ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СИБИРСКОГО ОТДЕЛЕНИЯ АН СССР

препринт 155

В.А.Хозе

Поляризационные эффекты в реакциях с ультрарелятивистскими электронами

г.Новосибирск 1967

В.А.Хозе

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ В РЕАКЦИЯХ С УЛЬТРАРЕЛЯТИВИСТСКИМИ ЭЛЕКТРОНАМИ

АННОТАЦИЯ

С использованием инвариантности взаимодействий относительно вращений и отражений, а также сохранения спиральности ультрарелятивистских электронов, рассматривается ряд эффектов, возникающих при аннигиляции произвольно поляризованных электрона и позитрона и получены некоторые результаты, касающиеся процессов рассеяния быстрого электрона на протоне и пионе.

I. Как уже неоднократно отмечалось [I,2,3], рассмотрение различных поляризационных эффектов в экспериментах на встречных пучках представляет интерес в силу того, что за счет излучения при движении в магнитном поле возникает поперечная поляризация электронов [например,4]. Кроме того, определенный интерес представляют эксперименты по непосредственному изучению поляризационных свойств пучка. Исследование поляризационных эффектов в электрон-протонном рассеянии представляет возможность для проверки принимаемых приближений (например, низшего по e^2 приближения) и позволяет уточнить данные о структуре частиц. В работе В.Н.Байера и В.С.Фадина [I] в низшем по e^2 порядке было найдено общее выражение для сечения двухчастичной аннигиляции поляризованных электрона и позитрона. В работе И.Б.Хриплович [2] получены правила отбора для рождения псевдоскалярных мезонов при аннигиляции поперечно поляризованной пары. В работе В.Н.Байера и автора [3] найден общий вид полного сечения аннигиляции произвольно поляризованной пары в ультрарелятивистском приближении и исследованы процессы рождения псевдоскалярных мезонов и линейно поляризованных фотонов при аннигиляции поперечно поляризованной пары.

В настоящей работе на основе простых соображений, связанных с инвариантностью взаимодействий относительно вращений и отражений, а также с использованием закона сохранения спиральности ультрарелятивистских электронов [5,6] обсуждается ряд эффектов, возникающих при аннигиляции произвольно поляризованных электрона и позитрона. Получена зависимость от поляризации начальных частиц дифференциальных сечений рождения псевдоскалярных мезонов и линейно-поляризованных фотонов при определенной кинематике конечных частиц. Из соображений инвариантности в низшем по e^2 порядке получено дифференциальное сечение процесса $e^+ + e^- \to \pi^0 + \gamma$ для случая произвольной поляризации начальных частиц. Рассмотрены некоторые эффекты, возникающие при рассеянии ультрарелятивистского поляризованного электрона на протоне и пионе.

2. Рассмотрим процесс аннигиляции произвольно поляризованной электрон-позитронной пары для случая, когда импульсы начальных и конечных частиц лежат в одной плоскости (плоскость рожде -

ния)[I]. В качестве оси z выберем направление импульса начального электрона $\vec{p}$. Плоскость yz считаем плоскостью рождения. Так как в ультрарелятивистском пределе аннигилируют лишь электрон и позитрон противоположной спиральности [6], особый интерес представляет рассмотрение свойств матричных элементов вида:

$$\langle \vec{p}_f, M_f | S | \vec{p}(+); -\vec{p}(+) \rangle$$

$$\langle \vec{p}_f, M_f | S | \vec{p}(-); -\vec{p}(-) \rangle \qquad (I)$$

Здесь $\vec{p}(+)\,(-\vec{p}(+))$ означает состояние электрона (позитрона) с импульсом $\vec{p}\,(-\vec{p})$ и со спином, направленным по оси z. $\vec{p}(-)\,(-\vec{p}(-))$ – состояние электрона (позитрона) с данным импульсом $\vec{p}\,(-\vec{p})$ и со спином, направленным против оси z. M_f – проекция суммарного спина конечных частиц на направление оси x[2]. Теперь рассмотрим операцию отражения оси x. Так как оператор отражения оси x P_1 ($P_1 = \gamma^5\gamma^1$ для каждой из начальных частиц) антикоммутирует с оператором спиральности $\vec{\Sigma}\vec{p}/|\vec{p}| = \Sigma_3$, то при отражении оси x волновые функции начального состояния меняют направления проекций спинов на ось z. Здесь заметим, что оператор Σ_3 является оператором спиральности электрона, движущегося по оси z и позитрона, движущегося против оси z. Волновая функция конечного состояния является собственной функцией оператора P_1 с собственным значением $(-I)^{\ell}\, \wp_f e^{i\pi M_f}$ [7]. Здесь $\wp_f$ произведение внутренних чётностей конечных частиц (кроме линейно поляризованных фотонов) ℓ – количество фотонов в конечном состоянии, линейно поляризованных по оси x[3]. Тогда из инвариантности взаимодействий относительно вращений и отражений можно утверждать, что

