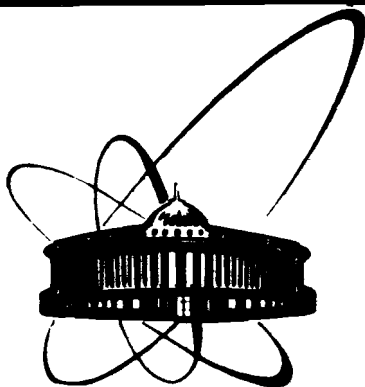


89-621



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

A 941

P1-89-621

Л.Г.Афанасьев, О.Е.Горчаков*, В.В.Карпухин,
В.И.Комаров, А.В.Коломыйченко, В.В.Круглов,
А.В.Куликов*, А.В.Купцов, Л.Л.Неменов,
М.В.Никитин, Ж.П.Пустыльник, С.В.Трусов*,
М.Н.Шумаков, С.М.Фроликов, А.С.Чвыров

ИЗМЕРЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ВНУТРЕННЕЙ
КОНВЕРСИИ ГАММА-КВАНТА В АТОМ ПОЗИТРОНИЯ
 A_{2e} И ВЕРОЯТНОСТИ РАСПАДА $\pi^0 \rightarrow \gamma + A_{2e}$

Направлено в журнал "Ядерная физика"

*Научно-исследовательский институт ядерной физики
МГУ, Москва

1989

1. Введение

Времениподобный фотон может превращаться в пару фермион-антифермион с положительной энергией или в связанное состояние этих же частиц ($A_{2\Phi}$).

Рассмотрим электромагнитный распад частицы a :

$$a \rightarrow b + \gamma (\gamma^*), \quad (1)$$

где $\gamma (\gamma^*)$ - соответственно реальный или виртуальный времениподобный фотон с четырехимпульсом q ; b - произвольная частица.

Если квадрат матричного элемента $|M|^2$ процесса (1) и энергия реального фотона E_γ удовлетворяют соотношениям

$$|M(q^2=0)|^2 = |M(q^2=4m^2)|^2, \quad E_\gamma \gg m, \quad (2)$$

где m - масса фермиона, то относительная вероятность распада с испусканием $A_{2\Phi}$ (атомный распад)

$$a \rightarrow b + A_{2\Phi} \quad (3)$$

практически не зависит от масс частиц a и b и равняется^{1/}:

$$\rho_A^{th} = \frac{W(a \rightarrow b + A_{2\Phi})}{W(a \rightarrow b + \gamma)} = 0,30 \alpha^4 = 0,84 \cdot 10^{-9}, \quad (4)$$

Условия (2) выполняются только при конверсии гамма-кванта в позитроний (A_{2e}). Уже при конверсии фотона в связанное состояние $\mu^+ \mu^-$ соотношения (2) не выполняются и ρ_A^{th} в распаде $\eta^0 \rightarrow \gamma + A_{2\mu}$ превосходит значение (4) на 15% ^{1/}.

Частный и доступный для наблюдения случай превращения времениподобного фотона в атом позитрония реализуется в распадах π^0 - и η^0 - мезонов:

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + A_{2e}, \quad \eta^0 \rightarrow \gamma + A_{2e}. \quad (5)$$

Так как в распадах (5) испускаются два фотона, то

$$\rho_\pi^{th} = \frac{W(\pi^0 \rightarrow \gamma + A_{2e})}{W(\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma)} = 2\rho_A^{th} = 1,69 \cdot 10^{-9}, \quad \rho_\eta^{th} = \rho_\pi^{th}. \quad (6)$$

Позитроний, генерированный в процессе (3), имеет нулевой орбитальный момент и спин, равный единице; вероятность образования атома с главным квантовым числом n убывает^{1/} как n^{-3} . Значение ρ_π^{th} при генерации позитрония с $n = 1$ равно

$$\rho_\pi^{th}(1s) = \frac{\rho_\pi^{th}}{\sum_{n=1}^{\infty} n^{-3}} = 2\rho_A^{th}(1s) = 1,40 \cdot 10^{-9}. \quad (7)$$

