

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА



C 332.3

A - 958

3859/2-77

26/IX-77

P2 - 10738

А.А.Ахундов, Д.Ю.Бардин, Л.Л.Неменов

ОБРАЗОВАНИЕ ПОЗИТРОНИЕВ
НА УСКОРИТЕЛЯХ ЭЛЕКТРОНОВ

1977

P2 - 10738

А.А.Ахундов,* Д.Ю.Бардин, Л.Л.Неменов

ОБРАЗОВАНИЕ ПОЗИТРОНИЕВ
НА УСКОРИТЕЛЯХ ЭЛЕКТРОНОВ

Направлено в ЯФ

* Азербайджанский государственный университет, Баку.

Ахундов А.А., Бардин Д.Ю., Неменов Л.Л.

P2 - 10738

Образование позитрониев на ускорителях электронов

Рассмотрена генерация позитрониев при взаимодействии электронов с веществом. Вычислены энергетические и угловые характеристики образующихся пара- и ортопозитрониев. Сделана оценка выхода позитрониев в пара- и ортосостоянии, который может быть достигнут на существующих ускорителях электронов (кольцевых и линейных). Показано, что электронные ускорители являются источниками достаточно интенсивных и хорошо сформированных пучков позитрониев.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Preprint Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1977

Akhundov A.A., Bardin D.Yu.,
Nemenov L.L.

P2 - 10738

Production of Positronia in Electron
Accelerators

Positronium production in the electron interactions with matter is considered. The energy and angular characteristics of para- and orthopositronia produced are calculated. Positronium yield into the para- and ortho-states, which may be achieved at existing electron accelerators (ring and linear ones), is estimated. It is shown that the electron accelerators are the sources of rather intensive and well-formed positronium beams.

The investigation has been performed at the
Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1977

1. Введение

Эксперименты с релятивистскими позитрониями позволяют осуществить проверку преобразований специальной теории относительности для времени и компонент электромагнитного поля ^{1/}, измерить ряд констант квантовой электродинамики, а также изучать взаимодействие релятивистского позитрония с веществом.

В ряде работ ^{2-4/} были теоретически рассмотрены реакции, являющиеся источниками релятивистских позитрониев. В работах ^{2,3/} была сделана оценка полного сечения процесса

$$\gamma + Z \rightarrow A_{2e} + Z, \quad /1/$$

где символ A_{2e} обозначает связанное состояние электрона и позитрона. Образование позитрониев на встречных пучках

$$e + e \rightarrow e + e + A_{2e} \quad /2/$$

рассматривалось в работе ^{3/}. Сечения реакций /1/ и /2/ достаточны для детектирования позитрониев на существующих ускорителях. Однако генерация A_{2e} пучком фотонов не эффективна, так как вследствие развала позитрония в веществе необходимо использовать мишени толщиной в доли микрона. Вероятность образования атомов A_{2e} на встречных пучках примерно равна вероятности образования адронных резонансов ^{3/}.

Реальным эффективным источником позитрониев являются атомные распады элементарных частиц ^{4/}:

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + A_{2e} \quad /3/$$

$$\eta^0 \rightarrow \gamma + A_{2e} \quad /4/$$

генерированных на тонкой внутренней мишени кольцевого ускорителя протонов. Интенсивности пучков A_{2e} , полученных таким методом, в зависимости от энергии ускорителя и угла вылета позитрониев в л.с. были вычислены в работе ^{/5/}. Основным источником позитрониев являются π^0 -мезоны, которые за время своей жизни выходят из мишени в вакуум и распадаются с испусканием A_{2e} . Благодаря многократному взаимодействию циркулирующего протонного пучка с мишенью, ее малая толщина слабо сказывается на эффективности генерации позитрониев, как это имеет место в реакции /1/.