$$\langle \vec{p}_f, M_f | S | \vec{p}(+); -\vec{p}(+) \rangle = \wp_f e^{i\pi M_f} \langle \vec{p}_f, M_f | S | \vec{p}(-); -\vec{p}(-) \rangle \qquad (2)$$

I) Все рассмотрение проводится в с.ц.и. начальных частиц.

2) Заметим, что в силу сохранения полного момента M_f – целое число.

3) В дальнейшем будем считать $(-I)^{\ell}$ включенным в $\wp_f$.

Используя (2) и закон сохранения спиральности легко видеть, что для дифференциальных сечений, просуммированных по спинам конечных частиц, рождающихся в плоскости yz , с ультрарелятивистской точностью выполняются следующие равенства:

$$d\sigma_{++} = d\sigma_{--} = 2d\sigma_0 \qquad (3)$$

Здесь $d\sigma_0$ - сечение для неполяризованных начальных частиц, просуммированное по спинам конечных частиц, $d\sigma_{++}$ ($d\sigma_{--}$) сечение для аннигиляции продольно и параллельно (антипараллельно) оси z поляризованной пары. Соотношение (3) с ультрарелятивистской $\left(\frac{m^2}{E^2}\right)$ точностью имеет место, вообще говоря, для произвольных частиц в конечном состоянии. Оно имеет место и для случая, когда одна или несколько конечных частиц обладают определенной проекцией спина на ось x (в случае, если среди конечных частиц есть и фотоны, необходимо, чтобы они были линейно поляризованы по оси x или в плоскости yz). При этом величины $d\sigma_0$, $d\sigma_{++}$ и $d\sigma_{--}$ означают сечения аннигиляции в соответствующие конечные состояния.

Заметим здесь, что соображениями, связанными с сохранением спиральности нужно пользоваться с известной осторожностью [3]. Так, если область вблизи электронного полюса играет существенную роль в сечении процесса, соображения сохранения спиральности могут оказаться неприменимыми. В простейшем случае двухквантовой аннигиляции электрон-позитронной пары спиральность не сохраняется при рождении фотонов под углом 0 (это видно уже из закона сохранения проекции полного момента на направление движения). Хорошо известно, что в ультрарелятивистском пределе для полного сечения этого процесса спиральность сохраняется лишь с логарифмической точностью [8] (сечение аннигиляции продольно и параллельно поляризованных электрона и позитрона в $\ln\frac{E}{m}$ превышает соответствующее сечение для продольно и антипараллельно друг другу поляризованных начальных частиц). Это связано с тем, что, хотя при больших углах вылета фотонов, спиральность сохраняется, область малых углов вылета дает существенный вклад в полное сечение.

3. В частном случае, когда в конечном состоянии n псев-

доскалярных мезонов, m линейно поляризованных фотонов с векторами поляризации в плоскости рождения и ℓ линейно поляризованных по оси x фотонов из формулы (2) получаем:

$$\langle \vec{p}_f | S | \vec{p}(+); -\vec{p}(+) \rangle = (-1)^{n+\ell} \langle \vec{p}_f | S | \vec{p}(-), -\vec{p}(-) \rangle \quad (4)$$

Рассмотрим детально зависимость от поляризации начальных частиц сечения рождения n псевдоскалярных мезонов в плоскости yz. Пусть начальные частицы поляризованы произвольно (вектора поляризации для электрона и позитрона $\vec{\xi}^{(1)}$ и $\vec{\xi}^{(2)}$ соответственно).