В работе^{2/} было показано, что при выполнении условий (2) отношение вероятности испускания A_{2e} к вероятности испускания гамма-кванта в инклюзивных реакциях

$$a + b \rightarrow A_{2e} + X, \quad a + b \rightarrow \gamma + X \quad (8)$$

также равно ρ_A^{th} . Таким образом, ρ_A может быть определено как коэффициент внутренней конверсии гамма-кванта в позитроний для всех радиационных распадов элементарных частиц и всех реакций, сопровождаемых испусканием жестких гамма-квантов^{*}.

К величине ρ_A^{th} вычислены радиационные поправки^{4/}, с учетом которых

$$\rho_A^{rad} = \rho_A^{th} \left(1 - \frac{26\alpha}{9\pi} \right). \quad (9)$$

Различие в значениях матричного элемента при $q^2 = 0$ и $q^2 = 4m_e^2$ ^{1,4,5/} и пренебрежение импульсами e^+, e^- в атоме по сравнению с их массами дают к величине ρ_A поправки порядка α^2 . Поэтому теоретическое значение ρ_A^{rad} имеет погрешность менее 0,1%.

^{*} Вычисление вероятности испускания A_{2e} при ядерных переходах^{1/} выполнено в работе^{3/}.

Теоретически исследована зависимость ρ_π от частоты и напряженности поля плоской электромагнитной волны и от напряженности постоянного однородного скрещенного поля^{/6/}. Так как в веществе вероятность распада π^0 -мезона в области сильных полей пренебрежимо мала, то в настоящей работе влияние атомных полей на величину ρ_π не учитывалось.

Возможность наблюдения ультрарелятивистских A_{2e} и выполнения с ними количественных измерений была показана в работах^{/7,8/}. В этих работах и в настоящем эксперименте регистрировались позитронии, генерированные в реакции $p+C \rightarrow A_{2e}+\dots$ при энергии протонов 70 ГэВ. Расчеты, проведенные для условий данного эксперимента с использованием лундовской модели, показывают, что 91% атомов образуется в распадах π^0 , 6% - в распадах n^0 , остальные 3% возникают в распадах других частиц. Генерация A_{2e} при конверсии тормозных γ -квантов, испускаемых адронами, не рассматривалась. Так как спектр тормозного излучения убывает как E_γ^{-1} , то в жесткой части спектра A_{2e} вклад этого механизма незначителен.

В радиационных процессах с $E_\gamma \gg m_e$ спектры фотонов и позитрониев практически совпадают между собой. Поэтому измерение отношения числа A_{2e} к числу фотонов в том же импульсном интервале и телесном угле позволяет определить величину ρ_A и, следовательно, относительную вероятность (6).

В распадах (5) испускается ультрарелятивистская система в связанном состоянии: в системе покоя π^0 -мезона позитроний имеет $\gamma \approx 68$. Измерения вероятности подобного класса процессов не выполнялись. В единственном изученном ранее атомном распаде^{/9,10/}

$K_L^0 \rightarrow \nu + A_{\pi\mu}$ генерируется связанное состояние π - и μ -мезонов с $\gamma \approx 1,3$ в системе покоя K_L^0 -мезона.

В настоящей работе измерено отношение числа атомов A_{2e} к числу фотонов в интервале импульсов 800+2000 МэВ/с и определено значение ρ_A .

2. Схема эксперимента

Измерения проводились на канале релятивистских позитрониев^{/11,12/} ускорителя ИФВЭ. Использовалась схема генерации и детектирования позитрониев (рис.1), описанная в^{/8/}. Мишень из углеродной пленки толщиной 0,4 мкм вводилась во внутренний пучок протонов. Ультрарелятивистские позитронии попадали в канал, расположенный под углом $8,4^\circ$ к протонному пучку.

