

УДК 539.121.85

ФИЗИКА

В. Н. БАЙЕР, В. М. КАТКОВ, В. М. СТРАХОВЕНКО

## О ВЛИЯНИИ ПОЛЯРИЗАЦИИ НА ЭФФЕКТЫ ВНУТРЕННЕГО РАССЕЯНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В НАКОПИТЕЛЯХ

(Представлено академиком А. Н. Скринским 12 IV 1978)

Использование поляризованных частиц (изучение реакции  $e^+e^- \rightarrow$  адроны <sup>(1)</sup>), сравнение аномальных магнитных моментов электрона и позитрона <sup>(2)</sup> и т. д.) делает актуальным измерение поляризации частиц в накопителях. Известно несколько способов таких измерений. Часть из них основана на измерении азимутальной асимметрии в распределении конечных частиц, например, при двухчастичной аннигиляции электрон-позитронной пары <sup>(3)</sup> (соответствующий эксперимент описан в <sup>(4)</sup>) или при рассеянии поляризованных электронов на циркулярно поляризованных лазерных фотонах или поляризованной электронной мишени <sup>(5)</sup>. Первый из этих способов предполагают использовать в Стенфорде.

Однако наиболее широко применяется способ, использующий зависимость эффектов внутреннего рассеяния (э.в.р.) в накопителях от поляризации частиц, предложенный в <sup>(6)</sup>. Этот метод применялся в Новосибирске <sup>(7)</sup>, Орсе <sup>(8)</sup> и Стенфорде <sup>(9)</sup>. Если рассеяние электронов в пучке происходит так, что частицы, обладающие большим поперечным и малым продольным импульсом в системе покоя пучка, рассеиваются на большой угол и приобретают большой продольный импульс, то при пересчете в лабораторную систему (л.с.) продольный импульс подвергается релятивистскому преобразованию и может оказаться больше допустимого отклонения по импульсу. В результате такие частицы выходят из пучка и теряются. Поскольку э.в.р. зависят от поляризации, то от нее зависит и число выходящих из пучка частиц, что можно соответствующим способом регистрировать.

В <sup>(6)</sup> выражение для числа теряемых частиц с учетом поляризационных эффектов было получено в приближении, когда амплитуда вертикальных колебаний очень мала (плоский пучок), а также в предположении, что отношение максимально допустимого отклонения импульса от равновесного в л.с. к энергии  $\eta = \Delta p / \epsilon$  мало; разложения проводили по  $\eta$ . Однако на деле эти предположения не всегда выполняются, кроме того, для очень малых значений  $\eta$  необходимо учитывать отличие сечения рассеяния электронов от борновского. Этим вопросам посвящена настоящая работа. Попытка рассмотрения первой из указанных проблем была предпринята в <sup>(7)</sup>, однако при этом была допущена неточность.

Пусть две частицы из пучка имеют в л.с. импульсы  $\mathbf{p}_1$  и  $\mathbf{p}_2$ . Определим векторы:

$$\mathbf{p} = \frac{1}{2}(\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2), \quad \mathbf{q} = \frac{1}{2}(\mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_2). \quad (1)$$

В реальной ситуации можно пренебречь разбросом продольного (вдоль движения пучка) импульса, разбросы поперечного импульса малы по сравнению с энергией частиц в пучке  $\epsilon$ . В дальнейшем мы будем систематически отбрасывать величины  $\sim |\mathbf{q}|/\epsilon$ , с этой точностью  $\mathbf{n}\mathbf{q} = 0$  ( $\mathbf{n} = \mathbf{p} - /|\mathbf{p}|$ ).

Преобразование Лоренца со скоростью \*  $v=2p/(\epsilon_1+\epsilon_2)$ , где  $\epsilon_1, \epsilon_2$  — энергии рассматриваемых частиц, осуществляет переход в их систему центра инерции (с.ц.и.). Если в л.с. поляризация пучка описывается вектором  $\zeta$ , то в с.ц.и. имеем с указанной выше точностью

$$\begin{aligned} \tilde{p}_{1,2} &= \pm q, \quad \tilde{\epsilon} = \sqrt{q^2+1}, \quad \tilde{p}'_{1,2} = \pm \left( q_{\perp}' + n(q'n) \frac{\tilde{\epsilon}}{\epsilon} \right), \\ \tilde{\zeta}_{1,2} &= \zeta_{1,2} - (1-1/\tilde{\epsilon}) (n(\zeta_{1,2}n) + q(\zeta_{1,2}q)/q^2) + [\zeta_{1,2}[qn]]/\tilde{\epsilon}; \end{aligned} \quad (2)$$