Вводим стандартным образом [9] поляризационные матрицы плотности начальных частиц в пространстве собственных функций оператора проекции спина на ось z. Тогда, если спинорная амплитуда, например, для электрона, разлагается по волновым функциям, соответствующим определенной проекции спина на ось z с коэффициентами w_μ ($\mu = (+), (-)$), то эта матрица плотности может быть записана в виде:

$$\rho_{\mu\nu} = \overline{w_\mu w_\nu^*} = \frac{1}{2}(1 + \vec{\xi}\vec{\sigma})_{\mu\nu}$$

, где $\vec{\xi}$ - поляризационный вектор электрона ($\frac{1}{2}\vec{\xi}$ - среднее значение спина электрона в системе покоя). Используя соотношения (3), (4) и закон сохранения спиральности, получим, что с ультрарелятивистской точностью сечение для произвольно поляризованных начальных частиц $d\sigma_{\vec{\xi}^{(1)}\vec{\xi}^{(2)}}$ связано с сечением $d\sigma_0$ для неполяризованных начальных частиц следующим образом:

$$d\sigma_{\vec{\xi}^{(1)}\vec{\xi}^{(2)}} = d\sigma_0 [1 + \vec{\xi}^{(1)}\vec{\xi}^{(2)} - 2\xi_y^{(1)}\xi_y^{(2)}] \quad (n\text{ -чётное}) \quad (5а)$$

$$d\sigma_{\vec{\xi}^{(1)}\vec{\xi}^{(2)}} = d\sigma_0 [1 + \vec{\xi}^{(1)}\vec{\xi}^{(2)} - 2\xi_x^{(1)}\xi_x^{(2)}] \quad (n\text{ - нечётное}) \quad (5б)$$

Формулы (5) охватывают довольно широкий круг процессов при данной кинематике конечных частиц. Разумеется, результат (5) легко обобщается на случай, когда в конечном состоянии кроме n псевдоскалярных мезонов), есть одна или несколько частиц поляризованных по оси x, с проекцией суммарного спина на ось x, равной M_f. В этом случае имеет место формула (5а), если величина $\mathcal{P}_f e^{i\pi M_f} = 1$ и формула (5б), если $\mathcal{P}_f e^{i\pi M_f} = -1$, а величины $d\sigma_0$ и $d\sigma_{\vec{\xi}^{(1)}\vec{\xi}^{(2)}}$ представляют сечения аннигиляции в соответствующие конечные состояния. Заметим, что формула (4) работы [1] для дифференциального сечения реакции $e^+ + e^- \to 2\pi$ (в низшем по e^2 порядке) может быть с ультрарелятивистской точностью приведена к виду (5а). Кроме того, правила запретов работ [2,3] следуют из вида (5).

Для произвольных конечных частиц в плоскости yz, если одна из начальных частиц произвольно поляризована (с вектором поляризации $\vec{\xi}$), а другая продольно и параллельно ((+)) или антипараллельно ((-)) оси z поляризована, то с помощью формул (2) и (3) можно получить соотношение между сечениями данного процесса $d\sigma_{(+)\vec{\xi}}$ и сечением для неполяризованных начальных частиц $d\sigma_0$ (-), просуммированных по поляризациям конечных частиц:

$$d\sigma_{\substack{(+)\\(-)}\vec{\xi}} = d\sigma_0 \left[1 \pm \frac{\vec{p}\vec{\xi}}{|\vec{p}|}\right] \tag{6}$$

4. Получим теперь некоторые результаты для случая, когда аннигиляция поляризованной пары идет через однофотонный канал. Пусть импульсы конечных частиц лежат все в плоскости, перпендикулярной направлению импульса начальных частиц (плоскость xy). Как известно, в однофотонном канале аннигиляция пары происходит лишь в состоянии, нечетном относительно пространственного отражения P. Заметим, что для начальных частиц оператор $PP_3 = \gamma^0\gamma^5\gamma^3$ в этом случае совпадает с оператором спиральности. Пусть теперь начальные частицы продольно и параллельно (или антипараллельно) оси z поляризованы, а конечные поляризованы по оси z с проекцией суммарного спина M на ось z. Из инвариантности взаимодействий PP_3 четность начального и конечного состояния должна совпадать. Тогда, так как мы выбрали в начальном состоянии электрон и позитрон противоположной спиральности, получаем строгое правило отбора:

$$\mathcal{P}_f\, e^{i\pi M} = 1 \tag{7}$$

В силу закона сохранения спиральности соотношение (7) выполняется с ультрарелятивистской точностью для произвольно поляризованных начальных частиц. Отсюда, в частности, следует, что в однофотонном канале в плоскости (xy) не может родиться нечётное число псевдоскалярных мезонов[4)].