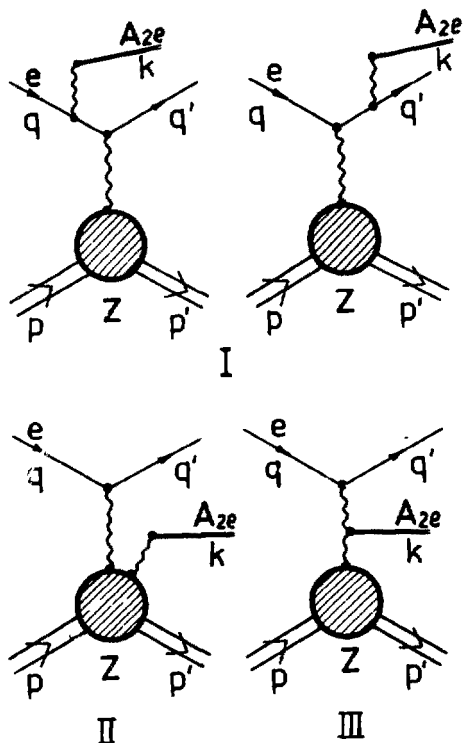
В работах ^{/6,7/} и в настоящей работе исследуется генерация позитрониев при взаимодействии электронов с веществом. При этом ставится задача получить информацию об энергетических и угловых характеристиках, а также о выходе образующихся атомов A_{2e} , что необходимо для постановки экспериментов с релятивистскими позитрониями.

Процесс рождения позитрония при столкновении электрона с ядром

$$e + Z \rightarrow e + Z + A_{2e} \quad /5/$$

описывается в низшем порядке по электромагнитному взаимодействию тремя типами диаграмм /рис. 1/. Диаграммы I и II описывают рождение атома A_{2e} с отрицательной C-четностью, а диаграмма III - с положительной C-четностью, поэтому вклад интерференции между диаграммами I или II и III равен нулю. Вследствие сохранения CP-четности в электромагнитных взаимодействиях в результате конверсии виртуального γ -кванта /диаграммы I и II/ позитроний образуется только в триплетном состоянии /ортопозитроний/. По двухфотонному механизму /диаграмма III/ атом A_{2e} рождается преимущественно в синглетном состоянии /паралозитроний/. В обоих случаях позитронии могут находиться и в радиально-возбужденных S-состояниях.

Рис. 1. Диаграммы, описывающие процесс электророждения позитрония на ядре.



В работе ^{8/} получены формулы для вклада в сечение диаграмм I /при рассматриваемых энергиях электронов вкладом диаграммы II можно пренебречь вследствие малой отдачи массивного ядра/, позволяющие вычислить энергетические и угловые распределения ортопозитрониев. В работе ^{7/} приведены результаты численного расчета энергетических спектров триплетных позитрониев. Показано, что для генерации атомов A_{2e} наиболее выгодны мишени с малой радиационной длиной /в $г/см^2$ /. Там же вычислены интенсивности пучков ортопозитрониев, которые могут быть получены на существующих ускорителях электронов.

В данной работе вычисляются энергетические спектры парапозитрониев, рождающихся в процессе /5/ /вклад в сечение диаграммы III/. Исследуется также вопрос об угловых характеристиках атомов A_{2e} , образующихся как в синглетном, так и в триплетном состоянии. С учетом развала позитрониев в веществе оценивается выход A_{2e} в пара- и ортосостоянии, который может быть достигнут на существующих ускорителях электронов /кольцевых и линейных/. Формулы для вклада в сечение диаграммы III приведены в *Приложении*.

2. Обсуждение результатов

Результаты численных расчетов энергетических спектров пара- и ортопозитрониев для вольфрамовой мишени при энергии электронов $E = 10 \text{ МэВ}$ и 1 ГэВ представлены на *рис. 2* и *3* /сплошные линии/. Энергетические спектры атомов A_{2e} $d\sigma^{at}/dk_0$ приведены в единицах $c\bar{\Phi}^{7/}$:

$$\frac{d\sigma^{at}}{dk_0} = c\bar{\Phi} \frac{d\tilde{\sigma}^{at}}{dk_0}, \quad /6/$$

где $c = 0.3a^4$ и $\bar{\Phi} = r_0^2 Z^2 a$.

Как видно из рисунков, триплетные позитронии образуются в основном с энергией, близкой к максимальной. Напротив, спектр синглетных позитрониев имеет пик вблизи порога реакции /5/. С ростом энергии электрона это поведение энергетических спектров проявляется в большей степени /см. *рис. 3*/.

Рост спектра ортопозитрониев в области k_0^{\max} обусловлен тем, что электрон, теряя большую часть своей энергии на тормозное излучение атома /диаграммы I/, может претерпеть упругое рассеяние с большим сечением. Пик при малых k_0 в спектре парапозитрониев объясняется тем, что вклад диаграммы III в сечение максимален при малых квадратах импульсов обоих виртуальных фотонов - при этом образование атома с большей энергией маловероятно.

