Заключение

Из проведенного анализа следует, что в амплитуду тормозного излучения в комбинации с дифференциальными внемассовыми эффектами, которые представляют непосредственный интерес, всегда входят интегральные внемассовые эффекты, которые трудно интерпретировать.

В том случае, когда последние по каким-либо причинам выражаются через первые, происходит взаимная компенсация внемассовых эффектов в полной амплитуде тормозного излучения. Одним из примеров такой компенсации является теорема Лоу. Другие примеры рассмотрены в настоящей работе.

Можно думать, что сделанное утверждение носит общий характер и справедливо вне рамок рассмотренного здесь потенциального приближения.

Автор благодарит Л. И. Лапидуса за обсуждение затронутых в работе вопросов и Б. М. Головина за обсуждение результатов.

Литература

[1] F. E. Low. Phys. Rev., 110, 974, 1958.
[2] M. I. Sobel. Phys. Rev., 152, 1385, 1966.
[3] M. I. Sobel, A. H. Cromer. Phys. Rev., 158, 1157, 1967.

ON OFF-MASS-SHELL EFFECTS IN BREHMSSTRAHLUNG AMPLITUDE

A. V. TARASOV

First three terms in the expansion of the brehmsstrahlung amplitude on the photon energy are obtained in framework of the nonrelativistic quantum mechanics. It is shown that the off-mass-shell effects are absent in the brehmsstrahlung amplitude in case of collision of two identical particles, with the gyromagnetic ratio $g = 1$.

ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА
JOURNAL OF NUCLEAR PHYSICS
т. 9, вып. 2, 1969

ОБ ОПРЕДЕЛЕНИИ ПОПЕРЕЧНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ ЭЛЕКТРОНОВ БОЛЬШОЙ ЭНЕРГИИ

В. Н. БАЙЕР, В. А. ХОЗЕ

НОВОСИБИРСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

(Поступила в редакцию 22 августа 1968 г.)

Обсуждаются различные эксперименты, в которых может быть определена поперечная поляризация электронов большой энергии в накопителях.

1. Как известно, излучение при длительном движении в магнитном поле может приводить к возникновению поперечной поляризации (п.п.) электронов (против поля) и позитронов (по полю) [1, 2]. Характерное время поляризации τ есть

$$\frac{1}{\tau} = \frac{5\sqrt{3}}{8} me^2 \left(\frac{H}{H_0}\right)^3 \gamma^2, \tag{1}$$

где $\gamma = E / m$, E — энергия электрона; $H_0 = m^2 / e = 4{,}4 \cdot 10^{13}$ *э* (здесь и в дальнейшем $\hbar = c = 1$); например, для накопителя ВЭПП-2 (Новосибирск) при энергии $E = 700$ *Мэв* имеем $\tau = 30$ *мин.* Это время сравнимо с временем работы накопителя, поэтому возникает вопрос об экспериментальном определении степени поляризации электронов. В данной работе обсуждаются различные способы определения степени п.п. электронов большой энергии.

2. Для определения степени п.п. могут быть использованы двухчастичные процессы на встречных пучках. Для электрон-электронных встречных пучков вклад членов, зависящих от степени п.п., в сечение упругого рассеяния составляет $\lesssim 10\%$ [3]. Значительно более благоприятными для определения степени поляризации начальных частиц являются реакции рождения пар частиц при аннигиляции электронно-позитронной пары; так, например, при рождении пары частиц с нулевым спином для полной п.п. (антипараллельно) начальных частиц сечение $d\sigma = 2d\sigma_0$ ($d\sigma_0$ — сечение для неполяризованных начальных частиц), если вектор поляризации лежит в плоскости рассеяния, и $d\sigma = 0$, если плоскость рассеяния перпендикулярна вектору поляризации. При тех же условиях в случае рождения пары мюонов, когда $E \gg m_\mu$, $d\sigma = 0$, если конечная частица движется вдоль направления вектора поляризации, и $d\sigma = 2d\sigma_0$, если импульс конечной частицы ортогонален направлению вектора поляризации и импульсу начальной частицы [4]. Однако следует иметь в виду, что вопрос о сохранении поляризации частиц при взаимодействии пучков остается открытым. Поэтому желательно иметь независимый способ определения степени п.п. каждого из пучков, тем более, что накопители могут быть использованы не только для экспериментов на встречных пучках. Ниже мы рассмотрим способы определения степени п.п. пучка электронов в накопителе.

