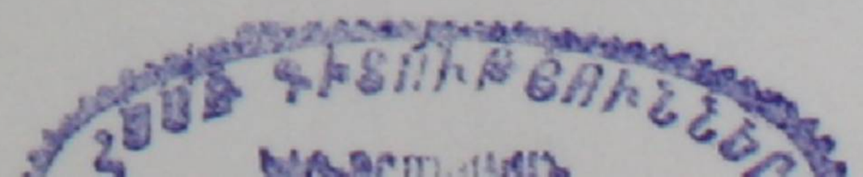
2. Существование нейтрального слабого тока в реакциях $e^+ e^- \to \mu^+ \mu^-$ и $e^+ e^- \to e^+ e^-$ проявляется в трех эффектах:

а) поправка к электромагнитному сечению,

б) асимметрия дифференциального сечения относительно $\theta = \pi/2$,

в) средняя поляризация конечных частиц.

Зависимость этих эффектов от угла Вайнберга приведена на рис. 1. Эти эффекты при энергиях 3—5 *Гэв* составляют ~1% и становятся существенными при высоких энергиях. Но при высоких энергиях становятся су-



щественными также эффекты слабого взаимодействия в реакции $e^+ e^- \to$ *адроны* и в связи с тем, что при высоких энергиях трудно отличить адроны от мезонов, экспериментальное исследование этих эффектов в реакциях (2)

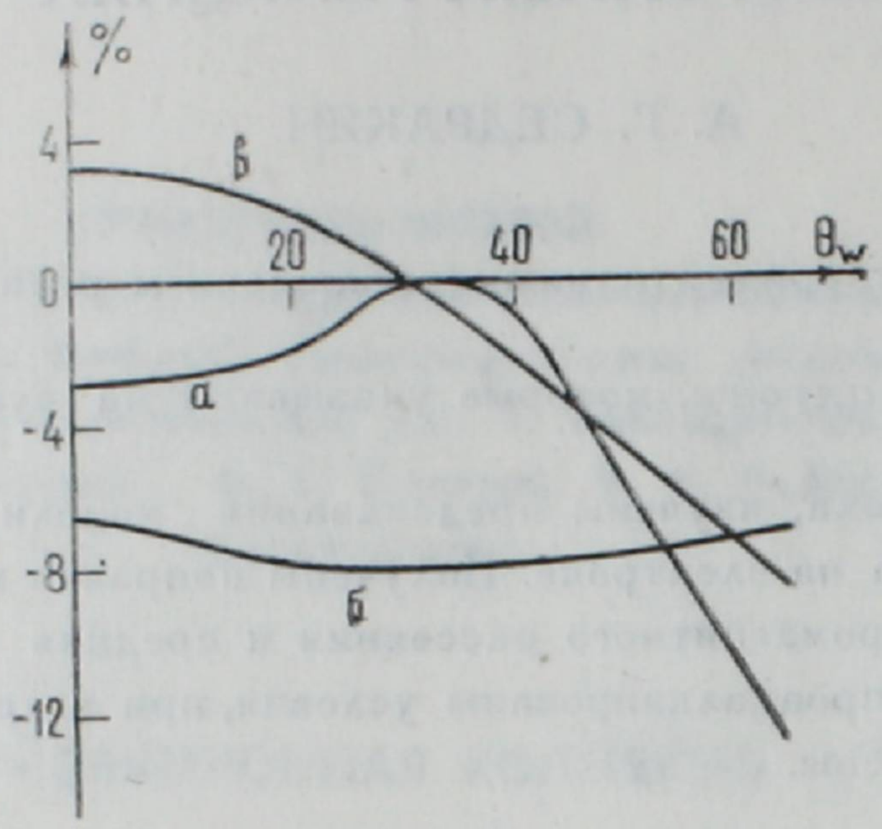


Рис. 1. Зависимость эффектов слабого взаимодействия от угла Вайнберга в реакции $e^+ e^- \to \mu^+ \mu^-$ при $E = 20$ *Гэв*: *а*) поправка к дифференциальному сечению, *б*) асимметрия процесса относительно $\theta = 90°$, *в*) средняя поляризация конечной частицы.