Пользуясь соотношениями (2), (4(, (5), (7), релятивистской инвариантностью и законом сохранения проекции при рождении конечных частиц под углом 0 можно в ультрарелятивистском пределе и в низшем по e^2 порядке получать сечения аннигиляции произвольно поляризованной пары $d\sigma_{\vec{\xi}^{(1)}\vec{\xi}^{(2)}}$ зная только явный вид сечений для неполяризованных частиц $d\sigma_0$.

Остановимся на процессе $e^+ + e^- \to \pi^0 + \gamma$. Систему координат выбираем аналогично пункту 2.

Используя (4) и (5) можно утверждать, что с ультрарелятивистской точностью в силу сохранения спиральности выполняются следующие соотношения:

$$d\sigma_0 \sim \frac{1}{2}\left[\,|\langle \vec{p}_f;(+)|S|\vec{p}(+);-\vec{p}(+)\rangle|^2 + |\langle \vec{p}_f;(-)|S|\vec{p}(+);-\vec{p}(+)\rangle|^2\right] \tag{8}$$

$$d\sigma_{\vec{\xi}^{(1)}\vec{\xi}^{(2)}} \sim \frac{1}{2}\Big\{|\langle \vec{p}_f;(+)|S|\vec{p}(+);-\vec{p}(+)\rangle|^2\left[1+\vec{\xi}^{(1)}\vec{\xi}^{(2)} - 2\xi_y^{(1)}\xi_y^{(2)}\right] + |\langle \vec{p}_f;(-)|S|\vec{p}(+);-\vec{p}(+)\rangle|^2\left[1+\vec{\xi}^{(1)}\vec{\xi}^{(2)} - 2\xi_x^{(1)}\xi_x^{(2)}\right]\Big\}$$

Здесь + (−) в левой части матричных элементов означает состояние фотона с линейной поляризацией по оси x (в плоскости yz).

Учтем, что для неполяризованных начальных частиц [10]

$$d\sigma_0 \sim (2-\sin^2\vartheta) \tag{9}$$

и что из релятивистской инвариантности и инвариантности относительно отражения (см.также [1,3]) можно утверждать, что в низшем

---

4) Этот результат для поперечно поляризованной начальной пары получен в работе [2].

по e^2 порядке

$$|\langle \vec{p}_f ;(+)| S |\vec{p}(+); -\vec{p}(+)\rangle|^2 \sim a + b\sin^2\vartheta \qquad (10)$$

и в силу (8), (9)

$$|\langle \vec{p}_f ;(-)| S |\vec{p}(+); -\vec{p}(+)\rangle|^2 \sim (4-a) - (b+2)\sin^2\vartheta \qquad (11)$$

Кроме того, пользуясь правилом (7), можно утверждать, что в случае, если конечные частицы летят под углом $\frac{\pi}{2}$ (т.е. по оси y)

$$\langle \vec{p}_f ;(+)| S |\vec{p}(+); -\vec{p}(+)\rangle = 0 \qquad (12)$$

и, следовательно, $a = -b$ (13).

Используя сохранение проекции полного момента при рождении конечных частиц под углом 0 и то обстоятельство, что состояние с линейной поляризацией с равными весами разлагаются по состояниям с круговыми поляризациями фотона, можно показать, что для рождения под углом 0

$$|\langle \vec{p}_f ;(-)| S |\vec{p}(+); -\vec{p}(+)\rangle|^2 = |\langle \vec{p}_f ;(+)| S |\vec{p}(+); -\vec{p}(-)\rangle|^2 \qquad (14)$$

и, следовательно, $a = 2$ (15).