3. При комптоновском рассеянии циркулярно поляризованных фотонов на п.п. электронах большой энергии в сечении процесса возникают члены,

зависящие от вектора поляризации электрона. При лобовом столкновении лазерных фотонов (с энергией ω_1) с электронами большой энергии конечные фотоны вылетают в основном в узкий конус с углом $\sim 1/\gamma$ относительно направления начального электрона (ср. [5]) и имеют энергию

$$\omega_2 = \frac{2E\lambda}{1 + n^2 + 2\lambda}, \tag{2}$$

где $\lambda = 2\omega_1 E / m^2$, угол вылета фотона $\vartheta = n/\gamma \ll 1$. Сечение процесса в низшем порядке по e имеет вид (ср. [6])

$$d\sigma = d\sigma_0 + d\sigma_1 \xi_2 |\zeta_1| \sin\varphi, \tag{3}$$

где $d\sigma_0$ — сечение для неполяризованных частиц, ξ_2 — степень циркулярной поляризации фотонов, $|\zeta_1|$ — степень п.п. электронов, φ — угол между плоскостью, перпендикулярной вектору ζ_1, и плоскостью рассеяния. Заметим, что входящий в (3) корреляционный член вида $\xi_2(\zeta_1 k_2)$ является единственно возможным из соображений P- и T-инвариантности. Коэффициент азимутальной асимметрии

$$P = \frac{d\sigma_1}{d\sigma_0} = -\frac{2\lambda n(1+n^2)}{2\lambda^2(1+n^2) + (1+n^2+2\lambda)(1+n^4)}; \tag{4}$$

P достигает экстремума $P_{ex} \sim -1/3$ при $\lambda \approx 1$, $n \approx 1$. Для существующих в настоящее время накопителей и лазеров $\lambda \ll 1$; тогда

$$d\sigma_0 = \frac{4r_0^2(1+n^4)\,n\,dn\,d\varphi}{(1+n^2)^4}, \quad d\sigma_1 = -\frac{8r_0^2\lambda n^2 dn\,d\varphi}{(1+n^2)^4}. \tag{5}$$

Максимальное значение коэффициента асимметрии P_{max} достигается при $n = 0{,}76$ и равно $-1{,}14\,\lambda$. Коэффициент асимметрии для проинтегрированных по углу рассеяния сечений $0 \leqslant \vartheta \leqslant \vartheta_0 = n_0/\gamma$ составляет $P_0 = -0{,}8\,\lambda$ для $n_0 = 2$ и $P_0 = -0{,}6\,\lambda$ для $n_0 \gg 1$. Поэтому следует использовать максимально коротковолновые источники фотонов. Эффект асимметрии в формуле (3) максимален при $\varphi = \pm\pi/2$, т. е. когда вектор ζ_1 лежит в плоскости рассеяния, так что при $\varepsilon_2(\zeta_1 k_2) < 0$ сечение максимально, а при $\xi_2(k_2\zeta_1) > 0$ — минимально.

Если использовать криптоновый лазер (энергия фотона $\omega_1 = 3{,}5$ *эв* [7]) в качестве источника фотонов, то $\lambda \approx 0{,}09$ для $E = 3{,}5$ *Гэв*, так что полная асимметрия «вверх — вниз» при $n_0 = 2$ достигает $\sim 14\%$. При мощности лазера 1 *вт*, числе электронов в накопителе $N_e = 10^{11}$, площади сечения пучка $S = 10^{-2}$ *см*^{2} и $\Delta\varphi \sim 0{,}1$ число конечных фотонов составляет $\sim 10^4$ *сек*$^{-1}$.

4. Азимутальная асимметрия имеется также в сечении рассеяния п.п. быстрых электронов на поляризованной электронной мишени [3]:

$$d\sigma = d\sigma_0 + d\sigma_1 |\zeta_1| |\zeta_2| \cos(2\varphi + \varphi_1),$$
$$d\sigma_1 = \frac{r_0^2}{2\gamma} d\Omega_c, \tag{6}$$

