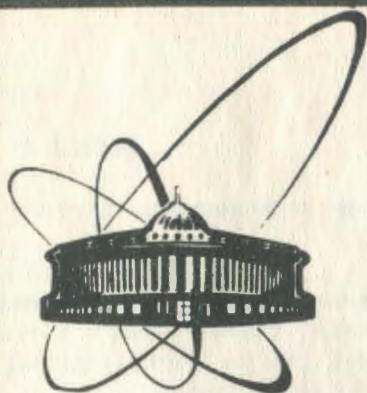


89-14



♀

Объединенный  
институт  
ядерных  
исследований  
Дубна

Н 501

P1-89-14

Л.Л.Неменов

ЭФФЕКТЫ, ОБУСЛОВЛЕННЫЕ ВРЕМЕНЕМ  
ФОРМИРОВАНИЯ УЛЬТРАРЕЛЯТИВИСТСКОГО  
ПОЗИТРОНИЯ

Направлено в журнал "Ядерная физика"

1989

## ВВЕДЕНИЕ

Распад нейтрального пиона на фотон и позитроний ( $A_{2e}$ ) :

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + A_{2e}, \quad /1/$$

является основным источником релятивистских позитрониев на протонных синхротронах. Вероятность распада /1/ по отношению к распаду пиона на два фотона равна<sup>/1/</sup>

$$\frac{w(\pi^0 \rightarrow \gamma + A_{2e})}{w(\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma)} = 1,7 \cdot 10^{-9}. \quad /2/$$

Распад /1/ наблюдался: на ускорителе У-70 ИФВЭ были зарегистрированы  $A_{2e}$  с гамма-факторами ( $\gamma$ ) от 800 до 2000<sup>/2/</sup>. С помощью позитрониев от распада /1/ было измерено полное сечение взаимодействия  $A_{2e}$  с углеродом в интервале гамма-факторов от 800 до 2000<sup>/3/</sup>.

Наряду с процессом /1/ позитронии могут генерироваться при взаимодействии с веществом фотонов<sup>/4-7/</sup>

$$\gamma + A_Z \rightarrow A_{2e} + A_Z \quad /3/$$

и электронов<sup>/8,9/</sup>

$$e^- + A_Z \rightarrow A_{2e} + e^- + A_Z. \quad /4/$$

Сечение фоторождения позитрония на атоме<sup>/7/\*</sup> хорошо аппроксимируется зависимостью

$$\sigma_{\phi} = 0,57 z^{1,86} \cdot 10^{-32} \frac{z}{\text{см} / \text{атом}}, \quad /5/$$

где  $\sigma_{\phi}$  - сечение генерации  $A_{2e}$  во всех состояниях по главному квантовому числу  $n$ ; сечение образования  $A_{2e}$  в основном состоянии в 1,2 раза меньше величины  $\sigma_{\phi}$ . В реакции /3/ энергия фсто-

---

\* Наиболее точные соотношения, описывающие процесс /3/, были получены в<sup>/7/</sup>.

на практически полностью передается позитронию. Поэтому при высоких энергиях спектр  $A_{2e}$ , рожденных на изолированных атомах, должен совпадать со спектром налетающих фотонов:

$$\frac{dN_A}{dE_A} = a \frac{dN_\gamma}{dE_\gamma}, \quad /6/$$

где  $E_\gamma$ ,  $E_A$  - энергии фотона и позитрония;  $a$  - постоянный коэффициент.

При взаимодействии с веществом позитроний может разваливаться или возбуждаться. Полное сечение взаимодействия релятивистского  $A_{2e}$  с атомом  $\sigma_t$  вычислено в работе /10/\*. Сечение не зависит от энергии  $A_{2e}$  при  $\gamma > 10$  и хорошо описывается формулой

$$\sigma_t = 0,94 z^{1,24} \cdot 10^{-19} \text{ см}^2/\text{атом}. \quad /7/$$

Характерные толщины  $\lambda$ , ослабляющие интенсивность пучка позитрониев в  $e$  раз, для углерода, молибдена и платины равны

$$\lambda_c = 0,14 \text{ мкм}, \quad \lambda_{Mo} = 1,9 \cdot 10^{-2} \text{ мкм}, \quad \lambda_{Pt} = 7 \cdot 10^{-3} \text{ мкм}. \quad /8/$$

В слое вещества толщиной  $\lambda$  один фотон образует позитроний с вероятностями

$$w_c^o = 1,8 \cdot 10^{-13}, \quad w_{Mo}^o = 6,5 \cdot 10^{-13}, \quad w_{Pt} = 8,8 \cdot 10^{-13}. \quad /9/$$

Если считать поглощение  $A_{2e}$  в веществе экспоненциальным\*\*, то вероятности образования и выхода атома из мишени толщиной  $\lambda$  на один падающий фотон будут равны

$$w_c = 1,1 \cdot 10^{-13}, \quad w_{Mo} = 4,1 \cdot 10^{-13}, \quad w_{Pt} = 5,5 \cdot 10^{-13}. \quad /10/$$

Из /10/ следует, что в реакции /3/, идущей на платиновой мишени, один позитроний должен регистрироваться на фоне  $\approx 10^{12}$  фотонов; в распаде /1/ фон гамма-квантов на три порядка меньше.

