

ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱԿԱՆ ԻՆՏԵՂԻՏԵՏ
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ЕФИ-278(3)-78

ՏԿ ԿԳ 02588

Ս.Գ.ԳՐԻԳՐՅԱՆ, Ս.Վ.ԵՏԱԻԲԵԳՅԱՆ
Ն.Լ.ԿԵՐ-ԻՏԱԿՅԱՆ

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ, ОБУСЛОВЛЕННЫЕ
СЛАБЫМ НЕЙТРАЛЬНЫМ ТОКОМ В ИНКЛЮЗИВНОЙ
 $e^+ e^-$ АННИГИЛЯЦИИ

ԱՐՄՍ

ԵՐԵՎԱՆ



ЕРЕВАН

E04-278(3)-78

S.G. GRIGORYAN, S.V. ESAJBEGYAN,
N.L. TER-ISAACIAN

POLARIZATION EFFECTS DUE TO NEUTRAL WEAK
CURRENTS IN INCLUSIVE e^+e^- ANNIHILATION

The polarization effects are considered in an inclusive baryon production on colliding beams $e^+e^- \rightarrow B + X$ when $X \approx 1$. It is shown, that the polarization properties due to the weak neutral current are independent of the hadron structure in the quark-parton model in the case of Σ^- Ξ^- hyperons. Numerical estimates on the values of A and N asymmetries and the mean helicity P are obtained in the framework of Farrar - Jackson model with SU(3) violation considered by the authors earlier. $P \approx 30\%$ in the case of Λ and Ξ^0 hyperons, and the values of A and N make up 15% - 20% at the primary energy $s = 15$ GeV.

Yerevan Physics Institute

Yerevan 1978

БФН-278(3)-78

С.Г. ГРИГОРЯН, С.В. ЕСАЙБЕГЯН,
Н.Л. ТЕР-ИСААКЯН

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ, ОБУСЛОВЛЕННЫЕ СЛАБЫМ
НЕЙТРАЛЬНЫМ ТОКОМ В ИНКЛЮЗИВНОЙ e^+e^- АННИГИЛЯЦИИ

Рассмотрены поляризационные эффекты в инклюзивной реакции рождения бариона на встречных пучках $e^+e^- \rightarrow B+x$ при $x \approx 1$. Показано, что поляризационные свойства, обусловленные слабым нейтральным током в случае $\Sigma^- \Xi^-$ - гиперонов не зависят от структуры адрона в кварк-партонной модели. В рамках модели Фаррар-Джексона с учетом нарушения $SU(3)$ симметрии, рассмотренной ранее авторами получены численные оценки на величины асимметрии A и N и средней спиральности P . В случаях Λ и Ξ^0 - гиперонов $P \approx 30\%$, а величины A и N достигают 15%-20% при начальной энергии $E=15$ Гэв.

Ереванский физический институт
Ереван 1978.

ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ЕФИ-278(3)-78

С.Г.ГРИГОРЯН, С.В.ЕСАЙБЕГЯН
Н.Л.ТЕР-ИСААКЯН

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ, ОБУСЛОВЛЕННЫЕ
СЛАБЫМ НЕЙТРАЛЬНЫМ ТОКОМ В ИНКЛЮЗИВНОЙ
 $e^+ e^-$ АННИГИЛЯЦИИ

Ереван 1978

© *Ереванский физический институт.*

Выяснение пространственно-временной и изотопической структуры слабого нейтрального тока является важной задачей в связи с появлением большого числа калибровочных теорий [1-5], где нейтральный ток появляется естественным образом.

В этом аспекте рассмотрение $e^+ e^-$ -аннигиляции представляет особый интерес, так как при энергиях, планируемых на машинах PEP, PETRA, эффекты от слабого нейтрального тока становятся порядка $G_q^2/e^2 \sim 10\%$ [6-9]

С другой стороны, становясь на точку зрения, что структура нейтрального тока строго фиксирована (например, в модели Вайнберга [1], находящейся в хорошем качественном согласии с экспериментальными данными [10]), можно, анализируя поляризационные эффекты, связанные с примесью слабых взаимодействий, сделать заключение о верности конкретной модели, раскрывающей структуру адронов.