Канал длиной 40 м присоединен к вакуумной камере ускорителя без перегородок для того, чтобы исключить развал атомов позитрония в веществе. Мишень и начальная часть канала экранированы от рассеянных магнитных полей ускорителя: напряженность остаточного магнитного поля менее 1 Э. Для вывода из канала заряженных частиц на длине 23 м приложено перпендикулярное его оси однородное горизонтальное магнитное поле напряженностью 56 Э (очищающее поле). Атомы позитрония с импульсами до 2,5 ГэВ/с, находящиеся в основном состоянии, проходят область очищающего поля без диссоциации на e^+ и e^- . Атомы в возбужденных состояниях разваливаются в этом поле и не регистрируются. Канал заканчивается вакуумной камерой, помещенной в зазор спектрометрического магнита СМ ($n=4600$ Э).

Магнит СМ краевым полем разваливает атом позитрония,

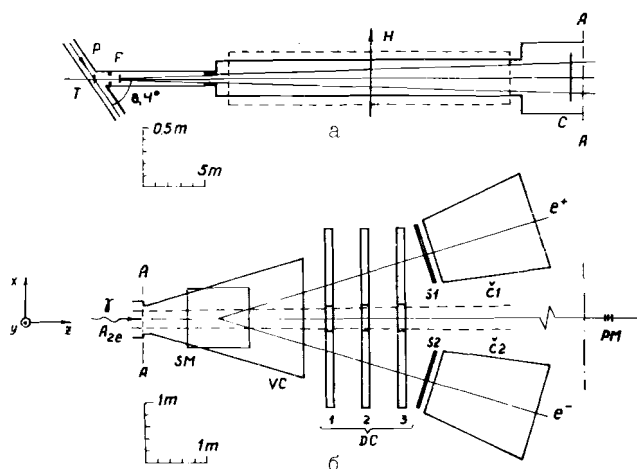


Рис.1. Схема экспериментальной установки: а - схема канала: P - протонный пучок, T - пленочная мишень, C - конвертор; б - схема установки: SM - спектрометрический магнит, VC - вакуумная камера, DC - дрейфовые камеры, S₁, S₂ - сцинтилляционные счетчики, C₁, C₂ - газовые черенковские счетчики, PM - γ-монитор.

возникшие при этом свободные электрон и позитрон регистрируются детекторами установки. Электрон и позитрон от диссоциации A_{2e} имеют малую эффективную массу и практически равные импульсы. Для подавления фона использовался многоуровневый аппаратно-программный процессор^{8/}, который отбирал e^+e^- -пары путем введения ограничений на разность координат входа e^+ и e^- в магнит, на отклонения треков в вертикальной плоскости от направления на мишень и на разность импульсов частиц.

На время измерения потока γ -квантов перед магнитом SM вводился конвертор из плексигласа толщиной 0,6 мм ($1,7 \cdot 10^{-3}$ радиационной длины). Введенный конвертор перекрывал сечение канала и являлся источником e^+e^- -пар, генерированных γ -квантами пучка.

(Пространственные распределения γ -квантов и A_{2e} на входе в магнит совпадают.) По числу зарегистрированных конверсионных e^+e^- -пар определялась величина потока γ -квантов в канале. Измерение отношения числа атомов A_{2e} к этому потоку, нормированному на показания γ -монитора (ГМ), позволяет получить относительную вероятность распада (1). В качестве ГМ использовался телескоп сцинтилляционных счетчиков, расположенных на оси канала. Интенсивность потока γ -квантов с энергией 800-2000 МэВ составляла $2 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$.

Конверсионные e^+e^- -пары использовались также для определения положения пучка на входе в магнит, для измерения точностных характеристик установки и эффективности детекторов.

3. Идентификация пар от развала A_{2e}

Особенностью эксперимента является отсутствие трековых детекторов перед спектрометрическим магнитом. Поэтому при геометрической реконструкции событий и определении импульсов частиц предполагалось, что все зарегистрированные частицы исходят из мишени, расположенной на оси канала.