\* Сечение взаимодействия релятивистского позитрония без возбуждения атома-мишени /когерентная часть полного сечения/ рассчитано в работах /11-14/.

\*\* Поглощение ультрарелятивистских  $A_{2e}$  в веществе носит неэкспоненциальный характер /15-18/. Учет правильного закона поглощения  $A_{2e}$  несущественно изменит значения  $w$  из /10/.

Вследствие малой величины длины поглощения позитрониев в веществе вероятность выхода атомов существенно не изменится, если увеличить толщину мишени <sup>/1,6,8,9/</sup>. При экспоненциальном законе поглощения  $A_{2e}$  и толщине мишени  $l \gg \lambda$  максимальные значения вероятности выхода позитрониев совпадают с  $w^0$  из /9/. Обозначим через  $\lambda_{эфф}$  толщину мишени, на которой можно получить  $\approx 60\%$  от максимально возможного числа  $A_{2e}$ . По определению эффективной толщины ее величина должна совпадать с характерной длиной поглощения  $A_{2e}$ :  $\lambda_{эфф} = \lambda$ .

В настоящей работе рассмотрено влияние времени формирования  $A_{2e}$  на вероятность генерации атома и показано, что эффективная толщина мишени  $\lambda_{эфф}$  зависит от энергии фотона и для больших гамма-факторов превосходит величину  $\lambda$  в сотни раз.

Обсуждается использование этого эффекта для получения с помощью реакции /3/ пучков  $A_{2e}$  высокой энергии, а также опыты по детальному исследованию процесса формирования позитрония из  $(e^+e^-)$ -пары.

## 1. ВРЕМЯ ФОРМИРОВАНИЯ ПОЗИТРОНИЯ

При взаимодействии с атомом наряду с реакцией /3/ фотоны генерируют  $(e^+e^-)$ -пары с положительной энергией:



Для того чтобы отличить с вероятностью  $\approx 50\%$   $A_{2e}$  с главным квантовым числом  $n$  от пары с положительной энергией, необходимо в с.ц.и.  $(e^+e^-)$ -пары измерить суммарную энергию частиц с точностью, равной энергии связи позитрония  $E_n$ . Из соотношения неопределенности для энергии <sup>/19/</sup> следует, что требуемая точность достигается только в том случае, когда измерение выполняется за время, большее или равное  $\tilde{t}_{\phi,n}$ :

$$\tilde{t}_{\phi,n} = \frac{\hbar}{E_n}. \quad /12/$$

Время  $\tilde{t}$  отсчитывается в с.ц.и. пары от момента ее образования. Физический смысл введенного параметра позволяет определить  $\tilde{t}_{\phi,n}$  как время формирования позитрония в с.ц.и. пары. При таком определении значение  $\tilde{t}_{\phi,n}$  при  $n = 1$  совпадает с удвоенной атомной единицей времени позитрония  $\tilde{t}_{\phi,1} = 2t_A = 0,97 \cdot 10^{-16}$  с. В л.с. при значении гамма-фактора пары  $\gamma$  время формирования  $t_{\phi,n}$  и расстояние, пройденное парой за это время, будут равны

$$t_{\phi,n} = \gamma \frac{\hbar}{E_n}, \quad L_{\phi,n} = c\gamma \frac{\hbar}{E_n},$$

/13/

где  $c$  - скорость света.

В табл.1 приведены значения  $t_{\phi,n}$  и  $L_{\phi,n}$  для  $\gamma = 1000$  и  $n = 1, 2, 3$ .

Таблица 1

n	1	2	3
$E_n$ , эВ	6,8	1,7	0,76
$\tilde{t}_{\phi,n}$ , с	$10^{-16}$	$4 \cdot 10^{-16}$	$9 \cdot 10^{-16}$
$t_{\phi,n}$ , с	$10^{-13}$	$4 \cdot 10^{-13}$	$9 \cdot 10^{-13}$
$L_{\phi,n}$ , мкм	30	120	270

Из табл.1 следует, что в л.с. отличить  $A_{2e}$  от свободной пары можно только после прохождения системой  $(e^+e^-)$  макрорасстояния  $L_{\phi,n}$ , которое естественно определить как длину формирования позитрония в л.с., а  $t_{\phi,n}$  - как время формирования  $A_{2e}$  в той же системе. На длине  $\ell$ , удовлетворяющей неравенству  $\ell \ll L_{\phi,n}$ ,

/14/

позитроний с главным квантовым числом  $n$  невозможно отличить от  $(e^+e^-)$ -пары. Поэтому на расстояниях, удовлетворяющих неравенству /14/, можно говорить только о  $(e^+e^-)$ -парах, которые в вакууме при  $\ell \gg L_{\phi,n}$  с определенными вероятностями перейдут в стационарные состояния: позитроний и  $(e^+e^-)$ -пару с положительной энергией.

Будем в дальнейшем анализировать фоторождение  $A_{2e}$  в основном состоянии, так как этот канал дает наибольший  $\approx 84\%$  вклад в сечение генерации атома.

Для пар с  $\gamma = 1000$  условию /14/ будет удовлетворять  $\ell \approx 1$  мкм\*. Если рассматривать реакцию /3/ на платиновой мишени толщиной  $\approx 1$  мкм, то в веществе мишени  $A_{2e}$  в стационарном состоянии не существует и, следовательно, не поглощается с ха-

\* При увеличении значения  $\gamma$  в  $m$  раз неравенствам /14/ и /14а/, очевидно, будут удовлетворять длина  $m\ell$  и время  $mt\tilde{\ell}$ .

