

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P1-84-385

Л.Л.Неменов

ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ РЕЛЯТИВИСТСКИЕ АТОМЫ

Направлено в журнал "Ядерная физика"

1984

ВВЕДЕНИЕ

Данные о взаимодействии между элементарными частицами, имеющими малое время жизни $/\tau < 10^{-5}$ с/, получают из анализа процессов, в которых эти частицы образуются в свободном состоянии. В частности, фазы $\pi\pi$ - и πK -взаимодействий определяются по измерению дифференциальных сечений реакций:

$$\pi N \rightarrow \pi\pi + \dots, \quad K^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\nu, \quad KN \rightarrow K\pi + \dots \quad /1/$$

Аппроксимация энергетической зависимости этих фаз позволяет получить длины рассеяния $\pi\pi$ и πK в состояниях с различными орбитальными моментами и изотопическими спинами. В настоящее время точность определения длин $\pi\pi$ -рассеяния в s -состоянии составляет $\sim 25 \div 50\%$; погрешности в длинах πK -рассеяния существенно меньше. Однако в приводимых цифрах трудно учесть модельные неопределенности, связанные с выделением вклада одномезонного обмена в сечения реакций /1/ и процедурой аппроксимации энергетической зависимости фаз. Вместе с тем длины $\pi\pi$ - и πK -рассеяния принадлежат к тем параметрам, вычисление которых в моделях нарушенной киральной симметрии может быть сделано наиболее точно /1/. Поэтому измерение длин $\pi\pi$ и πK -рассеяния желательно осуществить модельно-независимым способом и с погрешностями, меньшими существующих в настоящее время.

В /2/ рассмотрен атом, образованный π^+ - и π^- -мезонами, и вычислена вероятность его распада на два π^0 -мезона и на два фотона. Показано, что вероятность первого канала пропорциональна

$$W \sim |a_0 - a_2|^2 |\psi(0)|^2, \quad /2/$$

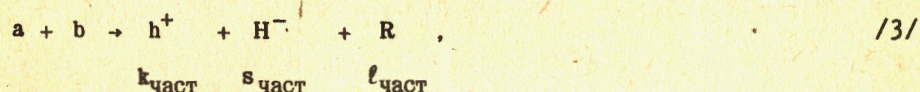
где a_0, a_2 - длины $\pi\pi$ -рассеяния в состояниях с орбитальным моментом $L=0$ и изотопспином $0, 2$; $\psi(0)$ - волновая функция атома при нулевом расстоянии между частицами. Детектирование атома предлагалось осуществить по распаду на два фотона. В статистической модели рассчитано сечение фоторождения атома при энергии фотонов 600 МэВ и сделан вывод о нереальности наблюдения связанного состояния пионов, если энергия связи по модулю меньше удвоенной разности масс π^+ - и π^0 -мезонов.

В настоящей работе показано, что на существующих ускорителях высоких энергий возможно наблюдение атомов, образованных двумя пионами ($A_{2\pi}$), двумя каонами (A_{2K}), π^+K^- ($A_{\pi K}$), π^-K^+ ($A_{K\pi}$). Для этих метастабильных атомов измеряемыми величинами являются $|\psi(0)|^2$

и время жизни в основном и возбужденных состояниях. Значение $|\psi(0)|^2$ в значительной степени определяется потенциалом сильного взаимодействия между атомными частицами; время жизни $A_{2\pi}$ связано с длинами $\pi\pi$ -рассеяния /2/; аналогичная формула справедлива для $A_{\pi K}$. Обсуждается также возможность измерения разности уровней энергии с $L = 0$ и $L = 1$ при одном и том же значении главного квантового числа n .

§1. ИНКЛЮЗИВНЫЕ СЕЧЕНИЯ ГЕНЕРАЦИИ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ АТОМОВ

Рассмотрим реакцию



где h^+ (H^-) - частицы с массами m (M), а буква R обозначает частицы с другими массами. Связь дифференциального сечения реакции /3/ с матричным элементом запишем в форме /3/:

$$d\sigma_{ks\ell} = \frac{1}{(2\pi)^{4j}} |R_{fi}(\vec{p}_1 \dots \vec{p}_k; \vec{q}_1 \dots \vec{q}_s; \vec{R}_\ell)|^2 \delta^4(P_f - P_i) \times \\ \times d\vec{p}_1 \dots d\vec{p}_k \cdot d\vec{q}_1 \dots d\vec{q}_s \cdot d\vec{R}_\ell, \quad /4/$$