величины с тильдой определены в с.ц.и., штрих обозначает импульсы после рассеяния. Из формул (2) видно, что при переходе в с.ц.и. векторы  $\zeta_{1,2}$  испытывают поворот. Если в л.с. векторы  $\zeta_1$  и  $\zeta_2$  совпадали, то в с.ц.и. между ними возникнет угол  $\varphi$ :

$$\sin^2 \varphi/2 = (q^2/(q^2+1)) ((\zeta n)^2 + (\zeta q/|q|)^2) / \zeta^2.$$

В работе (7) принимали  $\tilde{\zeta} = \zeta$ , вследствие чего формулы (5) этой работы неправильны.

Векторы  $\zeta_1, \zeta_2$ , вообще говоря, различны, например из-за разбросов в направлениях равновесной поляризации электронов в накопителе. Однако, поскольку все величины в правой части выражения для  $\tilde{\zeta}$  в (2) берутся в л.с., малые отличия  $\zeta_1$  от  $\zeta_2$  в л.с. являются несущественными и не влияют на вид  $\tilde{\zeta}_{1,2}$ .

С учетом (2) можно найти явный вид сечения рассеяния поляризованных электронов в с.ц.и., исходя из инвариантного выражения (10). Интегрирование по углам вектора  $q'$  удобно проводить выбирая  $n$  за ось сферической системы координат. Так как нас интересуют только частицы, изменившие свой продольный импульс на величину, большую чем  $\eta$ , интегрирование по  $q_{\parallel}'$  проводим при условии  $|q_{\parallel}'| \geq \eta$ . В результате получаем для сечения

$$\sigma_{\eta} = \frac{1}{2} \frac{\pi \alpha^2}{q^4(q^2+1)} \left\{ A_0 + A_1(\zeta n)^2 + A_2 \frac{(\zeta q)^2}{q^2} + A_3 \frac{(\zeta n q)^2}{q^2} \right\} \vartheta(1-x_0); \quad (3)$$

$$x_0 = \frac{\eta \sqrt{q^2+1}}{q}, \quad \alpha = \frac{e^2}{4\pi \hbar c} = \frac{1}{137}, \quad (\zeta n q) \equiv (\zeta [nq]),$$

$$\begin{aligned} A_0 &= (4q^2+1) \ln x_0 + (2q^2+1)^2 (1/x_0^2 - 1) + q^4(1-x_0), \\ A_1 &= \left[ (4q^2+1)(1-2q^2) - \frac{q^2}{q^2+1} \right] \ln x_0 - q^4(1-x_0) - q^2(2q^2+1) \frac{(1-x_0^2)}{2(q^2+1)}, \\ A_2 &= \left( 4q^2+1 + \frac{q^4}{q^2+1} \right) \ln x_0 + q^2(2-q^2)(1-x_0) + q^4(2q^2+1) \frac{(1-x_0^2)}{2(q^2+1)}, \end{aligned} \quad (4)$$

$$A_3 = (3q^2+1) \ln x_0 - q^2(2+q^2)(1-x_0) + \frac{1}{2} q^2(2q^2+1)(1-x_0^2).$$

Число интересующих нас событий в единицу времени  $\nu(\eta)$ , для которых относительное изменение продольного импульса больше  $\eta$ , следующим образом выражается через сечение (3):

$$\nu(\eta) = 2q \sqrt{q^2+1} \frac{\sigma_{\eta}}{V \epsilon^2},$$

где  $V$  — объем пучка в л.с.

\*  $\hbar = m = c = 1$ .