и (3) затруднительно. Предсказания для реакций $e^+ e^- \to \mu^+ \mu^-$ и $e^+ e^- \to e^+ e^-$ содержатся в работах [4—9].

3. В настоящей работе рассматриваются эффекты слабого взаимодействия в реакции $e^- e^- \to e^- e^-$.

Лагранжиан взаимодействия записывается в виде

$$L_{\text{int}} = i\,\bar{u}_e \gamma_\alpha u_e A_\alpha + i\,\bar{u}_e (g_V + g_A \gamma_5)\gamma_\alpha u_e Z^0_\alpha. \tag{4}$$

В модели Вайнберга параметры g_V и g_A определены следующим образом:

$$g_V = \frac{3e}{4}\operatorname{tg}\theta_W - \frac{e}{4\operatorname{tg}\theta_W}, \quad g_A = \frac{e}{4}\left(\operatorname{tg}\theta_W + \frac{1}{\operatorname{tg}\theta_W}\right), \tag{5}$$

где θ_W — угол Вайнберга.

Экспериментальное и теоретическое рассмотрение реакции $\nu_e e^- \to \nu_e e^-$ для угла Вайнберга дает оценку $\sin^2\theta_W \leqslant 0{,}35$ [10, 11]. Исследование полулептонных реакций в рамках модели Вайнберга (независимо от вида адронного слабого тока) дает $\sin^2\theta_W \geqslant 0{,}3$ [12, 13]. В настоящей работе для оценки эффектов использована величина $\sin^2\theta_W = 0{,}32$.

Направим импульс одного из начальных электронов по оси z, а его вектор поляризации по оси y. Так как энергия электронов велика, то массой их можно пренебречь и в с. ц. м. для 4-импульсов начальных электронов можно записать

$$p_1 = (O,\ O,\ E,\ iE), \qquad p_1' = (O,\ O,\ -E,\ iE),$$

для 4-импульсов конечных электронов имеем

$$p_2 = (E\sin\theta\sin\varphi,\ \ E\sin\theta\cos\varphi,\ \ E\cos\theta,\ \ iE),$$
$$p_2' = (-E\sin\theta\sin\varphi,\ \ -E\sin\theta\cos\varphi,\ \ -E\cos\theta,\ \ iE).$$

Мы рассматриваем случай поперечно поляризованных начальных электронов и записываем 4-векторы поляризации в виде

$$s_1 = (O,\ s_1, O,\ O), \quad s_1' = (O,\ s_2,\ O,\ O).$$

Для продольно поляризованных конечных электронов 4-векторы поляризации имеют вид

$$s_2 = \frac{h_1}{m_e} p_2, \quad s_2' = \frac{h_2}{m_e} p_2',$$

где h_1 и h_2 — их спиральности.

Рассмотрение процесса $e^- e^- \to e^- e^-$ мы проводим на основе диаграмм Фейнмана, изображенных на рис. 2.