где \vec{p} , \vec{q} , \vec{R} - импульсы частиц h^+ , H^- , R соответственно, P_i (P_f) - суммарный четырехимпульс начальных /конечных/ частиц, a j - инвариантный поток. Двойное инклюзивное сечение, описывающее генерацию пары h^+H^- с импульсами \vec{p} , \vec{q} соответственно, равно:

$$\frac{d\sigma_{ks\ell}}{d\vec{p}d\vec{q}} = \frac{ks}{(2\pi)^{4j}} \int |R_{fi}(\vec{p} \dots \vec{p}_k; \vec{q} \dots \vec{q}_s; \vec{R}_\ell)|^2 \times \\ \times d\vec{p}_2 \dots d\vec{p}_k \cdot d\vec{q}_2 \dots d\vec{q}_s d\vec{R}_\ell \delta^4(p + p_2 + \dots + p_k + q + q_2 + \dots + R_\ell - P_i). \quad /5/$$

Рассмотрим матричный элемент R_{fi} в системе центра масс пары h^+H^- . Все переменные в этой системе обозначим тильдой:

$$R_{fi}(\vec{p} \dots \vec{p}_k; \vec{q} \dots \vec{q}_s; \vec{R}_\ell), \quad \vec{p} = -\vec{q}. \quad /6/$$

Импульсы \vec{p} , \vec{q} будем считать переменными, все остальные - фиксированными параметрами. Введем относительный импульс $\vec{\kappa}$ между частицами h^+H^- . Если $\vec{p} \ll m \ll M$, то

$$\vec{\kappa} = \mu \left(\frac{\vec{p}}{m} - \frac{\vec{q}}{M} \right), \quad \mu = \frac{mM}{m+M}. \quad /7/$$

Рассматривая R_{fi} в качестве волновой функции, описывающей h^+ , H^- , по правилам квантовой механики получаем для амплитуды вероятности обнаружения h^+H^- в связанном состоянии с квантовыми числами n , L выражение:

$$\vec{R}_{fi}^A(n, L) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \int R_{fi}^{(-)}(\vec{p} \dots \vec{p}_k; -\vec{p} \dots \vec{q}_s; \vec{R}_\ell) \psi_{nL}(\vec{\kappa}) d\vec{\kappa}. \quad /8/$$

Матричный элемент $R_{fi}^{(-)}$ описывает процесс /3/ без учета кулоновского взаимодействия между h^+H^- с импульсами \vec{p} и $-\vec{p}$; $\psi_{nL}(\vec{\kappa})$ - волновая функция, описывающая связанное состояние h^+H^- с главным квантовым числом n и орбитальным моментом L . Если значение $\psi_{nL}(\vec{\kappa})$ близко к кулоновской волновой функции $\psi_{nL}^K(\vec{\kappa})$, то $\psi_{nL}(\vec{\kappa})$ отлична от нуля при $\kappa \sim a\mu$. Для таких относительных импульсов значения $R_{fi}^{(-)}$ для $\kappa = 0$ и $\kappa \sim a\mu$ отличаются меньше, чем на процент. Поэтому можно вынести $R_{fi}^{(-)}$ за знак интеграла в точке $\vec{p} = 0$, и для $\vec{R}_{fi}^A(n, L)$ получаем выражение:

$$\vec{R}_{fi}^A(n, L) = (2\pi)^{3/2} \psi_{nL}(0) R_{fi}^{(-)}(0 \dots \vec{p}_k; 0 \dots \vec{q}_s; \vec{R}_\ell). \quad /9/$$

Если $\psi_{nL}(\kappa)$ слабо убывает при $\kappa > a\mu$, то, параметризуя $R_{fi}^{(-)}$, к формуле /9/ можно вычислить поправку. Осуществляя преобразование R_{fi}^A в исходную систему, имеем:

$$R_{fi}^A(n, L) = (2\pi)^{3/2} \left(\frac{Q_0}{M_A} \right)^{1/2} \psi_{nL}(0) R_{fi}^{(-)} \left(\frac{\vec{Q}}{M_A} m \dots \vec{p}_k; \frac{\vec{Q}}{M_A} M \dots \vec{q}_s; \vec{R}_\ell \right), \quad /10/$$