Тогда, используя явное выражение для величины $d\sigma_0$ [10] и формулы (8-15), сечение для произвольно поляризованных начальных частиц $d\sigma_{\vec{\zeta}^{(1)}\vec{\zeta}^{(2)}}$ с принятой точностью представляется в виде:

$$d\sigma_{\vec{\zeta}^{(1)}\vec{\zeta}^{(2)}} = \frac{\alpha}{42\mu^3}\left(1-\frac{\mu^2}{E^2}\right)^{3/2} |f(4E^2)|^2 \Big[2\left(1+\zeta_z^{(1)}\zeta_z^{(2)}\right) - \sin^2\vartheta\left(1+\vec{\zeta}^{(1)}\vec{\zeta}^{(2)} - 2\zeta_y^{(1)}\zeta_y^{(2)}\right)\Big] d\Omega \qquad (16)$$

В случае поперечных параллельных или антипараллельных поляризаций начальных частиц формула (16) переходит в формулу (15) работы [3]. Можно показать, что и для произвольной пары частиц в конечном состоянии, если неполяризованное сечение имеет в однофотонном канале вид:

$$d\sigma_0 = \frac{\alpha^2 |\vec{q}|^3}{16E^5}\left\{\frac{\mathcal{D}_1(E^2)}{q^2} - \mathcal{D}_2(E^2)\sin^2\vartheta\right\} d\Omega \tag{I7}$$

то с ультрарелятивистской точностью сечение для произвольно поляризованных начальных частиц записывается в виде

$$d\sigma_{\vec{\xi}^{(1)}\vec{\xi}^{(2)}} = \frac{\alpha^2|\vec{q}|^3}{16E^5}\left\{\frac{\mathcal{D}_1(E^2)}{q^2}\left(1+\xi_z^{(1)}\xi_z^{(2)}\right) - \right.$$
$$\left. - \sin^2\vartheta\,\mathcal{D}_2(E^2)\left[1+\vec{\xi}^{(1)}\vec{\xi}^{(2)} - 2\xi_y^{(1)}\xi_y^{(2)}\right]\right\} d\Omega \tag{I8}$$

Формула (I8) является ультрарелятивистским пределом соответствующей формулы (7) работы [I].

5. Сделаем несколько замечаний, касающихся процессов рассеяния ультрарелятивистского электрона на большой ($\sin\vartheta \gg \frac{m}{E}$) угол на протоне и пионе. Пусть произвольно (с вектором поляризации $\vec{\xi}^{(1)}$) поляризованный электрон рассеивается на произвольно (с вектором поляризации $\vec{\xi}^{(2)}$) поляризованном протоне. В силу сохранения спиральности вдоль электронной линии [5] дифференциальное сечение для неполяризованных начальных частиц с принятой точностью записывается в виде:

$$d\sigma_0 = \frac{1}{4}\sum_{s_i s_f}\left[d\sigma_{(+)s_f;(+)s_i} + d\sigma_{(-)s_f;(-)s_i}\right] \tag{I9}$$

Здесь s_f, s_i – поляризация конечного (начального) протона (+) и (–) означают соответственно положительную и отрицательную спиральность электрона. Вводя стандартным образом [9] матрицу плотности начального электрона и используя сохранение спиральности, получим для сечения рассматриваемого процесса:

$$d\sigma_{\vec{\xi}^{(1)}\vec{\xi}^{(2)}} = \frac{1}{2}\left[d\sigma_{(+)\vec{\xi}^{(2)}}\left(1+\frac{\vec{\xi}^{(1)}\vec{p}}{|\vec{p}|}\right) + d\sigma_{(-)\vec{\xi}^{(2)}}\left(1-\frac{\vec{\xi}^{(1)}\vec{p}}{|\vec{p}|}\right)\right] \tag{20}$$

Здесь $d\sigma_{(+)\vec{\xi}^{(2)}}$ ($d\sigma_{(-)\vec{\xi}^{(2)}}$) – дифференциальное сечение рассеяния электрона с положительной (отрицательной) спиральностью на данном протоне. Таким образом, мы видим, что для быстрых частиц, зависимость от поляризации электрона входит лишь в виде $\vec{\xi}^{(1)}\vec{p}$

В случае, когда $\vec{\xi}^{(1)}\vec{p} = 0$ из (I9) и (20) получим

$$d\sigma_{\vec{\xi}^{(1)}\vec{\xi}^{(2)}} = \frac{1}{2}\, d\sigma_{\vec{\xi}^{(2)}} \qquad (2I)$$

Здесь $\frac{1}{2}\, d\sigma_{\vec{\xi}^{(2)}}$ – сечение рассеяния неполяризованного электрона на поляризованном (с вектором поляризации $\vec{\xi}^{(2)}$) протоне.