рактерной длиной  $\lambda_{pe} = 7 \cdot 10^{-3}$  мкм. В платиновой мишени такой толщины будут  $e^+$ ,  $e^-$ , взаимодействующие между собой и с атомами вещества. Кулоновское взаимодействие между  $e^+$  и  $e^-$  меняет состояние системы за время  $\tilde{t}_{кул} \approx t_A = 4,8 \cdot 10^{-17}$  с. Время взаимодействия пары с мишенью в с.ц.и. пары  $\tilde{t}_\ell = \ell/\gamma c$ . При  $\ell = 1$  мкм,  $\gamma = 10^3$   $\tilde{t}_\ell = 3 \cdot 10^{-18}$  с и удовлетворяет неравенству

$$\tilde{t}_\ell \ll \tilde{t}_{кул} \quad /14a/$$

Из /14а/ следует, что при движении через мишень состояние ( $e^+e^-$ )-пары будет в основном меняться под воздействием атомов вещества\*. Выйдя из мишени в вакуум, система эволюционирует только под воздействием кулоновского притяжения между  $e^+$ ,  $e^-$  и за время  $t \gg t_{ф,1}$  превращается в стационарные состояния: позитроний или ( $e^+e^-$ )-пары с положительной энергией. В дальнейшем ( $e^+e^-$ )-пары, удовлетворяющие неравенству /14а/, будут называться ультрарелятивистскими.

## 2. ВЛИЯНИЕ ВЕЩЕСТВА НА ПРОЦЕСС ФОРМИРОВАНИЯ ПОЗИТРОНИЯ

Матричный элемент процесса /3/ равен

$$M_{A,0} = b \int M_0(\vec{\kappa}) \phi_1(\vec{\kappa}) d\vec{\kappa}, \quad /15/$$

где  $M_0(\vec{\kappa})$  - матричный элемент образования ( $e^+e^-$ )-пары,  $\phi_1(\vec{\kappa})$  - волновая функция  $A_{2e}$  в основном состоянии,  $\kappa$  - относительный импульс пары /импульс  $e^+$  в системе покоя  $e^-$ /,  $b$  - постоянная. Так как  $\phi_1(\vec{\kappa})$  быстро убывает с увеличением  $\kappa$ , то основной вклад в  $M_{A,0}$  дает область  $0 < \kappa < 2\kappa_B = 4p_B$ , где  $p_B$  - боровский импульс, равный для позитрония  $p_B = 1,86 \cdot 10^{-3}$  МэВ/с. В этом интервале относительных импульсов  $M_0(\vec{\kappa})$  - постоянная величина и для  $M_{A,0}$  имеем

$$M_{A,0} = b M_0(\vec{\kappa} \approx \vec{\kappa}_B) \phi_1(\vec{r} = 0), \quad /15a/$$

где  $\vec{r}$  - расстояние между электроном и позитроном в их с.ц.м., а  $\phi_1/\vec{r} = 0$  - волновая функция позитрония в координатном представлении.

---

\* Неравенство /14а/ имеет место и для ультрарелятивистских  $A_{2e}$  /15/. В этом случае оно приводит к неэкспоненциальному закону поглощения  $A_{2e}$  в веществе /15-18/.

Для оценки  $w_\ell$  - вероятности образования позитрония после прохождения ( $e^+e^-$ )-парой слоя вещества толщиной  $\ell$  используем соотношение

$$\epsilon_\ell(\vec{\kappa} \approx \vec{\kappa}_B) = \frac{w_\ell}{w_0} = \frac{|M_\ell(\vec{\kappa} \approx \vec{\kappa}_B)|^2}{|M_0(\vec{\kappa} \approx \vec{\kappa}_B)|^2} \frac{\phi_1^2(\vec{r}=\vec{r}_\ell)}{\phi_1^2(\vec{r}=0)}, \quad /16/$$

где  $|M_\ell(\vec{\kappa} \approx \vec{\kappa}_B)|^2$  и  $\vec{r}_\ell$  - соответственно плотность вероятности обнаружения пары  $e^+e^-$  с импульсом  $\kappa \approx \kappa_B$  и характерное расстояние между электроном и позитроном после прохождения парой слоя вещества толщиной  $\ell$ . Разложим относительный импульс  $\vec{\kappa}$  на направление полного импульса пары ( $\kappa_{||}$ ) и плоскость, перпендикулярную полному импульсу ( $\kappa_{\perp}$ ). При движении через микронную мишень изменения поперечных импульсов  $e^+, e^-$  много меньше полного импульса пары ( $p > 1$  ГэВ/с); поэтому изменением направления  $P$  при движении системы через вещество можно пренебречь.

При значениях  $0 \leq \kappa_{\perp}, \kappa_{||} \leq 10\kappa_B$  величина  $|M_0(\kappa_{\perp}, \kappa_{||})|^2$  постоянна<sup>/20/</sup>. Поэтому при дальнейших вычислениях вместо значения  $\epsilon_\ell$  в точке  $\kappa_{\perp}, \kappa_{||} \approx \kappa_B$  будет рассчитываться величина  $\epsilon_\ell$  при  $\kappa = 0$ , так как  $\epsilon_\ell(\vec{\kappa}_B)$  практически совпадает с  $\epsilon_\ell(0)$  при всех значениях  $\ell$ . При движении пары через вещество средний относительный импульс частиц увеличивается из-за процессов тормозного излучения\* и многократного рассеяния. Поэтому с ростом  $\ell$  величина  $\epsilon_\ell$  становится меньше единицы.