Величину  $\nu$  необходимо усреднить по распределению импульсов в пучке. В случае гауссового распределения имеем

$$\nu(\eta) = \frac{2\pi r_0^2 N^2}{\gamma^2 V \delta_x \delta_z} \int_{q_{\min}^2}^{\infty} \frac{dq}{q^2 \sqrt{q^2 + 1}} \exp\left\{-\frac{q^2}{2\delta_{\pm}^2}\right\} (a_+ A_+ + a_- A_-); \quad (5)$$

$$q_{\min}^2 = \frac{\eta^2}{1 - \eta^2}, \quad \delta_{\pm}^2 = \left(\frac{1}{\delta_x^2} \pm \frac{1}{\delta_z^2}\right)^{-1}, \quad \gamma = \frac{\varepsilon}{m},$$

$$a_{\pm} = \frac{1}{2} \left[ I_0\left(\frac{q^2}{2\delta_{\pm}^2}\right) \pm I_1\left(\frac{q^2}{2\delta_{\pm}^2}\right) \right], \quad (6)$$

$A_+ = A_0 + \xi_{\parallel}^2 A_1 + \xi_z^2 A_2 + \xi_x^2 A_3$ ;  $A_- = A_0 + \xi_{\parallel}^2 A_1 + \xi_x^2 A_2 + \xi_z^2 A_3$ , где  $I_0, I_1$  — функции Бесселя от мнимого аргумента;  $\delta_x, \delta_z$  — ширины распределений радиальных и вертикальных импульсов соответственно,  $N$  — число частиц в пучке,  $r_0$  — классический радиус электрона,  $\xi_{\parallel}, \xi_x, \xi_z$  — продольная, радиальная, вертикальная проекции вектора  $\xi$ .

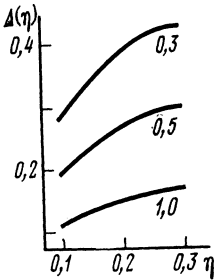


Рис. 1

Рис. 1. Зависимость  $\Delta(\eta)$  при  $\delta_z \gg \delta_x, \eta \gg \delta_x$  для различных значений  $\delta_z$  (цифры у кривых)

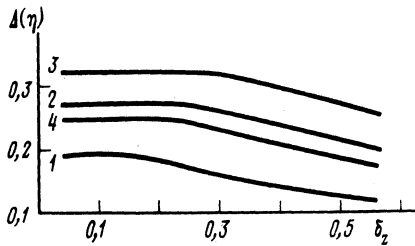


Рис. 2

Рис. 2. Зависимость  $\Delta(\eta)$  от  $\delta_z$  при  $\delta_x = 0.56$  для различных значений  $\eta = 0.1$  (1);  $0.2$  (2);  $0.3$  (3);  $0.18 \leq \eta \leq 0.3$  (4)

Для применимости (5) или аналогичных формул для других распределений электронов в пучке необходимо, чтобы значение  $\eta$  было не слишком малым. Это связано с тем, что сечение (3) взято в борновском приближении. Применимость последнего будет гарантирована во всем интервале изменения  $q$  в (5), если  $\eta \gg \alpha$ .

Рассмотрим теперь ситуацию, когда  $\eta \ll \alpha$ . Тогда в случае  $\delta_x \sim \delta_z$  относительный вклад членов, зависящих от спина, мал ( $\sim \eta$ ), то же справедливо и в случае  $\delta_x \gg \delta_z \gg \eta, \delta_z \gg \delta_x \gg \eta$ . Только при  $\delta_x \gg \eta \gg \delta_z$  или  $\delta_z \gg \eta \gg \delta_x$  зависимость от спиновых членов становится заметной. Пусть  $\delta = \max(\delta_x, \delta_z)$ , тогда получаем

$$\nu = \frac{2\sqrt{\pi} r_0^2 N^2}{\gamma^2 V \delta \eta^2} \left\{ \ln \frac{2}{\eta} - \frac{3}{2} - \frac{(1 + \xi^2)}{4} a(\xi) + B\left(\frac{1}{\delta}\right) \right\} \quad (7)$$

где

$$B(z) = \sqrt{\pi} \left[ \frac{2}{3} e^{z^2} \left(1 + \frac{z^2}{2}\right) \left(1 - \Phi(z)\right) - \int_0^z e^{x^2} (1 - \Phi(x)) dx \right]; \quad \xi = \frac{\alpha}{\eta}.$$

Функция  $a(\xi)$  учитывает отличие сечения от борновского:

$$a(\xi) = \frac{2}{\xi} \int_0^1 J_1\left(2\xi z \operatorname{Arch} \frac{1}{z}\right) dz; \quad (8)$$

при  $\xi \rightarrow 0$   $a(\xi) \rightarrow 1$ , при  $\xi \gg 1$   $a(\xi) \approx 1/\xi^2 \ln 4\xi$ ,  $J_1$  — функция Бесселя.

