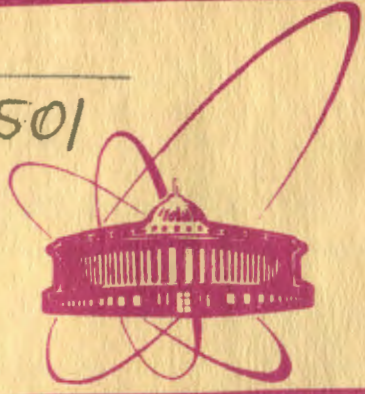


e
+

H-501



объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

3447/2-81

13/VII-81

P2-81-263

Л.Л. Неменов

СВЕРХПРОНИЦАЕМОСТЬ
УЛЬТРАРЕЛЯТИВИСТСКИХ ПОЗИТРОНИЕВ

Направлено в ЯФ

1981

ВВЕДЕНИЕ

Распад нейтрального пиона на фотон и позитроний^{/1/}

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + A_2e \quad /1/$$

позволяет получить на протонных ускорителях высоких энергий пучки релятивистских позитрониев^{/2/}. Интенсивность этих пучков в зависимости от энергии ускорителя, угла, под которым ведется регистрация атомов, и от толщины мишени^{/3/} рассчитана в работе^{/4/}.

Сечение развала релятивистского позитрония в веществе не зависит от энергии. Если позитроний находится в основном состоянии и взаимодействует с углеродом, то значения сечения развала и длины λ , на которой пучок ослабляется в e раз, соответственно равны^{/5/}:

$$\sigma_{\text{разв}} = 4,6 \cdot 10^{-19} \text{ см}^2/\text{атом}, \quad \lambda = 0,22 \text{ мкм.} \quad /2/$$

В настоящей работе обращено внимание на тот факт, что при движении позитрония через слой вещества толщиной в десятки λ , время движения T оказывается много меньше атомной единицы времени позитрония τ , равной

$$\tau = 4,84 \cdot 10^{-17} \text{ с,} \quad /3/$$

если гамма-фактор позитрония достаточно велик. Пусть толщина углеродной пленки $L = 10\lambda = 2,2$ мкм, $T = L/c = 7 \cdot 10^{-15}$ с. Тогда при гамма-факторе $\gamma = 1,5 \cdot 10^3$ имеем соотношение:

$$k = \frac{T}{\tau \gamma} \approx 0,1 \ll 1. \quad /4/$$

Значения $\gamma \sim 10^3 \div 10^4$ типичны для пучков A_2e . Атомы, для которых выполняется условие /4/, будут называться ультрарелятивистскими. Заметим, что для веществ с зарядом, большим Z углерода, неравенство /4/ удовлетворяется при меньших значениях гамма-фактора.

Для ультрарелятивистских атомов вероятность прохождения через поглотитель толщиной L оказывается больше величины, вычисленной из соотношения:

$$W(L) = e^{-L/\lambda}. \quad /5/$$

При $L \sim 8\lambda$ расхождение с формулой /5/ достигает порядка и растет с увеличением L . Этот эффект будет в дальнейшем называться сверхпроницаемостью.

Оценки величины сверхпроницаемости для позитрония в основном состоянии приводятся в §1. Применение этого эффекта для измерения времени перехода нестационарного связанного состояния в стационарные, а также с целью проверки формы преобразования Лоренца для времени излагается соответственно в §2 и §3.

§1. ОЦЕНКА ВЕЛИЧИНЫ ЭФФЕКТА СВЕРХПРОНИЦАЕМОСТИ

Для экспериментального наблюдения эффекта сверхпроницаемости важно знать толщину поглотителя, при которой можно наблюдать отклонение от поглощения по экспоненциальному закону, и количество позитрониев, оставшихся в основном состоянии.

Позитроний, двигаясь в поле атома, разваливается с вероятностью, на порядок большей вероятности возбуждения. Поэтому при дальнейшем рассмотрении процесс возбуждения не будет учитываться.

При выполнении условия /4/ волновая функция, описывающая связанное состояние (e^+e^-) в веществе, будет меняться только под влиянием взаимодействия с атомами поглотителя: взаимодействие между частицами (e^+e^-) -системы за время T -состояние этой системы практически не меняет.

Из зависимости дифференциального сечения развала от величины переданного импульса q следует, что при $q < 0,5q_0^*$ и $q > 8q_0$ значения сечения малы. Этому интервалу передач соответствуют значения прицельных параметров от $b=2a^*$ до $b_{\min} \sim 0,1a$. Рассмотрим движение позитрония в цилиндрической системе координат с осью z , направленной по движению атома, и началом в центре тяжести позитрония /рис.1/. Вероятность выбивания электрона, находящегося в цилиндрическом слое радиуса ρ , будем считать пропорциональной количеству атомов вещества, расположенных между цилиндрическими поверхностями с радиусами $R_1 = \rho - b$ и $R_2 = \rho + b$, если $\rho > b$, или в цилиндре с радиусом $R_3 = \rho + b$, если $\rho < b$ /рис.1/. В этом приближении с учетом условия /4/ легко показать, что:

$$|\psi(\rho, z, L)|^2 = |\psi(\rho, z, 0)|^2 e^{-fS(\rho, b)L} \quad /6/$$

$$\psi(\rho, z, 0) = \frac{1}{\sqrt{\pi a^3}} e^{-\frac{\sqrt{z^2 + \rho^2}}{a}} \quad /7/$$

* q_0 - импульс электрона в позитронии, a - боровский радиус позитрония.