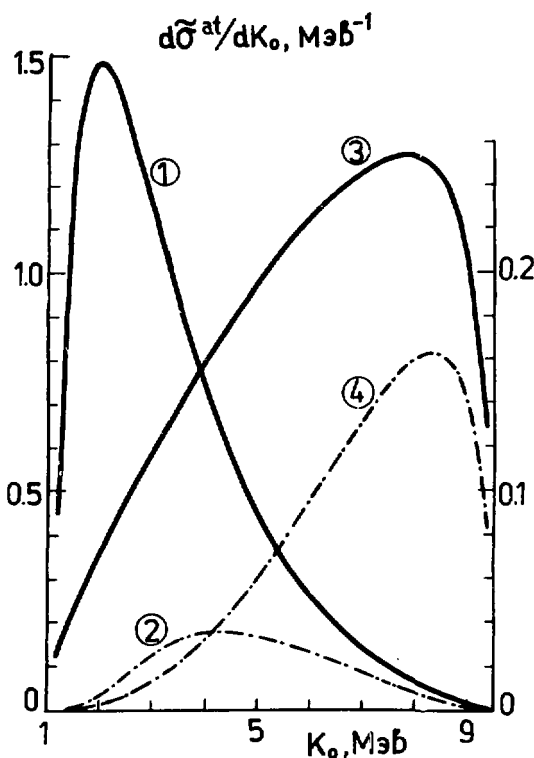


Рис. 2. Энергетические спектры пара- и ортопозитрониев для вольфрамовой мишени при $E = 10$ МэВ /кривые 1 и 3/. Штрих-пунктирные линии 2 и 4 соответствуют спектрам пара- и ортопозитрониев, вылетающих в конус с $\theta = 0,1$ рад. Кривые 1, 2 и 3, 4 даны в масштабах левой и правой шкалы.

Чтобы иметь представление об угловых характеристиках рождающихся атомов $A_{\pm 0}$, достаточно вычислить энергетические спектры пара- и ортопозитрониев, вылетающих в конус с углом раствора $\bar{\theta}$ и осью, направленной вдоль импульса налетающего электрона. Результаты расчетов, выполненных для $\bar{\theta} = 0,1$ рад при $E =$

$= 10 \text{ МэВ}$ и $\bar{\theta} = 0,005 \text{ рад}$ при $E = 1 \text{ ГэВ}$, изображены на рис. 2 и 3 штрих-пунктирными кривыми.

Видно, что при низких энергиях $/E-10 \text{ МэВ}/$ наблюдается сильное обрезание энергетического спектра синглетных позитрониев; спектр триплетных позитрониев обрезается в меньшей степени. При высоких энергиях конус вылета атомов A_{2e} , естественно, сужается. Причем, как видно из рис. 3, конус вылета ортопозитрониев более узкий, чем парапозитрониев. Последнее обстоятельство является отражением хорошо известного факта,

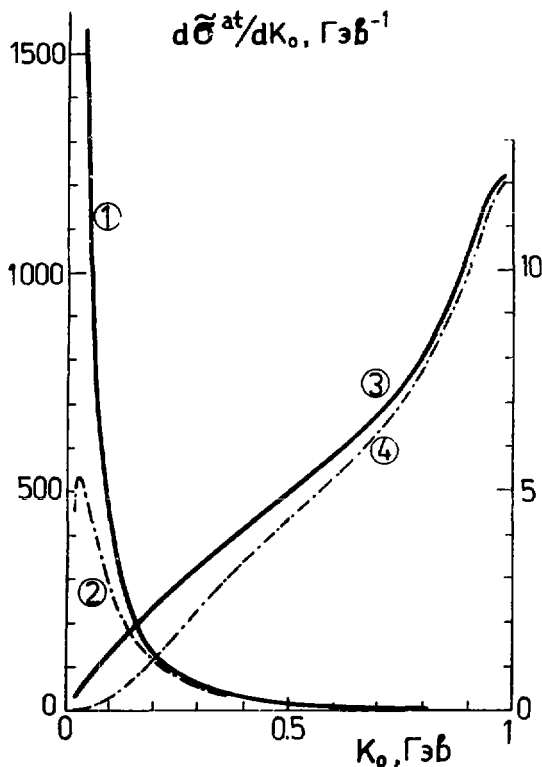


Рис. 3. То же, что и на рис. 2, при $E = 1 \text{ ГэВ}$ и $\bar{\theta} = 0,005 \text{ рад}$.