При обработке информации требовалось, чтобы геометрические характеристики событий соответствовали ожидаемым для пар от диссоциации A_{2e} . Для этого вводилось ограничение на величину

$$r = \left[\sum_{i=1}^4 \left[\frac{\xi_i}{\sigma_i} \right]^2 \right]^{1/2},$$

где $\xi_1 = \Delta X = X_1 - X_2$ - разность X-координат позитрона и электрона на входе в магнит; $\xi_2 = \Delta Y = Y_1 - Y_2$ - разность Y-координат частиц на выходной мембране вакуумной камеры; $\xi_3 = \Delta \theta_1$ ($\xi_4 = \Delta \theta_2$) - отклонение трека позитрона (электрона) в вертикальной плоскости от направления на мишень; σ_1 - параметр распределения по величине ξ_1 , равный половине интервала, в котором содержится 68% событий.

Значения ξ_i для пар от развала A_{2e} отличаются от нуля из-за многократного рассеяния e^+ и e^- в элементах установки, неточности измерения координат дрейфовыми камерами и погрешности в измерении и учете топографии магнитного поля. Разность Y -координат определялась на выходе из магнита для того, чтобы исключить влияние многократного рассеяния частиц в выходной мембране на точность определения ΔY . Значения σ_i , характеризующие разрешающую способность установки, определены с помощью моделирования соответствующих распределений по $\xi_i^{1/8}$. Требовалось также, чтобы точка испускания $e^+ e^-$ пары принадлежала области пучка на входе в магнит СМ.

Для окончательной идентификации позитрониев использовалось равенство импульсов электрона и позитрона, возникших при диссоциации A_{2e} . На рис. 2 приведены распределения событий по величине $\epsilon = 2(p_1 - p_2) / (p_1 + p_2)$, где p_1 и p_2 - импульсы e^+ и e^- в л.с. соответственно, при разных критериях отбора по r . Пары от диссоциации позитрония в поле СМ должны формировать узкий пик вблизи $\epsilon = 0$ со среднеквадратичным отклонением $\sigma_\epsilon = 0,014$ (по данным моделирования). Для определения числа атомов позитрония (N_A) был выделен интервал по ϵ шириной 0,06, в котором содержится избыток событий над фоном. Величина N_A находилась как разность числа событий в этом интервале и числа фоновых событий N_Φ в этом же интервале. Значение N_Φ вычислялось с помощью аппроксимации распределения по ϵ полиномом второй степени в соседних с пиком интервалах шириной 0,10 каждый. Количество атомов, определенное таким образом, устойчиво к выбору шага гистограммирования по ϵ , степени полинома, описывающего фон, и величине интервалов, использующихся при аппроксимации фона.

Зависимость $N_A(r)$ приведена на рис. 3. Для последующих расчетов использовалось значение $N_A = 277 \pm 40$ ($\sigma_\epsilon = 0,015 \pm 0,003$),

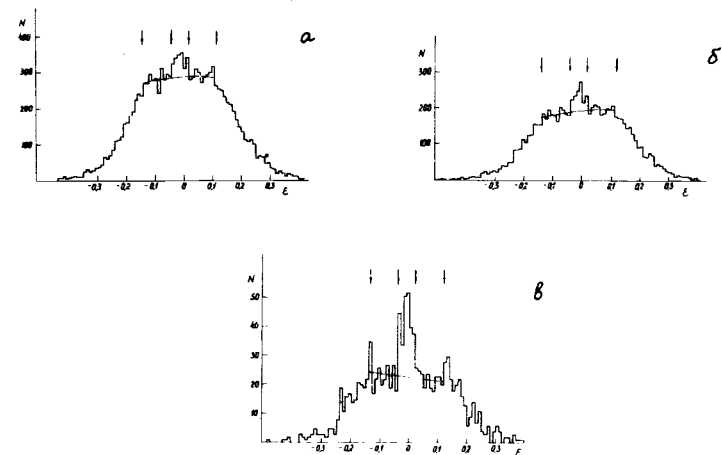


Рис. 2. Распределение событий при различных ограничениях на r . Стрелками отмечены область пика и интервалы, использовавшиеся для определения фона. Сплошная линия - аппроксимация фона. а - $r \leq 4,5$, $N_A = 281 \pm 48$; б - $r \leq 3,9$, $N_A = 277 \pm 40$; в - $r \leq 2,0$, $N_A = 124 \pm 16$.