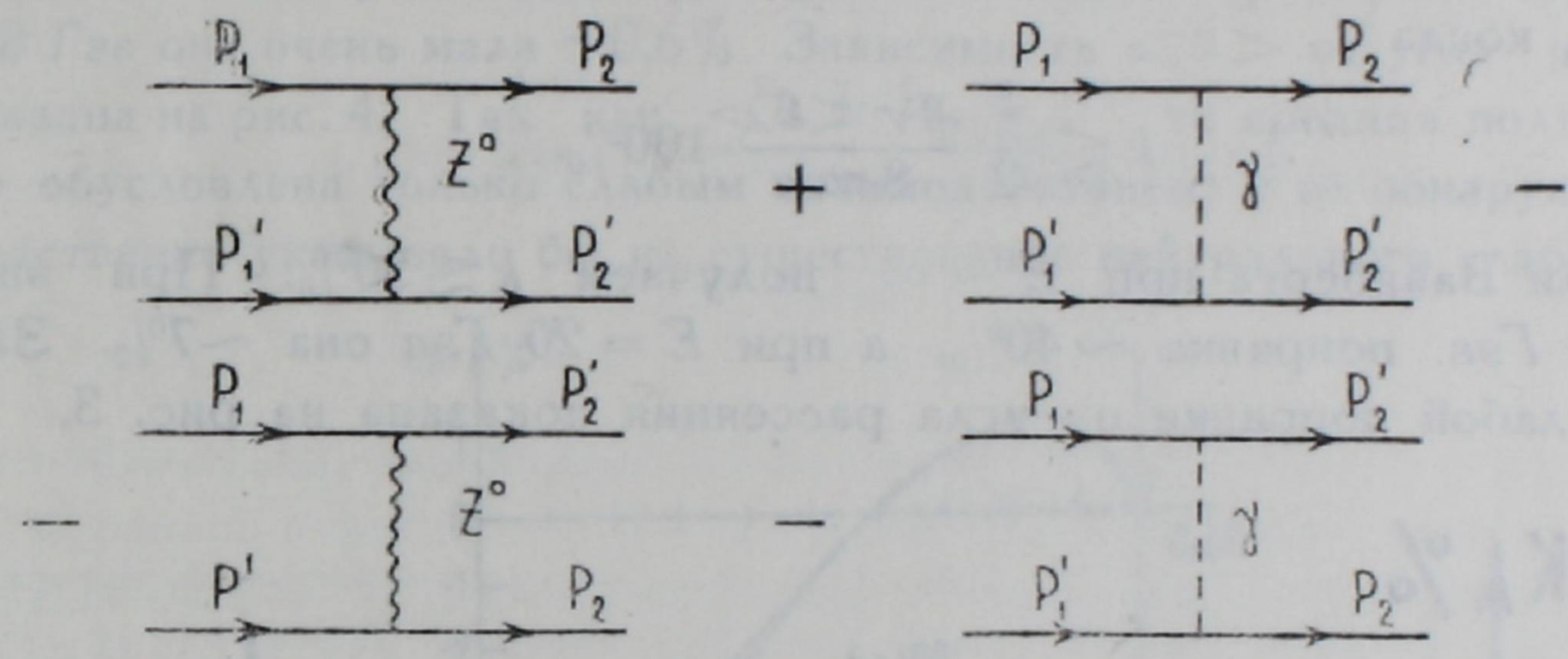


Рис. 2.

Матричный элемент этого процесса имеет вид

$$M = \frac{e^2 (\bar{u}_2 \gamma_\alpha u_1)(\bar{u}_2' \gamma_\alpha u_1')}{(p_2 - p_1)^2} - \frac{e^2 (\bar{u}_2' \gamma_\alpha u_1)(\bar{u}_2 \gamma_\alpha u_1')}{(p_2' - p_1)^2} +$$

$$+ \frac{(\bar{u}_2 \Gamma_\alpha u_1)(\bar{u}_2' \Gamma_\alpha u_1')}{(p_2 - p_1)^2 + m_z^2} - \frac{(\bar{u}_2' \Gamma_\alpha u_1)(\bar{u}_2 \Gamma_\alpha u_1')}{(p_2' - p_1)^2 + m_z^2}, \tag{6}$$

где $\Gamma_\alpha = (g_1 + g_A \gamma_5)\gamma_\alpha$.