где $M_A \approx m + M$ - масса атома, \vec{Q} - его импульс, $Q_0 = (M_A^2 + \vec{Q}^2)^{1/2}$. Исходя из /4/, /5/, /10/, дифференциальное сечение генерации атомов в реакции /3/ запишем:

$$\frac{d\sigma_{ks\ell}^A(n, L)}{d\vec{Q}} = (2\pi)^3 \frac{Q_0}{M_A} |\psi_{nL}(0)|^2 \frac{ks}{(2\pi)^{4j}} \times \\ \times \int |R_{fi}^{(-)} \left(\frac{\vec{Q}}{M_A} m \dots \vec{p}_k; \frac{\vec{Q}}{M_A} M \dots \vec{q}_s; \vec{R}_\ell \right)|^2 d\vec{p}_2 \dots d\vec{p}_k d\vec{q}_2 \dots d\vec{q}_s d\vec{R}_\ell \times \\ \times \delta \left(\frac{\vec{Q}}{M_A} m + \vec{p}_2 + \dots + \vec{p}_k + \frac{\vec{Q}}{M_A} M + \vec{q}_2 + \dots + \vec{q}_s + \vec{R}_\ell - \vec{P}_i \right) \delta(E_f - E_i). \quad /11/$$

Сопоставляя /11/ с /5/ и выполняя суммирование по k, s, ℓ , получаем соотношение между инклюзивным сечением генерации атома и двойным инклюзивным сечением генерации h^+H^- в свободном состоянии без учета кулоновского взаимодействия этих частиц:

$$\frac{d\sigma_{ks\ell}^A(n, L)}{d\vec{Q}} = (2\pi)^3 \frac{Q_0}{M_A} |\psi_{nL}(0)|^2 \frac{d\sigma^{(-)}}{d\vec{p}d\vec{q}}. \quad /12/$$

импульсы атома, h^+ и H^- в /12/ удовлетворяют соотношению:

$$\vec{p} = \frac{m}{M_A} \vec{Q}, \quad \vec{q} = \frac{M}{M_A} \vec{Q}, \quad \vec{p} = \frac{m}{M} \vec{q}. \quad /13/$$

Из формулы /12/ следует, что, измеряя отношение числа атомов к числу пар свободных частиц в одном и том же телесном угле и в импульсных интервалах, удовлетворяющих /13/, можно определить значение $|\psi_{nL}(0)|^2$. Теоретическая погрешность полученного результата для функции, близкой к кулоновской, будет $\sim 1 \div 2\%$.

Если взаимодействие между h^+ и H^- носит чисто кулоновский характер / $A_{\mu\pi}$, $A_{\pi\mu}$ и др./, то значения $|\psi_{nL}(0)|^2$ равны:

$$|\psi_{nL}(0)|^2 = |\psi_{nL}^K(0)|^2 = \begin{cases} \frac{P_0^3}{\pi n^3} & L = 0 \\ 0 & L = 1, 2, 3 \dots \end{cases} \quad /14/$$

$$\sum_{n=1}^{\infty} |\psi_{n0}^K(0)|^2 = 1,202 |\psi_{10}^K(0)|^2 \quad /16/$$

где P_0 - борковский импульс атома.

Из /14/, /15/, /16/ следует, что лептон-адронные атомы образуются с нулевым орбитальным моментом и имеют значения $n = 1, 2, 3$ с вероятностями

$$W_1 = 83\%; \quad W_2 = 10,4\%; \quad W_3 = 3,1\%. \quad /17/$$

В адронных атомах величина $\psi_{nL}(0)$ определяется кулоновским и сильным взаимодействиями. Влияние сильного $\pi\pi$ -взаимодействия на $|\psi_{10}(0)|^2$ до настоящего времени не изучалось. Из сопоставления $A_{2\pi}$ с легкими мезоатомами /4/ можно ожидать, что значение $|\psi_{10}(0)|^2$ будет на 10-30% больше величины $|\psi_{10}^K(0)|^2$. Так как поведение волновых функций на малых расстояниях пропорционально r^L , то адронные атомы будут рождаться с нулевым орбитальным моментом, а распределение по главному квантовому числу n будет близко к соотношениям /17/.

Сделаем оценку относительных выходов $A_{2\pi}$, $A_{\pi K}$, A_{2K} и $A_{\pi\mu}$, исходя из /12/ и кулоновских значений $|\psi_{nL}(0)|^2$.

Двойное инклюзивное сечение генерации h^+ и H^- запишем в виде:

$$\frac{d\sigma^{(-)}}{d\vec{p}d\vec{q}} = \frac{1}{\sigma_{\text{неупр}}} \frac{d\sigma}{d\vec{p}} \frac{d\sigma}{d\vec{q}} [1 + R(y_p, y_q)], \quad /18/$$

где R - корреляционная функция, зависящая от соответствующих быстроев. Для пар $\pi^+\pi^-$ с импульсами, удовлетворяющими условию /13/, $R = 0,65 \pm 0,05$ /5/, для других частиц значение R меньше,

и при вычислениях было положено равным нулю. Значения относительных выходов атомов рассчитывались для pp -соударений при энергии протонов 70 ГэВ, угле вылета атомов в л.с. $\theta = 8,4^\circ$, импульсах атомов в л.с. 6 ГэВ/с. Результаты вычислений относительных выходов атомов приведены в табл.1. Данные по относительным выходам π , K и μ -мезонов взяты из работ /6/.