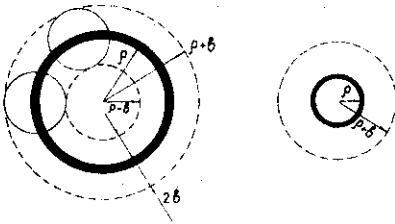


Рис. 1. Движение позитрония в цилиндрической системе координат. Пунктирными линиями показан объем, в котором располагаются атомы вещества, выбивающие электроны из цилиндрического слоя радиуса ρ . Слева - случай $\rho < b$, справа - $\rho > b$.

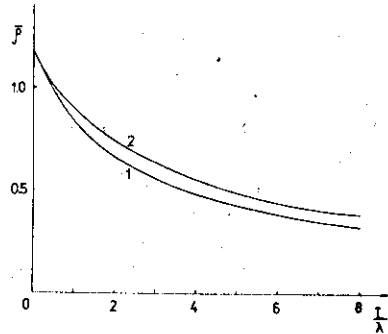


Рис. 2. Зависимость среднего значения поперечного размера системы (e^+e^-) от толщины мишени. Кривая 1 вычислена для $b=a$, кривая 2 - для $b=2a$.

$$S(\rho, b) = \begin{cases} (\rho + b)^2 & \rho < b \\ 4\rho b & \rho > b. \end{cases} \quad /8/$$

где $\psi(\rho, z, 0)$ - волновая функция позитрония в основном состоянии, $\psi(\rho, z, L)$ - волновая функция связанного состояния электрона и позитрона после прохождения слоя поглотителя толщиной L , f - коэффициент, который будет определен.

Из формулы /6/ следует, что при увеличении толщины поглотителя плотность вероятности обнаружения электрона в связанном состоянии падает тем быстрее, чем больше величина ρ . Вероятность обнаружения электрона и позитрона в связанном состоянии

$$W(L) = f \int |\psi(\rho, z, L)|^2 dV = \frac{4}{a^3} \int_0^\infty K_1\left(\frac{2\rho}{a}\right) e^{-fS(\rho, b)L} \rho^2 d\rho. \quad /9/$$

Потребуем, чтобы для тонкого поглотителя разложение формулы /9/ совпадало с разложением формулы /5/. Тогда для коэффициента f получаем:

$$\frac{4f}{a^3} \int_0^\infty K_1\left(\frac{2\rho}{a}\right) S(\rho, b) \rho^2 d\rho = \frac{1}{\lambda}. \quad /10/$$

При $b=2a$ и $b=a$ значения f соответственно равны:

$$f = \frac{1}{10,6\lambda} \quad (b=2a), \quad f = \frac{1}{4,82\lambda} \quad (b=a). \quad /11/$$

Зависимость среднего значения $\bar{\rho}(L)$, вычисленная по формуле:

$$\bar{\rho}(L) = \int \rho |\psi(\rho, z, L)|^2 dV, \quad /12/$$

представлена на рис.2, из которого следует, что поперечный размер связанного состояния (e^+e^-) уменьшается с увеличением L . Если это изменение учесть при вычислении $W(L)$, то значения функции возрастут.

При постановке эксперимента наиболее просто регистрировать позитроний в основном состоянии. Для оценки амплитуды вероятности обнаружения позитрония в основном состоянии $C(L)$ используем соотношение

$$\begin{aligned} C(L) &= \int \psi(\rho, z, L) \psi^*(\rho, z, 0) dV = \\ &= \int |\psi(\rho, z, 0)|^2 e^{-\frac{fS(\rho, b)L}{2}} e^{i\alpha(\rho, z, L)} dV, \end{aligned} \quad /13/$$

где $\alpha(\rho, z, L)$ - разность фаз волновых функций. В используемом приближении наиболее сильной должна быть зависимость α от переменной ρ . Предполагая α плавной функцией ρ , разложим ее в ряд в окрестности точки $\rho = \rho_0$

$$\alpha(\rho, z, L) \approx \alpha(\rho_0, L) = \alpha(\rho_0, L) + A(\rho_0, L)(\rho - \rho_0). \quad /14/$$

Подставляя /14/ в /13/ и полагая $\rho_0 = a$, а значения параметра A равными нулю и $\frac{1}{a}$ для $W_0(L) = |C(L)|^2$, получаем оценки, приведенные в таблице.