В низшем по e^2 приближении вследствие соотношения унитарности и инвариантности относительно обращения времени

$$d\sigma_{\vec{\xi}^{(2)}} = d\sigma_{-\vec{\xi}^{(2)}} = 2\, d\sigma_0 \qquad (22)$$

Мы видим из (2I) и (22), что сечение рассеяния поперечно поляризованного электрона на произвольно поляризованном протоне в низшем по e^2 приближении с принятой точностью равно неполяризованному сечению. Отсюда также можно заключить, что рассеивание выведенных из ускорителя поперечно поляризованных электронов на протоне не пригодно для изучения поляризационных свойств пучка. Результаты (22) и (20) в низшем по e^2 приближении можно вывести из хорошо известных выражений, полученных конкретным вычислением (например, [II]).

Для реакций типа $e + \pi \to e + n\pi$ (для случая, когда $\sin\vartheta \gg \frac{m}{E}$) можно получить соотношения аналогичные (20) и (22), справедливые с той же степенью точности ($\frac{m}{E}$).

$$d\sigma_{\vec{\xi}^{(1)}} = \frac{1}{2}\left[d\sigma_{(+)}\left(1 + \frac{\vec{\xi}^{(1)}\vec{p}}{|\vec{p}|}\right) + d\sigma_{(-)}\left(1 - \frac{\vec{\xi}^{(1)}\vec{p}}{|\vec{p}|}\right)\right]$$

$$d\sigma_{\vec{\xi}^{(1)}} = d\sigma_0 \qquad (\text{при } \vec{\xi}^{(1)}\vec{p} = 0) \qquad (23)$$

Здесь заметим, что, если кинематика та же, что и в пункте 2 (все частицы лежат в плоскости yz), то применяя соображения, аналогичные тем, которые использовались для вывода формулы (2), можно получить, что

$$d\sigma_{(+)} = d\sigma_{(-)} \qquad . \qquad (24)$$

и, следовательно, из (23) и (24) получим

$$d\sigma_{\vec{\xi}^{(1)}} = d\sigma_0 \qquad (25)$$

Результаты (23-25) не зависят от порядка по e^2. Сделаем здесь одно замечание, касающееся рассеяния поляризованных произвольно тождественных частиц. Мы видели (формулы (5), (8), (I6), (I8) настоящей работы), что при аннигиляции произвольно поляризованной электрон-позитронной пары в зависимость сечений, просуммированных по поляризации конечных частиц, от поляризации начальных входят лишь комбинации $\zeta_z^{(1)}\zeta_z^{(2)}$ и $\zeta_x^{(1)}\zeta_x^{(2)}-\zeta_y^{(1)}\zeta_y^{(2)}$. Используя те же соображения инвариантности взаимодействий и сохранения спиральности можно показать, что с ультрарелятивистской точностью в сечении реакций $e^-+e^-\to e^-+e^-$ и $e^-+e^+\to e^-+e^+$, просуммированных по поляризациям конечных частиц зависимость от поляризации начальных частиц будет такая же.

Автор благодарит В.Н.Байера, А.И.Вайнштейна, В.С.Фадина и И.Б.Хрипловича за обсуждение.

Литература

I. В.Н.Байер, В.С.Фадин, ДАН СССР I6I, 74, I965.

2. И.Б.Хриплович, ЯФ 3: 762, I966.

3. В.Н.Байер, В.А.Хозе, ЯФ 5, I257, I967.

4. В.Н.Байер, В.М.Катков, ЖЭТФ 52, I422, I967.

5. С.С.Санников, ЖЭТФ 40, 236, I96I.

6. Я.Б.Зельдович, ЖЭТФ 4I, 9I2, I96I.

7. A. Bohr Nucl. Phys. I0, 486, I959.

8. L. Page Phys. Rev. I06, 394, I957.

9. А.И.Ахиезер, В.Б.Берестецкий "Квантовая электродинамика", ФМ, I959, стр. 86-88.

I0. В.Н.Байер, В.В.Соколов, ЖЭТФ, 40, I233, I96I.

II. А.И.Ахиезер, Л.Н.Розенцвейг, И.М.Шмушкевич, ЖЭТФ 33 765,I957.

Ответственный за выпуск В.М.Катков
Подписано к печати 29.IX-1967 г.
Усл. 0,7 печ. л., тираж 250 экз.
Заказ № I55
БЕСПЛАТНО

Отпечатано на ротапринте в ИЯФ СО АН СССР