Таблица 1

	$A_{2\pi}$	$A_{\pi K}$	A_{2K}	$A_{\pi\mu}$
$\frac{W_A}{W_{A_{2\pi}}}$	1	0,12	0,04	$4 \cdot 10^{-5}$

§2. ВРЕМЯ ЖИЗНИ $A_{2\pi}$, $A_{\pi K}$, $A_{\pi\mu}$

Для выяснения вопроса о возможности наблюдения адронных атомов необходимо знать их время жизни.

Вероятность аннигиляции $A_{2\pi}$ из s -состояния в два π^0 -мезона равна /1/*:

$$W_{\pi^0} (A \rightarrow \pi^0 \pi^0) = \frac{8\pi}{9} \left(\frac{2\Delta m}{\mu} \right)^{1/2} \frac{(a_0 - a_2)^2 |\psi_{\pi^0}(0)|^2}{1 + \frac{2}{9} \mu \Delta m (a_0 + 2a_2)^2}, \quad /19/$$

где $\Delta m = M_A - 2m_{\pi^0}$, μ - приведенная масса атома /формула /7//. При значении длин рассеяния /8/:

$$a_0 = (0,23 \pm 0,06) m_{\pi}^{-1}, \quad a_2 = (-0,06 \pm 0,07) m_{\pi}^{-1} \quad /20/$$

величина $W(A \rightarrow \pi^0 \pi^0) \gg W(A \rightarrow \gamma + \gamma)$, и время жизни атома практически определяется величиной $W(A \rightarrow \pi^0 \pi^0)$:

$$\frac{1}{W_{\pi^0} (A \rightarrow \pi^0 \pi^0)} = \tau_{\pi^0} = (2,5 \pm 1,5) \cdot n^3 \cdot 10^{-15} \text{ с.} \quad /21/$$

Для гамма-фактора $\gamma = 10$, характерного для атомов, и $n = 1$, имеем:

$$\lambda_{10 \text{ расп}} = c \tau_{10} (\gamma = 10) = (7,5 \pm 4,5) \text{ мкм.} \quad /22/$$

При вычислении τ_{10} волновая функция считалась чисто кулоновской.

* В /1/ выражение для W приведено с опiskой. Правильное выражение для W дано в /7/.

Если атом находится в p -состоянии, то распад на два π^0 -мезона запрещен законом сохранения момента, а процесс

$$A_{2\pi} \rightarrow \pi^0 + \gamma \quad /23/$$

сильно подавлен. Поэтому основным механизмом распада атома будет переход $2p-1s$ с последующей аннигиляцией в два π^0 -мезона. Время жизни атома будет определяться вероятностью перехода $2p-1s$:

$$\tau_{2p} = \frac{1}{W_{2p-1s}} = 1,14 \cdot 10^{-11} \text{ с}, \quad \lambda_{2p} = \sigma \tau_{2p} (\gamma = 10) = 34 \text{ мм}; \quad /24/$$

$$\sigma_{3p} (\gamma = 10) = 216 \text{ мм}; \quad \sigma_{6p} (\gamma = 10) = 87 \text{ см}.$$

Так как время жизни состояния np в $\sim 10^4$ раз больше времени жизни состояния ns , то возникает возможность измерения разности энергий этих уровней, если прилагать к атому электрическое поле и измерять зависимость τ_{np} от напряженности поля.

Вероятность аннигиляции

$$A_{\pi^+K^-} \rightarrow \pi^0 K^0 \quad A_{\pi^-K^+} \rightarrow \pi^0 K^0 \quad /25/$$

из s -состояния описывается ^{/7/} формулой, аналогичной формуле /19/, в которой

$$\Delta m = M_A - m_{\pi^0} - m_{K^0}. \quad /26/$$

а разность $(a_0 - a_2)^2$ заменяется разностью длин πK -рассеяния $(b_1 - b_3)^2$ в состояниях с изотопическими спинами $1/2$ и $3/2$. Для значений ^{/9/}*

$$b_1 = (0,34 \pm 0,01) m_{\pi}^{-1}, \quad b_3 = (-0,14 \pm 0,07) m_{\pi}^{-1} \quad /27/$$