что при высоких энергиях тормозное излучение сосредоточено в основном в узком конусе с углом раствора $\theta \approx m/E$ / m - масса электрона/.

Вычислим теперь число позитрониев, которое выйдет из мишени толщины L при бомбардировке ее пучком электронов интенсивностью J_0 .

Из-за значительной величины сечения развала позитрониев в веществе ^{8/},

$$\sigma_D \approx 0,69 \cdot Z^{4/3} 10^{-19} \text{ см}^2, \quad /7/$$

величину L нужно брать порядка l_0 , где l_0 - такая длина, на которой интенсивность пучка позитрониев ослабевает в e раз:

$$l_0 = \frac{A}{\sigma_D \rho N_A}. \quad /8/$$

Здесь A - массовое число атомов мишени, ρ - ее плотность, N_A - число Авогадро. Для вольфрама $l_0 \approx 0,2$ мкм, что составляет 10^{-5} от его радиационной длины $L_0 = 0,35$ см. Поэтому ослаблением пучка электронов по толщине мишени можно пренебречь. Тогда для числа вышедших из мишени позитрониев N имеем

$$N = J_0 (1 - e^{-L/l_0}) \sigma^{at} / \sigma_D, \quad /9/$$

где σ^{at} - полное сечение электророждения атома A_{2e} на ядре.

Используя последнюю формулу, оценим выход пара- и ортопозитрониев, который может быть достигнут на существующих ускорителях электронов.

Тот факт, что для генерации позитрониев описанным способом достаточно использовать тонкие мишени ~ 1 мкм/, позволяет осуществить постановку эксперимента на кольцевых ускорителях, используя многоскратное прохождение пучка электронов через мишень. Так, например, при энергии электронов 1 ГэВ и интенсивности кольцевого ускорителя 10^{13} с^{-1} на вольфрамовой мишени будет образовываться в час 1200 атомов A_{2e} в пара- и 24 в ортосостоянии.

На линейных ускорителях за счет большой интенсивности пучка электронов может быть получен существенно

больший выход позитрониев. Так, например, на линейном ускорителе при энергии электронов 10 МэВ и интенсивности $J_0 = 6 \cdot 10^{16} \text{ с}^{-1}$ / это соответствует току 10 мА/ на вольфрамовой мишени будет образовываться 35 пара- и 11 ортопозитрониев в секунду.

Как было показано выше, пучки позитрониев, генерированных на электронных ускорителях, характеризуются довольно малым угловым расхождением /тем меньшим, чем больше энергия электронов/. Такая "карандашная" форма пучка позитрониев упрощает постановку экспериментов с релятивистскими позитрониями.

Таким образом, на существующих ускорителях электронов /кольцевых и линейных/ можно получать достаточно интенсивные и хорошо сформированные пучки позитрониев.

Авторы благодарят Н.М.Шумейко за полезные обсуждения некоторых вопросов.

Приложение

Дифференциальное сечение образования паропозитрониев в процессе /5/ можно записать в следующем виде /6/:

$$d\sigma = 0,3 \frac{Z^2 a^7 \mu^2}{\pi \lambda} \delta_{\mu\nu} A_{\mu\nu} \frac{dx dt dY dz}{t^2 \sqrt{R_z}} \quad /П.1/$$

где $\delta_{\mu\nu}$ - тензор, описывающий двухфотонный механизм рождения атома. Кинематические коэффициенты в трехчлене $R_z = A_z z^2 + 2B_z z + C_z$ равны

$$A_z = -\lambda_y, \quad B_z = -2M^2 Y^2 + EY + F \quad /П.2/$$

$$-C_z = AY^2 + 2BY + C.$$

* Здесь используются обозначения, принятые в работе /6/, кроме $z = (q - q')$ и $Y = -2qk$.