В предыдущей работе [11] нами было проанализировано поведение структурной функции для оцета барионов в глубоко неупругой области $e^- B$ взаимодействия при $X \sim 1$ в рамках модели, предложенной Фаррар и Джексоном [12]. Знание этих структурных функций позволяет дать количественные предсказания на величины

связанные с поляризационными эффектами, обусловленными слабым нейтральным током. В настоящей работе будут рассмотрены поляризационные явления в реакции

$$e^+(k_2, s') + e^-(k_1, s) \rightarrow B(p, \xi) + X, \quad (I),$$

где $(k_2, s'), (k_1, s), (p, \xi)$ - соответственно 4-импульсы и векторы поляризации лептонов и баронов.

Рассмотрение будет вестись для трех случаев:

а) начальные пучки продольно поляризованы; по состояниям поляризации барона проводится суммирование; измеряется асимметрия;

б) лептоны не поляризованы; измеряется средняя спиральность конечного барона;

в) начальные частицы поляризованы в направлении, перпендикулярном плоскости электрон-позитронных колец, измеряется средняя спиральность барона.

Величины, обусловленные наличием нарушающих P-четность слабых взаимодействий, являются: асимметрия

$$A = \frac{d\epsilon(\Rightarrow) - d\epsilon(\Leftarrow)}{d\epsilon(\Rightarrow) + d\epsilon(\Leftarrow)},$$

где в скобках обозначены направления спина аннигилирующих пучков (ось квантования выбрана вдоль направления электронного пучка); асимметрия "вперед-назад" N

$$N = \frac{N_B - N_H}{N_B + N_H},$$

$$N_B = \int_0^{\pi} d(\cos \theta) \frac{d\epsilon}{d\Omega}$$

$$N_H = \int_{-\pi}^0 d(\cos \theta) \frac{d\epsilon}{d\Omega}$$

Здесь θ - угол вылета конечного бариона относительно направления начального лучка; средняя спиральность бариона

$$\rho = \frac{d\sigma_R - d\sigma_L}{d\sigma_R + d\sigma_L},$$

где индекс $R(L)$ соответствует правым (левым) барионам, спин которых параллелен (антипараллелен) импульсу бариона \vec{P} .

Амплитуда процесса (1) имеет вид

$$M = M^{\uparrow} + M^{\downarrow},$$

$$M^{\uparrow} = -i \frac{e^2}{q^2} [\bar{u}(K_2) \gamma_{\alpha} u(K_1)] \cdot \langle 0 | J_{\alpha}^{\text{э.м.}} | P X \rangle$$

$$M^{\downarrow} = -i \frac{e^2}{q^2} \rho [\bar{u}(K_2) \gamma_{\alpha} (C_V + C_A \gamma_5) u(K_1)] \cdot \langle 0 | J_{\alpha}^2 | P X \rangle.$$

Здесь $q^2 = (K_1 + K_2)^2$ - квадрат полной энергии в с.ц.м.

$$\rho = -(G/\sqrt{2}) \cdot (q^2/4\pi\alpha) \cdot (m_p^2/(m_p^2 - q^2)); \quad G = 1.02 \cdot 10^{-5}/M_p^2,$$

M_p - масса протона. Везде в дальнейшем мы ограничимся значениями $q^2 < m_p^2$; $q^2 \leq 900 (\frac{\text{GeV}}{c})^2$.