Для дифференциального сечения с поляризованными начальными и конечными частицами получаем

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{4E^2}\left\{(1 - h_1 h_2)\left[\frac{1 + z^2}{(1-z^2)^2} + s_1 s_2 \frac{\cos 2\varphi}{4}\right] + \right.$$

$$+ \frac{(1 + h_1 h_2)(g_V^2 + g_A^2)}{8\pi\alpha (1-z^2)(a^2 - z^2)} [2a + (a-1) z^2 + a(1 + z^2) z^2 + 4az^2] +$$

$$+ \frac{(1 - h_1 h_2)(g_V^2 - g_A^2)}{8\pi\alpha (1 - z^2)(a^2 - z^2)} [4a(1 + z^2) - s_1 s_2 \cos 2\varphi (a - z^2)(1 - z^2)] +$$

$$\left. + \frac{(1 + h_1 h_2)}{4(1 - z^2)^2} (5 + 2z^2 + z^4) + \frac{(h_1 + h_2) g_V g_A}{4\pi\alpha (1 - z^2)(a^2 - z^2)} (az^4 + 6az^2 + 4z^2 - 3a)\right\},$$

где

$$z = \cos\theta, \quad a = 1 + \frac{m_z^2}{2E^2}. \tag{7}$$

Существование Z°-бозона проявляется в двух эффектах.

а. Поправка к сечению электромагнитного рассеяния электронов, обусловленная слабым взаимодействием. Величина поправки k (отношение интерференционных членов в сечении к сечению электромагнитного рассеяния) ограничена сверху. Из сравнения членов типа

$$\frac{1}{(1-z^2)^2} \quad \text{и} \quad \frac{g_V^2 + g_A^2}{8\pi\alpha} \frac{2a}{(1-z^2)(a^2-z^2)}$$

видно, что вклад слабой поправки наиболее существенно проявляется при $\theta = 90^\circ$, когда

$$k \lesssim \frac{5}{2} \frac{g_V^2 + g_A^2}{8\pi\alpha a} \cdot 100\%. \tag{8}$$

В модели Вайнберга при $E \to \infty$ получаем $k \lesssim 50\%$. При энергии $E = 100$ *Гэв* поправка $\sim 40\%$, а при $E = 20$ *Гэв* она $\sim 7\%$. Зависимость слабой поправки от угла рассеяния показана на рис. 3.