Здесь

$$E = x s_x + 2 M^2 T - t(s' + x),$$

$$F = (t - \mu^2)(s' s_x - 4 m^2 M^2) + 2t(\mu^2 s' + m^2 x),$$

$$A = (x + t)^2,$$

$$B = -s' T(x + t),$$

$$C = -\lambda T^2 + 4 m^2 X t(x + t),$$

/П.3/

где $X = x - \mu^2$, $T = t + \mu^2$

Свертка

$$\delta = \frac{1}{4} \delta_{\mu\nu} A_{\mu\nu} = t A_M(t) \delta_1 + A_{\pi}(t) \delta_2 \quad /П.4/$$

была найдена с уровня матричного элемента с помощью программы аналитических вычислений^{/9/}.

Выражение для δ сильно упрощается, если использовать приближение $E \ll M$. При рассматриваемых энергиях электрона $/E \leq 1 \text{ ГэВ}/$ и большой массе ядра $/M \approx 180 \text{ ГэВ}/$ это приближение работает очень хорошо, что подтверждается конкретными расчетами. Поэтому здесь мы приведем приближенное выражение для свертки δ , проинтегрированное по z в известных пределах^{/6/}:

$$\delta(t, Y) / A_E^2(t) = - \frac{B_z}{(-C_z)^{3/2}} \left\{ \lambda + \frac{x}{T} \left(\frac{x \lambda_m}{T} - 2s' Y \right) \right\} - \frac{M^2}{\sqrt{-C_z}} -$$

$$- \frac{B'_z}{(-C_z)^{3/2}} \left\{ x^2 \left(1 + \frac{\lambda_m}{T^2} \right) + 4 M^2 (2Y - T) - \frac{1}{T} [2x^2 Y + 4M^2 \lambda_m - \right.$$

$$\left. - t(s' + s_x)^2 \right\} + \frac{1}{T} \left(\frac{1}{\sqrt{-C_z}} - \frac{1}{\sqrt{-C'_z}} \right) \left\{ \frac{2x^2 \lambda_m}{T^2} + 2(s' x + 2M^2 Y) - \right.$$

$$\left. - \frac{1}{T} [2x Y (s' + x) + 4M^2 \lambda_m - t(s' + s_x)^2] \right\}.$$

/П.5/

где кинематические коэффициенты B'_z и C'_z определяются из условия

$$A'_z \cdot z_1^2 + 2B'_z \cdot z_1 + C'_z = R_z \quad /П.6/$$

а $z_1 = 2(q - q')(p' - p) = z + T; \quad \lambda_{nl} = Y^2 + 4m^2 t.$

Полученная формула /П.5/ позволяет вычислить энергетические и угловые характеристики образующихся паропозитрониев. Так, например, для энергетического спектра атомов имеем

$$\frac{d\sigma}{dx} = c\bar{\Phi} \frac{m^2 \mu^2}{\lambda M^2} \int \frac{dt}{t^2} F^2(t) \int d\lambda_y \delta(t, Y). \quad /П.6'/$$

где $F(t)$ - атомный формфактор, а область изменения x , t и λ_y определяется уравнениями /15/, /16/ и /18/-/21/ работы^{'6/}.

В заключение отметим, что для величины $S(\lambda_y)$, приведенной в работе^{'6/}/см. формулу /36//, при $E \ll M$ также нетрудно получить приближенное выражение, которое и было использовано в данной работе при расчете энергетических спектров ортопозитрониев.

Литература

1. Неменов Л.Л. ЯФ, 1976, 24, с.319.
2. Биленький С.М. и др. ЯФ, 1969, 10, с.812.
3. Меледин Г.В., Сербо В.Г., Сливков А.К. Письма в ЖЭТФ, 1971, 13, с.98.
4. Неменов Л.Л. ЯФ, 1972, 15, с.1047.
5. Горчаков О.Е., Купцов А.В., Неменов Л.Л. 1976, ЯФ, 1976, 24, с.524.
6. Ахундов А.А., Бардин Д.Ю. ОИЯИ, P2-9587, Дубна, 1976.
7. Ахундов А.А., Бардин Д.Ю., Неменов Л.Л. ОИЯИ, P2-9565, Дубна, 1976.
8. Дульян Л.С., Коцинян А.М., Фаустов Р.Н. ЯФ, 1977, 25, с.814.
9. H.S.Strubbe. Comp.Phys.Com., 1974, 8, p.1.

Рукопись поступила в издательский отдел
10 июня 1977 года.