В кварковой партонной модели [13] нейтральный ток имеет структуру

$$J_{\alpha}^2 = \sum_{i=1}^3 \bar{q}_i \gamma_{\alpha} (g_V^{(i)} + g_A^{(i)} \gamma_5) q_i + \text{возможные } \bar{c}c, \bar{t}t, \bar{b}b$$

члены q_1, q_2, q_3 - u, d, s кварковые поля соответственно,

$$g_V^{(1)} = \frac{1}{2} (\beta + \alpha), \quad g_V^{(2)} = \frac{1}{2} (\beta - \alpha), \quad g_V^{(3)} = \beta'$$

$$g_A^{(1)} = \frac{1}{2} (\beta + \delta), \quad g_A^{(2)} = \frac{1}{2} (\delta - \beta), \quad g_A^{(3)} = \delta',$$

где мы придерживаемся обозначений, предложенных в работе Сакураи [14].

Для асимметрий A , N и средней спиральности \mathcal{P} имеют место следующие выражения.

$$A_{(a)} = 2\rho \cdot \eta \frac{1}{\sqrt{\tilde{W}_2}^{\xi-m}} \left[2C_V \cdot F(\theta) \cdot G_2' - \frac{1}{2} C_A \cdot v \tilde{W}_2^{\nu} \right] \quad (2)$$

$$N_{(a)} = -3\rho \frac{1}{\sqrt{\tilde{W}_2}^{\xi-m}} \cdot (C_A - \eta \cdot C_V) \cdot G_2' \quad (3)$$

$$\mathcal{P}_{(b)} = 4\rho \frac{1}{\sqrt{\tilde{W}_2}^{\xi-m}} \cdot [C_A \cdot F_{\xi}(\theta, \varphi) G_1 + C_V \cdot G_2] \quad (4)$$

$$N_{(b)} = -6\rho \frac{1}{\sqrt{\tilde{W}_2}^{\xi-m}} \cdot \frac{C_A \cdot (G_2' - G_1)}{2 - \xi^2 \cdot \cos 2\varphi} \quad (5)$$

Формулы (2)-(4) были получены в несколько иной форме в работах [6-9].

Спиральность \mathcal{P} и асимметрия N для случая (б) могут быть получены из формул (4) и (5) при ξ равном нулю. Здесь φ - угол между плоскостью реакции и плоскостью, проходящей через вектор импульса начального электрона и перпендикулярной плоскости колец.

При получении формул (2-5) мы пренебрегали членами $\sim m/\varepsilon$ (m, ε - масса, энергия электрона); $\frac{|P|}{\varepsilon} \approx 1$; $\eta = -\frac{|P-1| + |P+1|}{1 + |P-1 \cdot P+1|}$
 $P \cdot (P+)$ величина продольной поляризации $e^- (e^+)$; ξ - степень

поперечной поляризации e^- и e^+ ;

$$F(\theta) = 2 \cos \theta / (1 + \cos^2 \theta);$$

$$F_{\xi}(\theta, \varphi) = 2 \cos \theta / (1 + \cos^2 \theta - \xi^2 \sin^2 \theta \cos 2\varphi)$$

$\sqrt{\tilde{W}_2^{\alpha-H}}$, $\sqrt{\tilde{W}_2^V}$, G_2' , G_2 , G_1 - структурные функции, выражающиеся через амплитуды перехода $h_i^{+(-)}(\frac{1}{x})$ положительно (отрицательно) поляризованного кварка в положительно поляризованный адрон

$$\sqrt{\tilde{W}_2^{\alpha-H}} = -2 \sum_i Q_i^2 [h_i^+(\frac{1}{x}) + h_i^-(\frac{1}{x}) + h_{\bar{i}}^+(\frac{1}{x}) + h_{\bar{i}}^-(\frac{1}{x})],$$

$$\sqrt{\tilde{W}_2^V} = -4 \sum_i Q_i \cdot g_V^{(i)} [h_i^+(\frac{1}{x}) + h_i^-(\frac{1}{x}) + h_{\bar{i}}^+(\frac{1}{x}) + h_{\bar{i}}^-(\frac{1}{x})],$$