где $d\sigma_0$ — меллеровское сечение, $|\zeta_2|$ — степень поляризации электронов мишени, угол φ определен как в (3). Вектор ζ_2 выбран в плоскости, перпендикулярной вектору импульса начального электрона (тогда асимметрия максимальна); φ_1 — угол между векторами ζ_1 и ζ_2; $d\Omega_c$ — элемент телесного угла в с.ц.и. Наибольшая асимметрия имеет место при $2\varphi + \varphi_1 = 0$ или π. Например, при $\zeta_1 \parallel \zeta_2$ ($\varphi_1 = 0$) это соответствует $\varphi = 0$ (плоскость рассеяния перпендикулярна вектору ζ_1) и $\varphi = \pi/2$ (вектор ζ_1 лежит в плоскости рассеяния). Коэффициент асимметрии $P = d\sigma_1/d\sigma_0$ максимален при угле рассеяния $\vartheta = \sqrt{2/\gamma}$ (что соответствует углу рассеяния в с.ц.и. $\vartheta_c = \pi/2$) и равен $P_{max} = 0{,}11$. Для проинтегрированных по углу рассеяния сечений

$$\sqrt{2/\gamma}\,\mathrm{tg}(\vartheta_c/2) \leqslant \vartheta \leqslant \sqrt{2/\gamma}\,\mathrm{ctg}(\vartheta_c/2)$$

коэффициент асимметрии

$$P_0 = \frac{\sin^2\vartheta_c}{8 + \sin^2\vartheta_c}. \tag{7}$$

Для $\vartheta_c = 75^\circ$ имеем $P_0 = 0{,}1$. Малость коэффициента асимметрии не позволяет использовать в качестве мишени намагниченный ферромагнетик, где $|\zeta_2| < 0{,}09$, так что полная асимметрия «вверх — вниз» $< 2\%$. По-видимому, целесообразно использовать в качестве мишени атомные пучки, где поляризация электронов может быть доведена до $|\zeta_2| \sim 1$ и полная асимметрия при $\vartheta_c = 75^\circ$ достигает 20%. Для известных плотностей поляризованных атомных пучков ($n \sim 10^{11}$ *см*$^{-3}$) при $E = 700$ *Мэв*, $N_e \sim 10^{11}$, размере области взаимодействия ~ 1 *см*, $\vartheta_c = 75^\circ$, $\Delta\varphi \sim 0{,}1$ число рассеянных электронов $\lesssim 10$ *сек*$^{-1}$.

5. Степень п.п. электронов может быть определена также по эффектам внутреннего рассеяния (ЭВР) внутри пучков поляризованных электронов. Этот вопрос детально рассмотрен в работе [8]. Вклад членов, зависящих от поляризации, во время жизни относительно ЭВР для установки ВЭПП-2 составляет около 6%. Указанные методы являются, с нашей точки зрения, наиболее перспективными для определения п.п. электронов большой энергии в накопителе. Следует отметить, что относительный вклад членов, зависящих от поляризации электронов, для комптоновского рассеяния лазерных фотонов растет с энергией (так что метод удобен при энергии в несколько *Гэв*); для ЭВР — падает с энергией (так что метод удобен при энергии в несколько сот *Мэв*); для рассеяния на электронной мишени — не зависит от энергии (т. е. этот метод применим для любой энергии при достаточном числе событий).

6. Обсудим другие методы определения п.п. электронов большой энергии:

А. Сечение рассеяния п.п. электронов на поляризованной ядерной мишени с точностью до членов $\sim 1/\gamma$ не зависит от поляризации электрона, что является следствием сохранения спиральности (см., например, [9]).

Б. Степень циркулярной поляризации тормозного кванта при рассеянии электронов в кулоновском поле зависит от поляризации электронов. Для сечения, проинтегрированного по углам вылета конечного электрона, степень циркулярной поляризации кванта для п.п. начальных быстрых электронов при оптимальных условиях не превышает 10% [10]. Кроме того, необходимое в этом методе измерение поляризации кванта представляет само по себе достаточно сложную задачу. Просуммированное по поляризациям конечных частиц сечение тормозного излучения с учетом всех кулоновских поправок с точностью до членов $\sim 1/\gamma$ имеет такую же структуру, как борновское сечение, и, следовательно, не зависит от поляризации электрона [10].

В. Квантовые поправки к интенсивности синхротронного излучения, зависящие от поляризации электрона, имеют порядок $\chi = (H/H_0)\gamma$ и весьма малы.

Таким образом, перечисленные способы являются мало пригодными для определения п.п. электронов.

7. Для определения п.п. электронов перспективным является также метод с преобразованием поперечной поляризации в продольную. Этого можно достичь при условии вывода пучка поляризованных электронов из накопителя, например, за счет прецессии спина электрона вследствие наличия аномального магнитного момента в магнитном поле, перпендикулярном вектору спина и импульсу. Измерение полученной продольной поля-

ризации может быть легко проведено, например, в опытах по рассеянию на поляризованной электронной мишени (вклад членов, зависящих от поляризации, ~ 1) или в опытах по рассеянию на поляризованной протонной мишени.