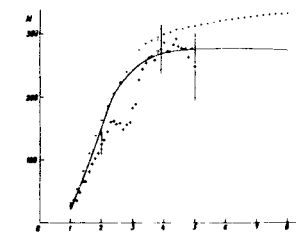


Рис. 3. Зависимость числа зарегистрированных атомов позитрония и γ -квантов от ограничения на r ; + - число атомов; • - число γ -квантов; сплошная линия - число γ -квантов после вычитания фона. Для удобства сравнения данные для γ -квантов нормированы на число атомов $N_A = 277$.

полученное при $r < 3,9$. Потери позитрониев при этом составляют по расчетам не более 1%.

Было проверено, что плотность распределения числа атомов по сечению пучка постоянна и что импульсные спектры атомов и γ -квантов совпадают в пределах точности измерения. Процедура определения количества атомов не находит превышения числа событий над фоном в тех случаях, когда его и не должно быть: например, в распределении по ϵ для e^+e^- -пар от конверсии γ -квантов при введенном конверторе, а также в распределении событий, используемых для поиска атомов, если хотя бы одно из значений ξ_1 превышает $3\sigma_1$.

4. Определение потока γ -квантов

Для определения потока γ -квантов был выполнен набор информации с введенным конвертором. При выделении конверсионных пар, как и в случае с A_{2e} , использована процедура отбора по величине r . Соответствующие значения σ_1 для пар конверсии определены путем моделирования и совпали с полученными экспериментальными значениями^{/8/}.

В отличие от пар, образовавшихся в результате диссоциации A_{2e} , конверсионные пары имеют широкое распределение по величине ϵ и, следовательно, вероятность попадания e^+ и e^- в чувствительную область детекторов для них другая. Поэтому отбирались пары конверсии, для которых $|\epsilon| < 0,1$. При этом условия вероятности попадания в детекторы e^+e^- -пар, генерированных на конверторе и возникших от диссоциации A_{2e} , практически совпадают.

Была построена зависимость числа зарегистрированных конверсионных e^+e^- -пар (N_0), удовлетворяющих условию $|\epsilon| < 0,1$, от значения r (см. рис.3). В области $r > 4$ число событий от конверсии γ -квантов, согласно результатам моделирования, должно быть

постоянным. Наблюдающийся слабый рост этого числа обусловлен вкладом пар от конверсии вторичных γ -квантов, родившихся на стенках канала. Для исключения этого вклада зависимость $N_0(r)$ аппроксимировалась прямой линией в области $r > 5$, а затем соответственно уменьшались значения $N_0(r)$ во всем диапазоне r . Величина поправки при $r = 3,9$ составила 11%. Значение N_0 при $r = 3,9$ использовалось для определения потока γ -квантов.

Число пар N от конверсии γ -квантов связано с числом прошедших через конвертор фотонов I_γ следующим выражением: $N = I_\gamma(1 - e^{-\mu d})$, где μ - коэффициент ослабления потока γ -квантов, d - толщина конвертора.

Для определения μ было вычислено σ_{cal} -сечение рождения e^+e^- -пары γ -квантами на плексигласе с учетом его атомного состава. Когерентная и некогерентная части сечения вычислены в высокоэнергетическом приближении согласно^{/13/} при различных значениях энергии γ -кванта и ограничении на ϵ . Использовались формфакторы и некогерентные функции рассеяния Хартри-Фока^{/14/}.

Поправка к величине σ_{cal} , обусловленная взаимодействием между e^+ и e^- в конечном состоянии^{/15/} и не рассмотренная в работе^{/13/}, не превышает 0,1%.