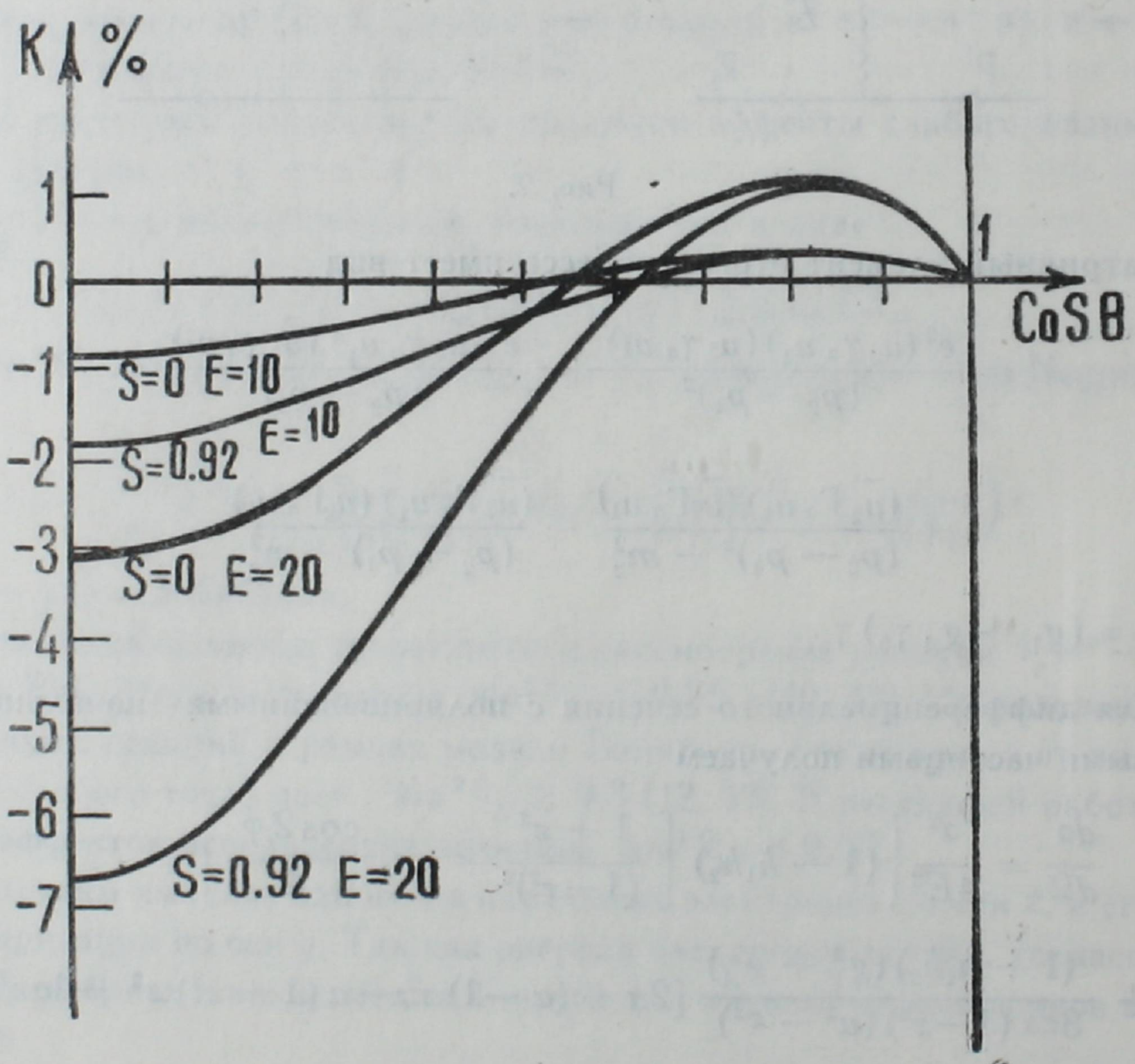


Рис. 3. Зависимость поправки к дифференциальному сечению электромагнитного рассеяния от угла рассеяния θ при энергиях 10 и 20 *Гэв* и поляризациях 0 и 0,92.

б. Возникновение средней поляризации рассеянной частицы, которая есть

$$<h> = \frac{\sum_{h_2} d\sigma\,(h_1 = 1) - \sum_{h_1} d\sigma\,(h_1 = -1)}{\sum_{h_1 h_2} d\sigma} = \tag{9}$$

$$= \frac{g_1\, g_A\, \alpha\,(az^4 + 6\,az^2 + 4\,z^2 - 3\,a)}{8\,\pi\,(1 - z^2)\,(a^2 - z^2) \sum_{h_1 h_2} d\sigma/d\Omega}.$$

Для нее можно получить ограничение

$$<h> \lesssim \frac{g_V\, g_A}{8\,\pi\alpha\, a} \cdot 100\%. \tag{10}$$

При $E=100$ *Гэв* средняя поляризация составляет примерно 5%, а при $E=20$ *Гэв* она очень мала ~0,6%. Зависимость $<h>$ от угла рассеяния θ показана на рис. 4. Так как $<h> \sim g_V g_A$, то средняя поляризация $<h>$ обусловлена только слабым взаимодействием, и ее обнаружение непосредственно указывало бы на существование нейтрального слабого тока.