В существующих накопителях вектор поляризации направлен по оси  $z$ . Положив в (5)  $\xi_{\parallel} = \xi_x = 0$ , имеем

$$\bar{\Delta}(\eta) = \frac{v_0(\eta) - v(\eta)}{v_0(\eta)} \equiv \xi^2 \Delta(\eta),$$

где  $v_0(\eta)$  — соответствующее число событий для неполяризованного пучка. На рис. 1 изображена зависимость величины  $\Delta(\eta)$  от  $\eta$  в предельном случае  $\delta_z \gg \delta_x$ ,  $\eta \gg \delta_x$ . Этот график характеризует относительный вклад члена  $\propto A_2$  в (5). На рис. 2 представлена зависимость функции  $\Delta(\eta)$  от параметра  $\delta_z$  при фиксированном  $\delta_x = 0,56$  для различных значений  $\eta$ . Если регистрируются частицы в заданном интервале  $\eta_1 - \eta_2$ , то измеряемый скачок в скорости набора отсчетов

$$\propto \xi^2 \Delta_{\text{eff}}(\eta_1, \eta_2) (\Delta_{\text{eff}}(\eta_1, \eta_2) = (\Delta(\eta_1) v_0(\eta_1) - \Delta(\eta_2) v_0(\eta_2)) / (v_0(\eta_1) - v_0(\eta_2))):$$

отметим, что  $\Delta_{\text{eff}}(\eta_1, \eta_2) \leq \Delta(\eta_1)$ . Кривая 4 на рис. 2 дает зависимость величины  $\Delta_{\text{eff}}(\eta_1, \eta_2)$  для  $\eta_1 = 0,18$ ,  $\eta_2 = 0,30$  от  $\delta_z$  при том же  $\delta_x = 0,56$ . Выбранные значения параметров соответствуют использовавшимся в эксперименте на ВЭПП-2М (7). Оценки

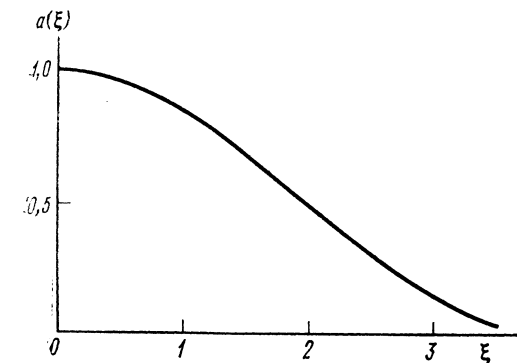


Рис. 3. Зависимость  $a(\xi)$ , учитывающая отличие сечения электронного рассеяния от борновского

показывают, что для этого эксперимента использование полученных выше формул приводит к увеличению измеренной степени поляризации электронов на несколько процентов.

Институт ядерной физики  
Сибирского отделения Академии наук СССР  
Новосибирск

Поступило  
10 IV 1978

#### ЛИТЕРАТУРА

- <sup>1</sup> G. Hanson, Proc. of the XVIII Intern. Conf. on High Energy Physics, Tbilisi, v. II, B. 1, Dubna, 1977. <sup>2</sup> S. I. Serednyakov, V. A. Sidorov et al., Phys. Lett., v. B66, 102 (1977). <sup>3</sup> В. Н. Байер, В. С. Фадин, ДАН, т. 161, 74 (1965). <sup>4</sup> J. G. Learned, L. U. Resvanis, C. M. Spencer, Phys. Rev. Lett., v. 35, 1688 (1975). <sup>5</sup> В. Н. Байер, В. А. Хозе, Ядерная физика, т. 5, 1257 (1967). <sup>6</sup> В. Н. Байер, В. А. Хозе, Атомная энергия, т. 25, 440 (1968). <sup>7</sup> С. И. Середняков, А. Н. Скринский и др., ЖЭТФ, т. 71, 2025 (1976). <sup>8</sup> I. Le Duff, P. Marin et al., Preprint Orsay, № 4-73, 1973. <sup>9</sup> U. Camerini, D. Cojne et al., Phys. Rev., v. D12, 1885 (1975). <sup>10</sup> G. Ford, C. Mullin, Phys. Rev., v. 108, 477 (1957); v. 110, 1485 (1958).