Рассмотрим изменение  $\kappa_{\perp}$  и  $\kappa_{||}$  в процессе тормозного излучения. В слое платины толщиной  $\ell^{||} = 1$  мкм  $\ell/x_0 = 3,3 \cdot 10^{-4}$ , где  $x_0$  - радиационная единица/ для  $e^+, e^-$ , излучающих независимо, поперечная составляющая импульса частицы  $p_{\perp}$  изменится на<sup>/21/</sup>

$$\delta p_{\perp} \approx k_{\gamma} < \theta_{\gamma}^2 >^{1/2} = 0,5 \div 0,8 p_B, \quad \delta \kappa_{\perp} = 1,4 p_{\perp}, \quad /17/$$

где  $k_{\gamma}, \theta_{\gamma}$  - энергия и угол излученного фотона; нижняя и верхняя границы изменения  $p_{\perp}$  соответствуют энергиям излучающих электронов 0,5 и 50 ГэВ. Изменение продольной составляющей импульса частицы в с.ц.и. при излучении фотона не зависит от энергии электронов и равно

$$\delta p_{||} \approx \frac{k_{\gamma}}{y} = m \frac{1}{x_0} \approx 10^{-4} \text{ МэВ/с} \ll p_B, \quad /18/$$

\* В рассматриваемом интервале энергий  $E_{\gamma} > 1000$  МэВ/ ионизационными потерями можно пренебречь по сравнению с потерями на излучение.

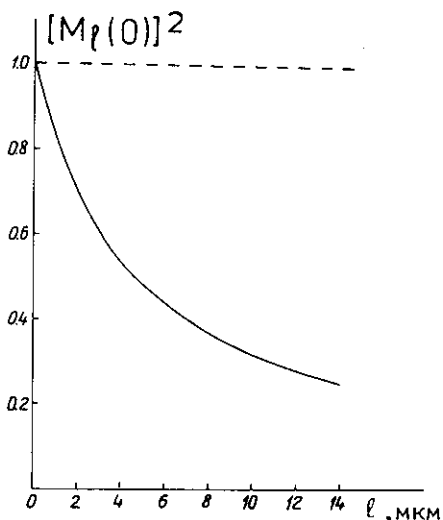


Рис.1. Зависимость плотности вероятности  $|M_l(0)|^2$  обнаружения  $(e^+e^-)$ -пары с относительным импульсом  $\kappa = 0$  от толщины платиновой мишени /сплошная кривая/. Плотность вероятности обнаружения  $(e^+e^-)$ -пары с  $\kappa = 0$  при  $l = 0$  принята равной единице. Аналогичная зависимость для мишени из углерода нанесена пунктирной кривой.

где  $m$  - масса электрона. Из /17/ и /18/ следует, что изменение величины  $\kappa$  в процессе тормозного излучения при  $l = 1$  мкм незначительно и не меняет величины  $\epsilon_l$ .

Множественное рассеяние при высоких энергиях меняет только поперечную составляющую импульса  $\kappa_{\perp}$ . Для вычисления  $|M_l(\kappa_{\perp} = 0, \kappa_{\parallel} = 0)|^2$  в зависимости от  $l$  используем соотношение

$$|M_l(0,0)|^2 = \int_0^{\infty} |M_0(\kappa_{\perp}, 0)|^2 \frac{\kappa_{\perp}}{\langle p_{\perp}^2 \rangle} \exp - \frac{\kappa_{\perp}^2}{2\langle p_{\perp}^2 \rangle} d\kappa_{\perp}, \quad /19/$$

где  $\langle p_{\perp}^2 \rangle$  - среднее значение квадрата поперечного импульса, полученного электроном вследствие множественного рассеяния при прохождении слоя вещества толщиной  $l^*$ . Зависимость отношения

$\frac{|M_l(0,0)|^2}{|M_0(0,0)|^2}$  представлена на рис.1, из которого следует, что

в импульсном пространстве убывание плотности вероятности в  $e$  раз в области  $\vec{k} = 0$  происходит после прохождения  $e^+e^-$ -парой слоя платины толщиной  $l = 7$  мкм.

Однако пары, имеющие после прохождения мишени толщиной  $l$  относительный импульс  $\kappa \approx \kappa_B$ , не эквивалентны парам, имеющим тот же импульс в точке  $l = 0$ . Это связано с тем, что в результате множественного рассеяния в область  $\kappa \approx \kappa_B$  попадают пары

\* Рассеяние  $e^+, e^-$  рассматривается как рассеяние независимых частиц без учета взаимной экранировки.