Было выполнено сравнение результатов расчетов и экспериментальных данных для сечения конверсии γ -кванта на атоме углерода при $E_\gamma = 1$ ГэВ. Экспериментальное значение^{/16/} $\sigma_{exp} = (0,3321 \pm 0,0031) \text{ б}$ в пределах точности измерения совпадает с результатом нашего расчета $\sigma_{cal} = 0,3316 \text{ б}$. Несмотря на слабую зависимость сечения от энергии (в диапазоне 800-2000 МэВ оно изменяется на 2%), было выполнено усреднение сечения по энергетическому спектру γ -квантов. Окончательная точность вычисления сечения генерации пар на плексигласе полагалась равной 1%. Вероятность конверсии γ -кванта при условии $|\epsilon| < 0,1$ найдена равной $(5,73 \pm 0,17) \cdot 10^{-5}$.

5. Результаты

Для определения отношения числа атомов позитрония к числу γ -квантов были взяты значения N_A и N_γ при $r=3,9$ (см. табл.), в которые при вычислении относительной вероятности $\rho_\pi(1S)$ необходимо внести ряд поправок.

Таблица

Результаты измерения числа атомов A_{2e} и γ -квантов		
Тип события	Число событий	Мониторный счет
A_{2e}	277 ± 40	$(6,76 \pm 0,21) \cdot 10^9$
γ -квант	1366 ± 42	$3,85 \cdot 10^5$

Часть атомов, родившихся в мишени, разваливается из-за взаимодействия с веществом^{/8/}. Сечения взаимодействия позитрониев с веществом вычислены в работе^{/17/}. Расчет на основе работы^{/18/}, учитывающей время формирования позитрония, дает значение доли атомов, вышедших из мишени, равное $(99,2 \pm 0,4)\%$. Пренебрежение временем формирования уменьшило бы эту величину на 17%.

Характерная распадная длина позитрония в триплетном состоянии с импульсом 1000 МэВ/с равна 42 км, что много меньше длины канала. Однако при прохождении через очищающее магнитное поле пучка A_{2e} в триплетном состоянии волновая функция 50% атомов становится суперпозицией волновых функций A_{2e} в триплетном и синглетном состояниях. Время жизни состояний, описываемых такими суперпозициями волновых функций, уменьшается с ростом гамма-фактора атома и соответствующая распадная длина становится сопоставимой с длиной канала. После прохождения очищающего поля пучок состоит из A_{2e} в триплетном и синглетном состояниях,

соотношение между которыми осциллирует в зависимости от гамма-фактора атома^{/11/}. Таким образом, при движении в канале часть атомов распадается и не будет регистрироваться установкой. Расчеты показали, что в данном эксперименте до спектрометрического магнита доходит $(89,3 \pm 0,8)\%$ от исходного числа атомов.

Для дополнительного подавления фона при обработке информации вводился критерий на величину интенсивности пучка, при этом для дальнейшего анализа оставалось $(96 \pm 3)\%$ атомов.

Отношение вероятностей попадания конверсионных пар и пар от развала A_{2e} в чувствительную область детекторов равно $(0,98 \pm 0,02)$. Эффективность детекторов при регистрации e^+e^- пар исключается из отношения N_A/I_γ .

С учетом перечисленных выше поправок, измеренное отношение числа атомов позитрония к числу γ -квантов, нормированное на мониторный счет, позволяет получить коэффициент внутренней конверсии фотона в атом позитрония, находящийся в основном состоянии:

$$\rho_A(1S) = (0,76 \pm 0,12) \cdot 10^{-9}. \quad (10)$$

Полученный результат совпадает с теоретическим значением $\rho_A(1S) = 0,70 \cdot 10^{-9}$ и с экспериментальной оценкой $\rho_A(1S) = (0,5 \pm 1,0) \cdot 10^{-9}$, полученной ранее^{/7/}.

Из (6), (7) и (10) для коэффициента внутренней конверсии фотона в атом позитрония получаем

$$\rho_A = (0,92 \pm 0,14) \cdot 10^{-9},$$

и для относительной вероятности атомного распада π^0 -мезона соответственно имеем

$$\rho_\pi = (1,84 \pm 0,29) \cdot 10^{-9}.$$

Авторы выражают благодарность персоналу отдела пучков и ускорителя ИФВЭ, сотрудникам СНЭО ОИЯИ и ВЦ ЛЯП ОИЯИ за помощь в выполнении эксперимента, Герасимову С.Б. и Ахундову А.А. за консультации.