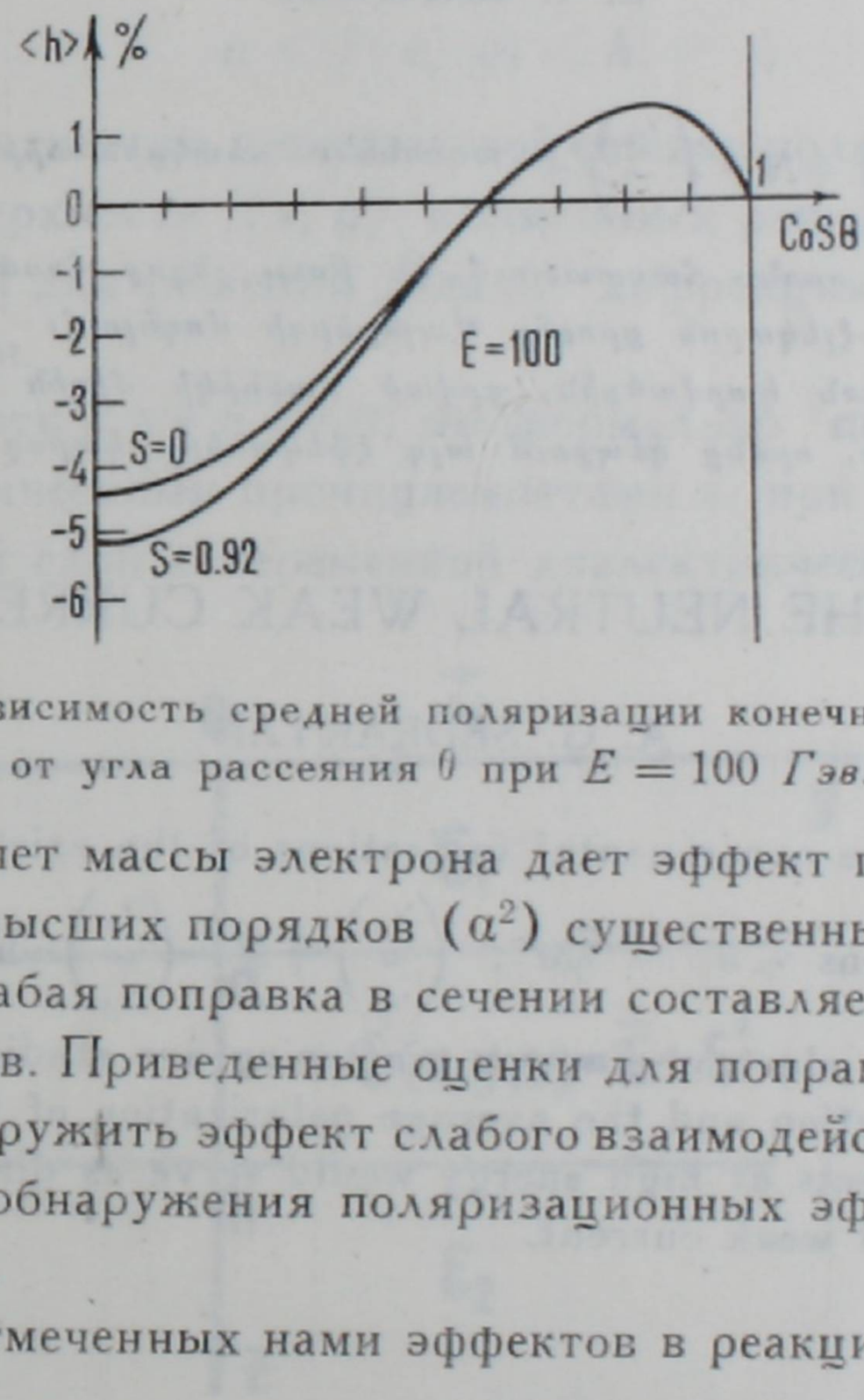


Рис. 4. Зависимость средней поляризации конечной частицы от угла рассеяния θ при $E = 100$ *Гэв*.

Отметим, что учет массы электрона дает эффект порядка m_e^2/E^2, фотонные диаграммы высших порядков (α^2) существенны при низких энергиях [7—9], а чисто слабая поправка в сечении составляет величину порядка нескольких процентов. Приведенные оценки для поправки к сечению позволяют надеяться обнаружить эффект слабого взаимодействия уже при энергиях $E=15$ *Гэв*. Для обнаружения поляризационных эффектов нужны энергии порядка 100 *Гэв*.