с начальными относительными импульсами  $\kappa_{10}$ , принадлежащими в основном интервалу

$$0 \leq \kappa_{10} \leq 1,4 \langle p_{\perp}^2 \rangle^{1/2} . \quad /20/$$

При значениях  $\ell$  в доли микрона верхняя граница в /20/ такова, что близкие к этой границе значения  $\kappa_{10}$  оказываются много больше  $\kappa_B$ . Из-за наличия при  $\ell = 0$  относительной поперечной скорости

$v_{10} = \frac{\kappa_{10}}{m}$  электрон и позитрон при движении через мишень разойдутся на поперечное расстояние  $\sim \ell$ . Если две частицы при  $\ell = 0$  имели относительный импульс  $\kappa_{10} = 1,4 \langle p_{\perp}^2 \rangle^{1/2}$  и  $\gamma_{\perp} = 0$ , а после прохождения слоя вещества толщиной  $\ell$  относительный импульс стал равным  $\kappa_{1\ell} \approx \kappa_B \ll \kappa_{10}$ , то характерное расстояние, на которое разойдутся частицы, будет равно /22/

$$r_{1\ell} = \sqrt{\frac{2}{3}} \ell \frac{\langle p_{\perp}^2 \rangle^{1/2}}{mE_{\gamma}} , \quad /21/$$

где  $E_{\gamma}$  - энергия фотона, генерировавшего пару.

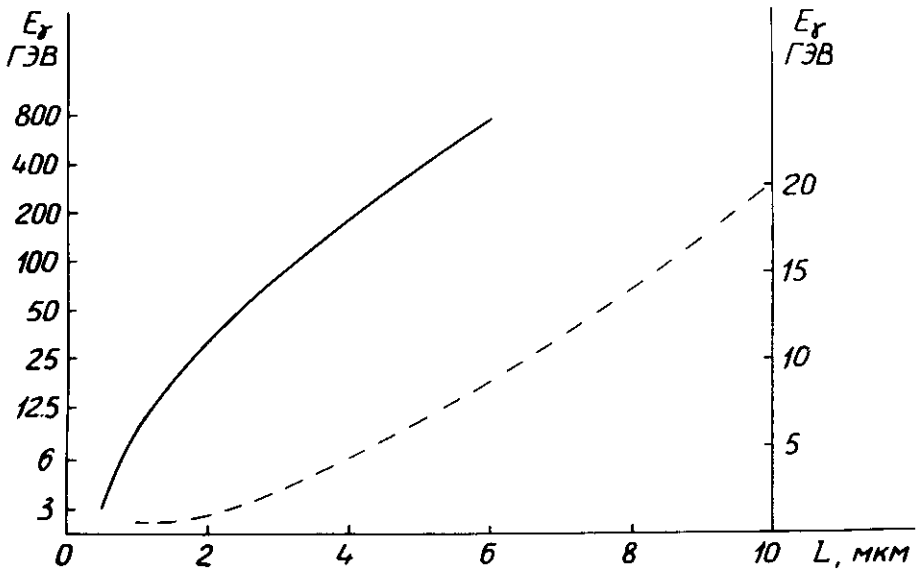


Рис.2. Сплошной кривой представлена зависимость между энергией фотона  $E_{\gamma}$  и толщиной слоя платины, уменьшающего вероятность выхода  $A_{2e}$  в  $e$  раз; энергия фотона отложена на левой ординате. Аналогичная зависимость для углерода представлена пунктирной кривой; энергия фотона отложена на правой ординате.

Будем считать, что после прохождения слоя платины толщиной  $\ell$  все пары с  $\kappa \ell \propto \kappa_B$  возникли вследствие процесса многократного рассеяния из пар с  $\kappa_{10} = 1,4 < p_1^2 >^{1/2}$ . В этом приближении из /16/, /19/ и /21/ легко вычислить толщину  $L_{pt}$ , после прохождения которой  $e^+e^-$ -парой величина  $\epsilon \ell$  уменьшается в  $\epsilon$  раз. Зависимость  $L_{pt}$  от энергии пары представлена на рис.2, из которого следует, что значение  $L_{pt}$  увеличивается с ростом энергии пары и превосходит характерную длину поглощения стационарного позитрония  $\lambda_{pt}$  в десятки и сотни раз. Аналогичная зависимость для углерода ( $L_c$ ) представлена на рис.2. Так как эффективная толщина мишени зависит от энергии фотона, то для "толстой" мишени из платины /  $\ell \approx 10$  мкм / спектр позитрониев будет сильно отличаться от спектра фотонов. В интервале энергий  $3 < E_\gamma < 30$  ГэВ вместо формулы /6/ имеем приближенное соотношение

$$\frac{dN_A}{dN_\gamma} \propto E_\gamma^{2/3} \frac{dN_\gamma}{dE_\gamma} \quad /22/$$

### 3. ГЕНЕРАЦИЯ ПУЧКОВ УЛЬТРАРЕЛЯТИВИСТСКИХ ПОЗИТРОНИЕВ

Учет времени формирования  $A_{2e}$  показывает, что эффективная толщина мишени, возрастая с увеличением энергии пары в сотни раз, позволяет получить пучок позитрониев с помощью реакции /3/.

Если использовать в качестве мишени платину толщиной  $\ell = 2$  мкм, то вероятность образования позитрония на один фотон с  $E_\gamma \geq 30$  ГэВ равна

$$w_A \geq 1,4 \cdot 10^{-10} \quad /23/$$

Из сопоставления соотношений /23/ и /2/ следует, что в реакции /3/ количество фотонов, генерирующих один позитроний, на порядок превосходит число фотонов, испускаемых на один  $A_{2e}$  в распаде /1/. Однако для регистрации  $A_{2e}$  не менее существенным является фон лептонов и адронов. Состав пучков позитрониев, генерированных в распаде /1/ и реакции /3/, приведен в табл.2.