$$G_2' = \sum_i Q_i \cdot g_A^{(i)} [h_i^+(\frac{1}{x}) + h_i^-(\frac{1}{x}) + h_{\bar{i}}^+(\frac{1}{x}) + h_{\bar{i}}^-(\frac{1}{x})] \cdot \eta_i,$$

$$G_1 = \sum_i Q_i g_V^{(i)} [h_i^+(\frac{1}{x}) - h_i^-(\frac{1}{x}) + h_{\bar{i}}^+(\frac{1}{x}) - h_{\bar{i}}^-(\frac{1}{x})],$$

$$G_2 = \sum_i Q_i g_A^{(i)} [h_i^+(\frac{1}{x}) - h_i^-(\frac{1}{x}) + h_{\bar{i}}^+(\frac{1}{x}) - h_{\bar{i}}^-(\frac{1}{x})] \cdot \eta_i$$

h_i^- - амплитуда перехода антикварка в адрон; $\eta_i = +1$ для кварка и $\eta_i = -1$ для антикварка; $x = \frac{q^2}{2Pq}$; $v = \frac{Pq}{M}$; $Q_1 = \frac{2}{3}$, $Q_2 = Q_3 = \frac{1}{3}$

Отметим следующее важное обстоятельство: если в рассматриваемой реакции барионом является Ξ^- (или Σ^-) гиперон, то постановка эксперимента в случае в) позволяет установить справедливость той или иной конкретной калибровочной модели электромагнитных и слабых взаимодействий [1-5] вне зависимости от динамики процесса (т.е. знания функций h_i^\pm). Это обстоятельство является следствием инвариантности нейтрального тока относительно вращения Кабиббо [14]*.

Подставляя конкретные значения $\alpha, \beta, \gamma, \delta$ (таблица 4.1 работы [14]**) получим для N следующие значения

модели	[1]	[2]	[3]	[4]	[5]
	W-S	B-Z	F-G-M	A-K-W	S-G
$N_{(a)}$	11%	0	0	11%	-1,4%

Зависимость асимметрии A от угла θ дана на рис.1. Применяя соображения, аналогичные сделанным в работе [15], можно получить для случаев б) и в) в рамках нарушенной $SU(6)$ симметрии (вероятность перехода $h_i^- = 0$) следующую таблицу для N (таблица I).

С другой стороны, конкретизируя динамику взаимодействия, с учетом нарушений $SU(3)$ симметрии, как это сделано в работе [7], можно в рамках конкретной модели (для количествен-
н) Во всех рассматриваемых моделях $\gamma' = \frac{1}{2}(\delta - \alpha)$, $\delta' = \frac{1}{2}(\delta - \beta)$
**) Значение λ в таблице 4.1 принимается равным единице.

ных оценок выбрана модель Байнберга) получить оценки на параметры асимметрии A и N и среднюю спиральность \mathcal{P} для октета баронов.

Предположение о том, что в Λ гипероне вся динамика взаимодействия определяется наличием странного кварка, т.е. функцией \hat{h}_S , реализуется в конкретной модели ($\hat{h}_S/\hat{h}_u \approx \approx 16$ [11]), в то время как для Σ гиперонов эффекты нарушения $SU(6)$ и $SU(3)$ симметрии работают в противоположные стороны (например, $h_u^{\Sigma^+}/h_S^{\Sigma^+} \approx 0,62$, в отличие от [9], где это отношение равно пяти).

Вновь применяя соображения, сделанные в работе [15], получим для N значения, данные в таблице 2.

Зависимость параметров асимметрии A и средней спиральности \mathcal{P} от углов Θ и φ , для различных значений угла Байнберга, приведены на рис.2 - 3 ($\chi = -1$).

Отметим, что независимость от нарушения $SU(3)$ симметрии имеет место для всех частиц октета при измерении асимметрии N в случае б) и в).