Обнаружение отмеченных нами эффектов в реакциях

$$e^+ e^- \to \mu^+ \mu^-, \quad e^+ e^- \to e^+ e^-, \quad e^- e^- \to e^- e^-$$

однозначно указывало бы на существование Z°-бозона и нейтрального слабого тока. Предсказания, связанные со слабым нейтральным током, при относительно низких энергиях экспериментально выгоднее проверять в реакциях (2), а при высоких энергиях—в реакции (3).

Автор благодарен А. Н. Заславскому за постановку задачи и С. Г. Матиняну за полезное обсуждение.

Ереванский государственный университет

Поступила 5.VI.1974

ЛИТЕРАТУРА

1. *L. E. I. Hasert* et al. Phys. Lett., 46B, 121 (1973); 46B, 138 (1973).
2. *S. Weinberg*. Phys. Rev. Lett., 19, 1264 (1967); Phys. Rev., D5, 1412 (1972).
3. *Б. Понтекорво*. Письма ЖЭТФ, 19, 233 (1974).
4. *J. Godine, A. Hankey*. Phys. Rev., D6, 3301 (1972).
5. *A. Love*. Nuovo Cim. Lett., 5, 113 (1972).
6. *W. K. Cung, A. K. Mann, E. A. Paschos*. Phys. Lett., 41B, 355 (1972).
7. *R. W. Brown* et al. Phys. Lett., 43B, 403 (1973).
8. *P. A. Dicus*. Phys. Rev., D8, 890 (1973).
9. *R. Budny*. Phys. Lett., 45B, 340 (1973).
10. *H. H. Chen, B. W. Lee*. Phys. Rev., D5, 1874 (1972).
11. *H. S. Gurr, F. Reines, H. W. Sobel*. Phys. Rev. Lett., 28, 1406 (1972).
12. *E. A. Paschos, L. Wolfenstein*. Phys. Rev., D7, 91 (1973).
13. *A. Pais, S. B. Treiman*. Phys. Rev., D6, 2700 (1972).

ԹՈՒՅԼ ՉԵԶՈՔ ՀՈՍԱՆՔՆԵՐԻ ՄԱՍԻՆ

Ա. Գ. ՍԵԴՐԱԿՅԱՆ

$\bar{\nu}_\mu e^- \to \bar{\nu}_\mu e^-$, $\begin{pmatrix}\nu_\mu\\ \sim\\ \nu_\mu\end{pmatrix} + N \to \begin{pmatrix}\nu_\mu\\ \sim\\ \nu_\mu\end{pmatrix} +$ ադրոններ *ռեակցիաների փորձնական հայտնաբերման կապակցությամբ, որոնք հաստատում են թույլ չեզոք հոսանքների գոյությունը, ուսումնասիրվել է էլեկտրոն-էլեկտրոն ցրումը Վայնբերգի մոդելում։ Ստացված է ուղղումը էլեկտրամագնիսական ցրման կտրվածքին, ցրված մասնիկի միջին բևեռացումը և քննարկված են այն պայմանները, որոնց դեպքում այդ էֆեկտները կարող են հայտնաբերվել։*

ON THE NEUTRAL WEAK CURRENTS

A. G. SEDRAKYAN

Connected with the experimental indications of the existence of the neutral weak current in reactions $\bar{\nu}_\mu e^- \to \bar{\nu}_\mu e^-$, $\begin{pmatrix}\nu_\mu\\ \sim\\ \nu_\mu\end{pmatrix} + N \to \begin{pmatrix}\nu_\mu\\ \sim\\ \nu_\mu\end{pmatrix}$—hadrons, the predictions of Weinberg's model for electron-electron scattering are studied. The correction to the differential cross-section and the average polarization of the scattered particle are obtained. These effects at high energy would serve as direct evidences of the existence of the neutral weak current.