Таблица 2

Процесс	Позитроний	Фотоны	$e^+e^-$ -пары	Адроны
$\pi^0 \rightarrow \gamma + A_{2e}$	1	$1,4 \cdot 10^9$	$8 \cdot 10^6$	$2 \cdot 10^9$
$\gamma + A_Z \rightarrow A_{2e} + A_Z$	1	$7 \cdot 10^9$	$4 \cdot 10^6$	$2 \cdot 10^3$

Из табл.2 следует, что в реакции /3/ адронный фон на шесть порядков меньше, нежели в реакции /1/. Поэтому, несмотря на больший уровень фотонного фона, выделение позитрониев, генерированных в реакции /3/, может оказаться более эффективным, нежели идентификация  $A_{2e}$ , испущенных в распаде /1/.

Использование реакции /3/ для получения пучков ультрарелятивистских  $A_{2e}$  имеет ряд преимуществ перед использованием для этой же цели распада /1/. Во-первых, выведенный пучок фотонов может быть получен на ускорителях всех типов. Интенсивность и энергия фотонного пучка могут быть максимально возможными для данного ускорителя, так как пучок может быть выведен под малыми углами к первичным частицам. Для получения пучка  $A_{2e}$  с помощью распада /1/ необходимо использовать внутренние мишени протонных кольцевых ускорителей или встречные кольца и вывести позитронии под относительно большими углами к первичному пучку, чтобы осуществить экранирование атомов от магнитных полей ускорителя\*. Во-вторых, в реакции /3/ позитронии генерируются на внешней мишени, что существенно упрощает постановку опытов по изучению процесса формирования  $A_{2e}$  из  $(e^+e^-)$ -пары.

В работе /23/ было показано, что вероятность фоторождения  $(e^+e^-)$ -пар на кристалле Ge с осью  $\langle 110 \rangle$ , параллельной импульсу фотона, увеличивается с ростом  $E_\gamma$  и при  $E_\gamma \approx 150$  ГэВ превосходит величину бете-гайтлеровского сечения в  $\approx 8$  раз. Возможно, что применение кристаллических мишеней и пучков фотонов с малой расходимостью позволит существенно улучшить соотношение между  $A_{2e}$  и фотонным фоном, приведенное в табл.1 для аморфных мишеней.

#### 4. ВЛИЯНИЕ ВРЕМЕНИ ФОРМИРОВАНИЯ $A_{2e}$ НА ВЫХОД ИЗ УГЛЕРОДНОЙ И ПЛАТИНОВОЙ МИШЕНЕЙ ПОЗИТРОНИЕВ, ИСПУЩЕННЫХ В РАСПАДЕ $\pi^0 \rightarrow \gamma + A_{2e}$

Если в вакуумной камере ускорителя установить мишень из углерода или платины толщиной  $l$ , то часть  $\pi^0$ -мезонов за время своей жизни выйдет из мишени и распадется на фотон и пару Далитца:

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + e^+ + e^-.$$

/24/

---

\* Трудности с выводом пучка  $A_{2e}$  из кольцевых ускорителей существуют и при использовании для генерации позитрониев реакции /4/.

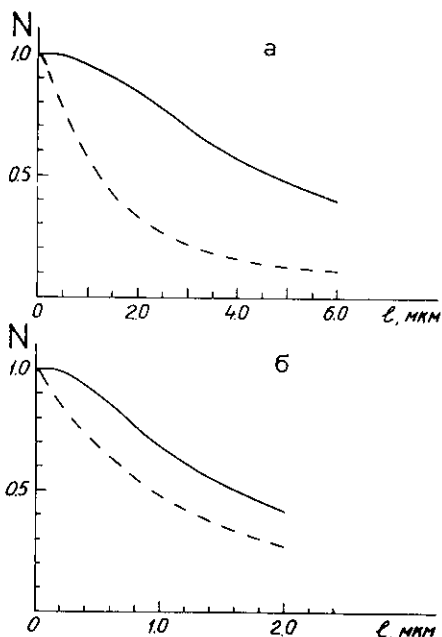


Рис.3. а - сплошной линией представлена зависимость числа позитрониев  $N$  от толщины углеродной мишени, на которой генерируются  $\pi^0$ -мезоны. Позитронии испускаются в распадае  $\pi^0 \rightarrow \gamma + A_{2e}$ . Расчет выполнен с учетом времени формирования  $A_{2e}$ . Пунктирной линией нанесена аналогичная зависимость, вычисленная без учета времени формирования позитрония. Количество  $\pi^0$ -мезонов, генерированных на мишенях разной толщины, постоянно. Число позитрониев, выходящих из тонкой мишени, принято равным единице; б - сплошной и пунктирной кривыми нанесены зависимости числа позитрониев от толщины платиновой мишени, на которой генерируются  $\pi^0$ -

мезоны. Сплошная и пунктирная кривые рассчитаны соответственно с учетом и без учета времени формирования  $A_{2e}$ .

В этом случае формирование позитрония будет происходить в вакууме и относительная вероятность образования  $A_{2e}$  равна  $1,7 \cdot 10^{-9}$ . Часть  $\pi^0$ -мезонов распадается по каналу /24/ в мишени и вследствие взаимодействия  $e^+, e^-$  с веществом вероятность образования  $A_{2e}$  будет зависеть от вещества мишени, ее толщины и гамма-фактора пары.