ЛИТЕРАТУРА

1. Неменов Л.Л. - ЯФ, 1972, т.15, с.1047.
2. Ахундов А.А., Бардин Д.Ю., Неменов Л.Л. - Препринт ОИЯИ, P2-9565, Дубна, 1976.
3. Lewis J. - Phys.Rev., 1977, v. A15, p.956.
4. Высоцкий М.И. - ЯФ, 1979, т.29, с.845.
5. Козлов Г.А. - ЯФ, 1988, т.48, с.265.
6. Лицкевич И.К., Старостин В.С. - ЯФ, 1987, т.45, с.1698.
7. Алексеев Г.Д. и др. - ЯФ, 1984, т.40, с.139.
8. Афанасьев Л.Г. и др. - ЯФ, 1988, т.50, с.7.
9. Coombes R. et al. - Phys.Rev.Lett., 1976, v.37, p.249.
10. Aronson S.H. et. al. - Phys.Rev., 1986, v.D 33, p.3180.
11. Неменов Л.Л. - ЯФ, 1976, т.24, с.319.
12. Губриенко К.И. и др. - ПТЭ, 1987, т.1, с.26.
13. Sorensen A. - Nuovo Cim, 1965, v.38, p.745.
14. J.H.Hubbell et. al. - J.Phys.Chem. Ref.Data, 1975, v.4, p.471.
15. Сахаров А.Д. - ЖЭТФ, 1948, т.18, с.631-635.
16. Malamud E. - Phys.Rev., 1959, v.115, p.687.
17. Купцов А.В., Пак А.С., Саакян С.Б. - Препринт ОИЯИ, P2-88-874, Дубна, 1988.
18. Неменов Л.Л. - Препринт ОИЯИ, P1-89-14, Дубна, 1989.

Рукопись поступила в издательский отдел
25 августа 1989 года.

Афанасьев Л.Г. и др.

P1-89-621

Измерение коэффициента внутренней конверсии
гамма-кванта в атом позитрония A_{2e}
и вероятности распада $\pi^0 \rightarrow \gamma + A_{2e}$

В pC-взаимодействиях при $E_p = 70$ ГэВ под углом $8,4^\circ$ в лабораторной системе измерено отношение числа ультрарелятивистских позитрониев (A_{2e}) к числу гамма-квантов в интервале импульсов 800-2000 МэВ/с. Определена относительная вероятность $\rho_\pi = (1,84 \pm 0,29) \cdot 10^{-9}$ распада $\pi^0 \rightarrow \gamma + A_{2e}$. Значение ρ_π определяется коэффициентом внутренней конверсии фотона в атом позитрония ρ_A . Для всех радиационных процессов с энергией гамма-квантов много больше массы A_{2e} величина ρ_A постоянна. Определено значение $\rho_A = (0,92 \pm 0,14) \cdot 10^{-9}$.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1989

Перевод авторов

Afanasyev L.G. et al.

P1-89-621

Measurement of the Photon Internal Conversion
Coefficient into Positronium Atom A_{2e}
and of the Branching Ratio for $\pi^0 \rightarrow \gamma + A_{2e}$
Decay

The ratio of the positronium ultrarelativistic atoms (A_{2e}) number to the photon number in the momentum interval 800-2000 MeV/c has been measured in pC-interactions at $E_p = 70$ GeV and at the angle of 8.4° in the lab frame. The branching ratio $\rho_\pi = (1.84 \pm 0.29) \cdot 10^{-9}$ for the decay $\pi^0 \rightarrow \gamma + A_{2e}$ has been obtained. The value of ρ_π is determined by the photon internal conversion coefficient into a positronium ρ_A . If a photon energy is much greater than the positronium mass, ρ_A has a constant value for all radiative processes. The value $\rho_A = (0.92 \pm 0.14) \cdot 10^{-9}$ has been found.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1989