Авторы благодарны С. Г. Попову, А. Н. Скринскому, Г. М. Тумайкину за обсуждение.

Литература

[1] А. А. Соколов, И. М. Тернов. ДАН СССР, 153, 1052, 1963.
[2] В. Н. Байер, В. М. Катков. ЖЭТФ, 52, 1422, 1967.
[3] А. А. Креснин, Л. Н. Розенцвейг. ЖЭТФ, 32, 353, 1957.
[4] В. Н. Байер, В. С. Фадин. ДАН СССР, 161, 74, 1965.
[5] Ф. Р. Арутюнян, В. А. Туманян. УФН, 83, 3, 1964.
[6] Х. А. Тольхук. УФН, 63, 761, 1957.
[7] R. Paananen. Appl. Phys. Lett., 9, 34, 1966.
[8] В. Н. Байер, В. А. Хозе. Атомная энергия, 25, 440, 1968.
[9] В. А. Хозе. ЯФ, 7, 1094, 1968.
[10] H. Olsen, L. Maximon. Phys. Rev., 114, 887, 1959.

ON DETERMINATION OF TRANSVERSE POLARIZATION OF HIGH ENERGY ELECTRONS

V. N. BAYER, V. A. KHOZE

Various experiments in which the transversal polarization of high energy electrons in storage ring can be determined, are discussed.

ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА
JOURNAL OF NUCLEAR PHYSICS
т. 9, вып. 2, 1969

О МАГНИТНЫХ МУЛЬТИПОЛЬНЫХ АМПЛИТУДАХ ФОТОРОЖДЕНИЯ ПИОНОВ ПРИ НИЗКИХ ЭНЕРГИЯХ

Б. Б. ГОВОРКОВ

ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ им. П. Н. ЛЕБЕДЕВА АКАДЕМИИ НАУК СССР

(*Поступила в редакцию 3 июня 1968 г.*)

Анализ угловой зависимости фоторождения нейтральных пионов на ядрах углерода при энергии 154 *Мэв* привел к выражению комбинации магнитных квадрупольных амплитуд фоторождения на нуклонах через дипольные амплитуды: $3M_{2+}+2M_{2-}=(-0{,}021\pm0{,}007)(2M_{1+}+M_{1-})$. Полученный результат согласуется с расчетами, выполненными по дисперсионной теории, и слабо зависит от модельных представлений о внутриядерном распределении плотности нуклонов.

Процесс когерентного фотообразования нейтральных пионов на ядре с нулевым спином

$$\gamma + A \to A + \pi^0 \tag{1}$$

может служить источником сведений об амплитуде фоторождения частиц на нуклонах, в частности о ее части, не зависящей от спина (в обозначениях работы [1] об амплитуде $\mathcal{F}_2$). В работах [2–4] из измеренных функций возбуждения процесса (1) на ядрах углерода и гелия были получены сведения об энергетической зависимости амплитуды $\mathcal{F}_2$. Содержание данной работы составляет определение угловой зависимости амплитуды $\mathcal{F}_2$ из измеренных при энергии первичных фотонов 154 *Мэв* дифференциальных сечений образования пионов на ядрах углерода [2]. При анализе опытных данных предполагается, что при энергии 154 *Мэв* имеет место только процесс упругого когерентного фоторождения, для описания которого применимо импульсное приближение, так что дифференциальное сечение выражается формулой

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = C|F(Q)|^2|\mathcal{F}_2|^2\sin^2\theta, \tag{2}$$

где C — постоянная, $F(Q)$ — формфактор распределения плотности нуклонов в ядре при передаваемом импульсе Q, θ — угол вылета пиона.

В s-, p-, d-волновом приближении для фоторождения пионов на нуклонах

$$\mathcal{F}_2 = (2M_{1+}+M_{1-}) + (3M_{2+}+2M_{2-})3\cos\theta. \tag{3}$$

Воспользовавшись (2), можно записать

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta)\frac{1}{\sin^2\theta|F(Q)|^2} = a_0 + a_1\cos\theta + a_2\cos^2\theta, \tag{4}$$

где

$$a_0 = |2M_{1+}+M_{1-}|^2,\quad a_1 = 6\,\mathrm{Re}\,(2M_{1+}+M_{1-})^*(3M_{2+}+2M_{2-}),$$
$$a_2 = 9|3M_{2+}+2M_{2-}|^2.$$