Таблица

$\frac{L}{\lambda}$	0	1	2	3	4	5	6	7	8
$e^{-\frac{L}{\lambda}}$ %	100	37	14	5	1,83	0,67	0,25	0,09	0,034
$W_0(L)$ % $b=2a$ $A=0$	100	39	17	7,5	3,6	1,7	0,9	0,46	0,25
$W_0(L)$ % $b=a$ $A=0$	100	40	19	9,1	4,9	2,7	1,6	0,95	0,58
$W_0(L)$ % $b=2a$ $A=\frac{1}{a}$		26	12	6	3	1,5	0,8	0,4	0,22

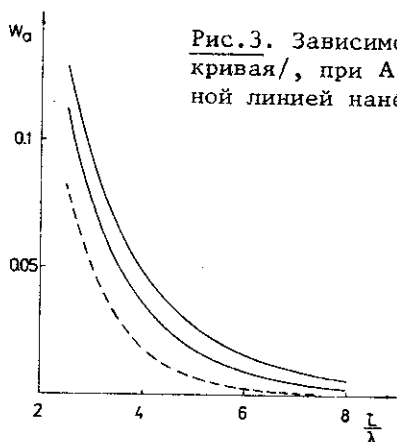


Рис.3. Зависимость $W_0(L)$ при $A=0$ $b=a$ /верхняя кривая/, при $A=0$ $b=2a$ /нижняя кривая/. Пунктирной линией нанесена экспоненциальная зависимость.

Из таблицы и рис.3 следует, что отклонение $W_0(L)$ от значений, вычисленных по формуле /5/, становится заметным уже при $L \geq 3\lambda$ и быстро увеличивается с ростом L .

§2. ИЗМЕРЕНИЕ ВРЕМЕНИ ПРЕВРАЩЕНИЯ СВЯЗАННОГО СОСТОЯНИЯ В СТАЦИОНАРНЫЕ

Рассмотрим мишень, состоящую из слоев поглотителя толщиной L , разделенных свободным от вещества промежутком длиной ℓ /рис.4/. Для упрощения рассуждений пусть

$$\ell \gg L, \quad T = \frac{\ell}{c}$$

/19/

Если для связанного состояния при движении через мишень выполняется условие /4/, то поглощение атомного пучка будет минимальным. При уменьшении гамма-фактора атомов или увеличении ℓ значение k /формула /4// возрастет, начнется частичное превращение связанного состояния в стационарные, и поглощение

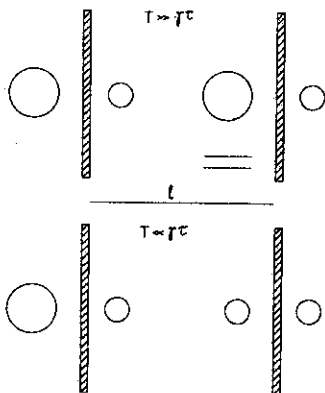


Рис.4. Вверху схематически представлено поглощение пучка позитрониев, когда за время движения между поглотителями происходит полное превращение связанного состояния (e^+e^-) в стационарные. Внизу схематически изображено поглощение ультрарелятивистского позитрония: связанное состояние не успевает релаксировать в стационарные.

пучка увеличится. При значении

$$k = \frac{T}{\tau \gamma} \gg 1$$

/20/

поглощение станет максимальным.

Измеряя коэффициент поглощения пучка как функцию γ или β , можно определить временную зависимость диссоциации связанного состояния при различных значениях β , которые получаются путём изменения толщины L первого поглотителя. Отметим, что этим методом можно исследовать процессы диссоциации, протекающие в системе покоя за время $\sim 10^{-17} \div 10^{-18}$ с.

§3. ПРОВЕРКА ФОРМЫ ПРЕОБРАЗОВАНИЙ ЛОРЕНЦА ДЛЯ ВРЕМЕНИ

Рассмотрим мишень, изображённую на рис.4. Выберем гамма-фактор пучка таким, чтобы при заданном β коэффициент поглощения пучка был средним между минимальным и максимальным. Увеличим гамма-фактор пучка и величину β в одинаковое число раз. Если время меняется в соответствии с преобразованием Лоренца, то величина k /формула /4// не изменится, и коэффициент поглощения пучка останется прежним.

В заключение благодарю С.Б.Герасимова, В.Л.Любошица, М.И.Подгорецкого за указание на некорректность первоначальной оценки эффекта сверхпроницаемости, М.Н.Шумакова и О.Е.Горчакова за выполнение численных расчетов, Б.А.Арбузова, С.С.Герштейна, А.Б.Замолодчикова, Б.З.Копелиовича, Л.И.Лapidуса за обсуждение полученных результатов и Б.М.Понтекорво - за интерес к работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Неменов Л.Л. ЯФ, 1972, т.15, с.1047.
2. Неменов Л.Л. ЯФ, 1976, 24, с.319.
3. Неменов Л.Л. и др. ПТЭ, 1980, 3, с.41.
4. Горчаков О.Е., Купцов А.В., Неменов Л.Л. ЯФ, 1976, 24, с.524.
5. Дульян Л.С., Коцинян Ар.А., Фаустов Р.Н. ЯФ, 1977, 25, с.814.

Рукопись поступила в издательский отдел
18 апреля 1981 года.