Распределение пар Далицца по  $\kappa_1$  с увеличением  $\kappa_1$  спадает медленнее, чем аналогичное распределение для пар внешней конверсии. В интересующей нас области  $\kappa_1$  различие в значениях  $|M_0(\kappa_1, 0)|^2$  для пар Далицца и пар от реакции /11/ несущественно. Поэтому зависимости  $\epsilon_l(0)$  от  $l$  и  $y$ , полученные для пар внешней конверсии, применимы при малых  $\kappa_1$  и  $\kappa$  парам Далицца.

Сделаем оценку влияния времени формирования  $A_{2e}$  на выход позитрониев из углеродной и платиновой мишеней в зависимости от ее толщины. Оценки выполнены для тех условий эксперимента, которые могут быть реализованы на канале релятивистских позитрониев <sup>2,3/</sup>: энергия протонов, генерирующих  $\pi^0$ -мезоны, 70 ГэВ, угол регистрации  $A_{2e}$  в л.с.  $8,4^\circ$ , энергия позитрониев лежит в интервале 1200-2000 МэВ, время жизни  $\pi^0$ -мезона  $\tau = 0,83 \cdot 10^{-16}$  с.

Выход позитрониев\* моделировался с учетом времени формирования /вариант 1/ и в предположении о рождении в распаде /1/ сформированного позитрония, который поглощается в мишени по экспоненциальному закону с характерными толщинами из /8/ /вариант 2/. На рис.3а представлены зависимости выхода  $A_{2e}$  от толщины углеродной мишени. Видно, что количество позитрониев, вычисленное в варианте 1, при толщинах более 1 мкм в  $2\div 4$  раза превосходит число атомов, вычисленное в варианте 2. С ростом энергии  $(e^+e^-)$ -пары, возникшей в мишени, увеличивается вероятность образования  $A_{2e}$ , но одновременно уменьшается доля пионс распадающихся в веществе. Оба процесса в значительной степени компенсируют друг друга, и относительная разница в выходе  $A_{2e}$  слабо зависит от энергии позитрония. Для мишени из платины /рис.3б/ в вариантах 1 и 2 разница в числе позитрониев меньше чем для углеродной мишени, так как при энергии пары  $\approx 1$  ГэВ  $L_{Pt} \approx 0,25$  мкм; при этой же энергии  $L_c \approx 1,5$  мкм.

## 5. ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА ФОРМИРОВАНИЯ ПОЗИТРОНИЯ

Рассмотрим принципиальную схему опыта по исследованию процесса формирования позитрония, если в качестве источника  $A_{2e}$  используется реакция /3/.

Выведенный пучок фотонов взаимодействует с платиновой мишенью толщиной в несколько микрон /рис.4а/. Для наглядности предположим, что фотоны имеют только две энергии  $E_\gamma = 30$  ГэВ и  $E_\gamma = 300$  ГэВ. Длины формирования позитрониев, генерированные фотонами, соответственно равны  $L_{\phi,1}(30) = 900$  мкм и  $L_{\phi,1}(300) = 9000$  мкм. Если между мишенью и детектором позитрониев нет поглотителей, то будут зарегистрированы атомы с энергиями  $E_{30} = 30$  ГэВ и  $E_{300} = 300$  ГэВ и интенсивностями  $J_{30}$  и  $J_{300}$ . После установки поглотителя из углерода толщиной  $\lambda_c = 0,14$  мкм на расстоянии  $Q \gg L_{\phi,1}(300)$  интенсивности  $J_{30}$  и  $J_{300}$  уменьшатся в  $e$  раз. При размещении детектора на расстоянии  $Q \propto L_{\phi,1}(300)$  интенсивность линии  $E_{30}$  будет ослаблена по-прежнему в  $e$  раз, так как с поглотителем взаимодействуют сформированные  $A_{2e}$ . Однако интенсивность линии  $E_{300}$  будет ослаблена менее чем в  $e$  раз, так как разделение на связанные состояния и состояния с положительной энергией не может быть выполнено

---

\* Моделирование выхода позитрониев было выполнено Трусовым С.В.