Графики для асимметрии A и спиральности \mathcal{P} частиц p , n , Σ^0 , Σ^+ не приведены, так как они имеют то же поведение, что и в случае Λ -гиперона, однако численные значения в два раза меньше.

Отметим, что величина асимметрии A в случае рассмотренного нами процесса в 2-3 раза больше, (в зависимости от угла вылета регистрируемой частицы) чем в случае полных сечений при $E = 15$ Гэв [7]. В случае рождения струй асимметрия вперед-назад N равна нулю, а величины зарядовой асимметрии или

асимметрии по странности оказывается на уровне нескольких процентов; величина R , отклонение которой от единицы характеризует эффект слабого взаимодействия в угловом распределении струй оказывается заметно отличной от единицы при $E = 25$ Гэв [9].

В заключение еще раз отметим два интересных аспекта, которые могут быть выяснены при постановке эксперимента по регистрации бариона в инклюзивной e^+e^- аннигиляции. Первый - принципиальная возможность проверки правильности той или иной модели единых взаимодействий. Второй - проверка конкретной модели, раскрывающей структуру адрона.

Авторы благодарны С.Г.Матияну за внимание к работе и полезные замечания, Г.В.Григоряну за частые обсуждения.

Таблица I. Значения асимметрии N для различных калибровочных моделей, в случае Σ^- и Ξ^- гиперонов.

модели	W-S	B-Z	F-G-M	A-K-W	S-G
$N(\delta)$	7,5%	0	0	7,5%	12%
$N(\delta)$ $\psi=0$	13%	0	0	13%	20%
$N(\delta)$ $\psi=\frac{\sqrt{1}}{2}$	5%	0	0	5%	8%

Таблица 2. Значения асимметрии N в модели Вайнберга
 для барионов. (в процентах)

		а)										б)		
		ρ	n	Λ	Σ^+	Σ^0	Σ^-	Ξ^0	Ξ^-	БАРИОНЫ		$\varphi=0$	$\varphi=\pi/2$	
Частицы	$\sin^2 \theta/w = \frac{1}{3}$	5,5	8,5	10	7	8	II	II	II	II	II	7,5	13	5
	$\sin^2 \theta/w = \frac{1}{4}$	8,5	13	15	10,5	12,5	17	17	17	17	17	5,5	9,5	4