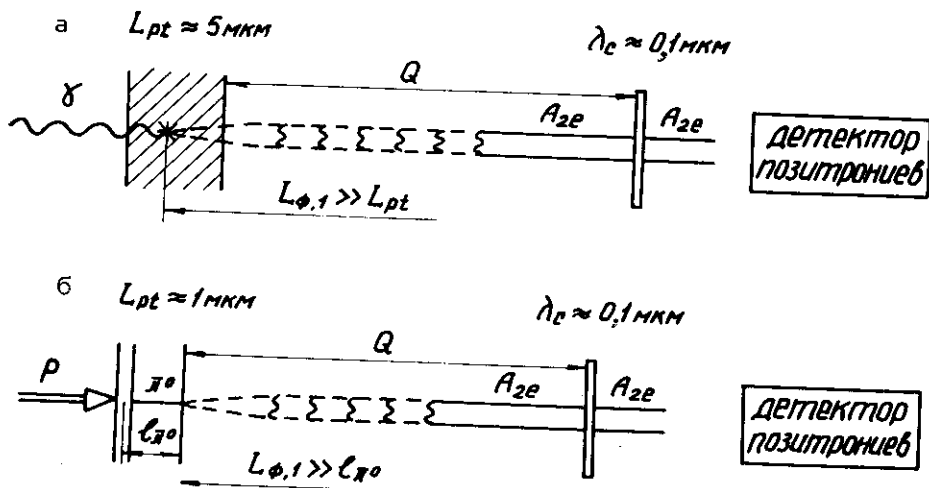


Рис.4. а - принципиальная схема исследования процесса формирования позитрония, генерированного в реакции /3/. Выведенный пучок фотонов ( $\gamma$ ) генерирует ( $e^+e^-$ )-пару на платиновой мишени толщиной  $L_{pt}$ . Позитронии формируются в вакууме на длине  $L_{\phi,1}$ , взаимодействуют с поглотителем из углерода  $\lambda_c$  и регистрируются детектором; б - принципиальная схема исследования процесса формирования позитрония, испущенного в распаде /1/. Циркулирующий пучок протонов генерирует  $\pi^0$ -мезоны на платиновой мишени толщиной  $L_{pt}$ . Нейтральный пион пролетает расстояние  $\ell_{\pi^0}$  и распадается в вакууме на фотон и ( $e^+e^-$ )-пару.

достоверно. При  $Q \approx L_{\phi,1}$  (30) начнется заметный рост интенсивности линии  $E_{30}$ , а интенсивность линии  $E_{300}$  будет близка к величине  $J_{300}$ . При  $Q \ll L_{\phi,1}$  (30) интенсивности линий совпадут с  $J_{30}$  и  $J_{300}$ .

Обсуждаемая схема эксперимента позволяет проследить эволюцию в вакууме ( $e^+e^-$ )-пар, переходящих на большом расстоянии в позитроний и пары с положительной энергией. Для количественного описания результатов эксперимента необходимо рассмотреть эволюцию матричного элемента бете-гайтлеровского процесса в веществе и в вакууме. Более простой анализ результатов допускает другая схема эксперимента по изучению процесса формирования  $A_{2e}$  /рис.4б/.

На внутреннем пучке кольцевого ускорителя протонов устанавливается платиновая мишень толщиной в доли микрона. Подавляющая часть  $\pi^0$ -мезонов, генерированных на такой мишени, будет

распадаться в вакууме. За платиновой мишенью устанавливается углеродная пленка-поглотитель. Экспериментальное исследование формирования позитрониев из пар Далитца выполняется так же, как в случае с бете-гайтлеровскими парами. В этом варианте эксперимента зависимости интенсивности  $A_{2\theta}$  от переменной  $Q/\gamma_1$  будут одинаковыми для всех участков спектра позитрониев с гамма-факторами  $\gamma_1$ .

В заключение я выражаю благодарность С.Б.Герасимову, А.В.Купцову, А.В.Тарасову, А.С.Паку и Ю.Г.Строганову за полезные обсуждения и ценные советы, С.В.Трусову и Л.Лучану за выполнение расчетов, С.Г.Пластининой за оформление статьи.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Неменов Л.Л. - ЯФ, 1972, т.15, с.1047.
2. Алексеев Г.Д. и др. - ЯФ, 1984, т.40, с.139.
3. Афанасьев Л.Г. и др. - Препринт ОИЯИ P1-88-741, Дубна, 1988.
4. Биленький С.М. и др. - ЯФ, 1969, т.10, с.125.
5. Меледин Г.В., Сербо В.Г., Сливков А.К. - Письма в ЖЭТФ, 1971, т.13, с.98.
6. Olsen H.A. - Phys.Rev., 1986, D33, p.2033.
7. Любошиц В.Л. - ЯФ, 1987, т.45, с.1099.
8. Ахундов А.А., Бардин Д.Ю., Неменов Л.Л. - ЯФ, 1978, т.27, с.1542.
9. Holvik E., Olsen H.A. - Phys.Rev., 1987, D35, p.2124.
10. Pak A.S., Tarasov A.V. - JINR Preprint E2-85-882, Dubna, 1985.
11. Дульян Л.С., Коцинян А.М., Фаустов Р.Н. - ЯФ, 1977, т.25, с.814.
12. Коцинян А.М. - Препринт ЕФИ-400/7/-80, Ереван, 1980.
13. Дульян Л.С., Коцинян А.М. - ЯФ, 1983, т.37, с.137.
14. Mrowczynski St. - Phys.Rev., 1986, v.A33, p.1549.
15. Неменов Л.Л. - ЯФ, 1981, т.34, с.1306.
16. Любошиц В.Л., Подгорецкий М.И. - ЖЭТФ, 1981, т.81, с.1556.
17. Пак А.С., Тарасов А.В. - ЯФ, 1987, т.45, с.145.
18. Захаров Б.Г. - ЯФ, 1987, т.46, с.148.
19. Ландау Л.Д., Лившиц Е.М. - Квантовая механика. М.: Наука, 1974, с.185.
20. Borsellino A. - Phys.Rev., 1953, v.89, p.1023.
21. Stearns M. - Phys.Rev., 1949, v.76, p.836.
22. Росси Б. - Частицы больших энергий. М.: Издательство технико-теоретической литературы, 1955.
23. Belkacem A. et al. - Phys.Rev.Lett., 1987, v.58, p.1196.

Рукопись поступила в издательский отдел