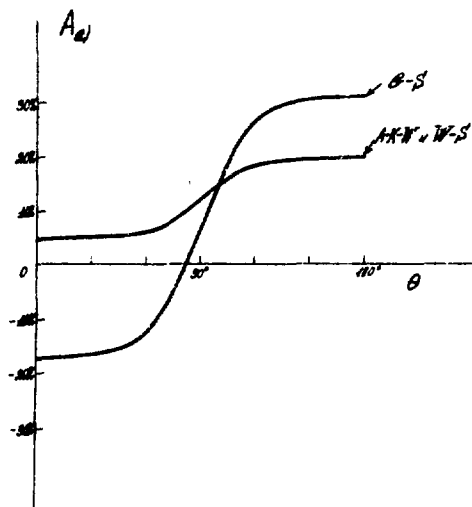


Рис.1

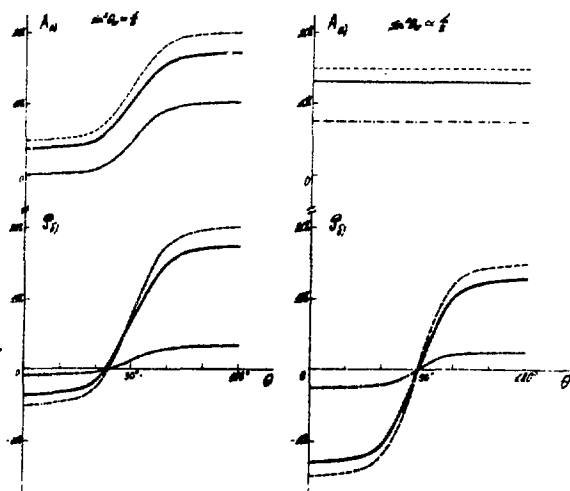


Рис.2

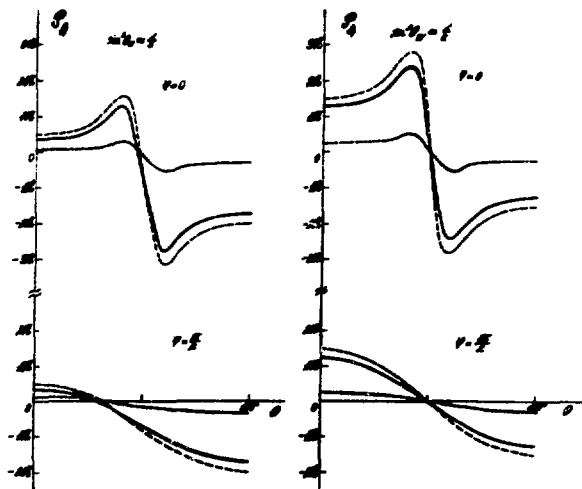


Рис.3

ПОДПИСИ К РИСУНКАМ

Рис.1 Зависимость параметра асимметрии A от угла θ для различных калибровочных моделей. $A=0$ для случая моделей $B-Z$ и $F-G-M$.

Рис.2-3 Зависимость параметра асимметрии A и средней спиральности P от угла θ для Λ -гиперона в модели Вайнберга. Пунктирная линия соответствует случаю полного доминирования странного кварка в Λ -гипероне ($a = \frac{h_u^A}{h_s^A} = 0$); эта же линия соответствует случаю Σ^-, Ξ^-, Ξ^0 гиперонов. Для сплошной линии $a = \frac{1}{16}$. Штрих-пунктирная линия соответствует точкой $SU(6)$ симметрии.

ЛИТЕРАТУРА

- I. S.Weinberg, Phys.Rev.Lett. 19, 1264 1967 ; 27, 1688 1972 ;
Phys.Rev. D5, 1412 1972
2. M.A.Beg and A.Zee, Phys.Rev.Lett. 30, 675 1975
3. Fritsch, M.Gell-Mann and P.Minkowski, Phys.Lett.59B, 256
(1975)
4. Y.Achiman, K.Koller and T.F.Walsh, Phys.Lett. 59B, 261 1975
5. F.Gursey and P.Sikivie, Phys.Rev.Lett. 36, 775 1976
6. A.Mc.Donald, Nucl.Phys. B75, 343 1974
7. E.Lenvai, K.Mady, R.Pocsik, Phys.Lett. 62B, 426 1976
8. Б.Л.Мюффе, В.А.Хозе. Препринт ЛИАФ, 274, 1976.
9. А.В.Смилга. ЯФ, 25, 461, 1977.
10. A.B.Benvenuti et al. Phys.Rev.Lett., 32, 800 1971
Phys.Rev.Lett. 37, 1039 1976
11. С.Г.Григорян, С.В.Есайбегян: Н.Л.Тер-Исаакян, Н.С.ВФИ-230
(23)-77.
12. G.R.Farrar and D.R.Jackson, Phys.Rev.Lett. 35, 1416 1975
13. R.P.Feynman, Proton-Hadron Interactions, W.A.Benjamin, INC,
1972.
14. J.J.Sakurai UCLA (76) TEP/21.
15. С.Г.Григорян, С.В.Есайбегян. ЯФ, 26, 840, 1977.

Рукопись поступила 22-го июля 1977 г.

индекс 3624

Редактор Л.П.Мукаян
Тех.редактор А.С.Абрамян

Заказ 089

ВФ-06996

Тираж 299

Подписано к печати 9/III-78г. Формат издания 30 x 40

1,0 уч.изд.л. ц. 7 к.

Издано Отделом научно-технической информации
Ереванского физического института, Ереван-36, пер.Маргаряна 2