время жизни $A_{\pi K}$ равно:

$$\tau_{\pi K} = (1,2 \pm 0,4) \cdot 10^{-15} \text{ п}^3 \text{ с}, \quad /28/$$

$$\lambda_{10p} = \sigma \tau_{10} (\gamma = 10) = (3,6 \pm 1,2) \text{ мкм}. \quad /29/$$

Если атом находится в состоянии $2p$, то его время жизни определяется временем перехода $2p-1s$:

* Величина b_1 получена при аппроксимации энергетической зависимости соответствующей фазы πK -рассеяния. Как показано в ^{/8/}, выбор процедуры аппроксимации может существенно влиять на величину длины рассеяния.

$$\tau_{2p} = 7,3 \cdot 10^{-12} \text{ с}, \quad \lambda_{2p} = \sigma \tau_{2p} (\gamma = 10) = 22 \text{ мм}. \quad /30/$$

Из /28/ и /30/ следует, что есть возможность определения разности энергий уровней ns и np . При всех вычислениях волновые функции $A_{\pi K}$ считались кулоновскими.

Время жизни $A_{p\pi}$ в s -состоянии равно:

$$\tau_{\pi^0} = (7 \pm 0,2) \text{ п}^3 \cdot 10^{-16} \text{ с}, \quad /31/$$

если использовать данные по длинам рассеяния из ^{/10/}. Однако результаты последних измерений сечений πp -рассеяния при малых энергиях ^{/11/} дают для τ_{π^0} другую величину:

$$\tau_{\pi^0} = (5,3 \pm 0,2) \cdot \text{п}^3 \cdot 10^{-16} \text{ с}. \quad /32/$$

Из сопоставления /31/ и /32/ следует, что определение длин рассеяния надо делать при очень малых энергиях для исключения неопределенностей, связанных с процедурой аппроксимации фаз и интерполяции данных, полученных при относительно больших энергиях в область очень малых энергий.

§3. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ РЕЛЯТИВИСТСКИХ АТОМОВ С ВЕЩЕСТВОМ

До настоящего времени взаимодействие релятивистских атомов с веществом рассматривалось только теоретически.

В ^{/12,13/} решена задача о возбуждении и развале элементарного релятивистского атома в поле другого атома. Потенциал мишени задавался в параметризации Томаса-Ферми-Мольера ^{/14/} три параметра, учитывался только однофотонный обмен. Были вычислены сечения развала некоторых атомов и вероятности переходов между различными состояниями. В ^{/15/} потенциал мишени задавался в виде экранированного кулоновского потенциала /один параметр/. Вычислялись полное неупругое сечение взаимодействия и полная вероятность возбуждения атома. Разность этих величин давала сечение развала. Для $\gamma > 6$ сечение развала и сечение возбуждения не зависят от импульса атома ^{/15/}.

Значения сечений развала некоторых атомов в вольфраме, вычисленные по формулам ^{/13/}, приведены в табл.2, где $\lambda_{\text{разв}}$ - длина, на которой пучок атомов в состоянии $1s$ ослабляется в e раз за счет развалов; гамма-факторы атомов больше шести. Из рассмотрения соотношений /22/, /29/ и табл.2 следует, что для $A_{2\pi}$

* Сечение развала релятивистского позитрония, находящегося в синглетном состоянии, вычислено в ^{/16/}.

Таблица 2

	$A_{\pi\mu}$	$A_{2\pi}$	$A_{\pi K}$	A_{2K}
$\sigma \cdot 10^{20} \text{ см}^2$	4,5	3,5	1,6	0,4
λ разв. мкм	3,5	4,6	9,8	66

Таблица 3

% статистики γ	6	10	14	20
50	0,75	0,45	0,33	0,22
70	1,0	0,57	0,42	0,30
90	1,47	0,87	0,62	0,42

и $A_{\pi K}$ в основном состоянии при $\gamma = 10$

$\lambda_{\text{расп.}} \approx \lambda_{\text{разв.}}$

/33/

На основе /13/ вычислено распределение $\pi^+\pi^-$, возникающих при развале $A_{2\pi}$ в вольфраме, по углу разлета в л.с. θ_{12} и по отношению энергий в л.с. E_+/E_- . Из рис.1а видно, что для $A_{2\pi}$ с $\gamma=10$ большинство пар $\pi^+\pi^-$ имеют угол θ_{12} меньше 1 мрад. В табл.3 приведены углы разлета, в пределах которых лежит 50%, 70%, 90% пар $\pi^+\pi^-$ при разных величинах γ ; значения углов приводятся в миллирадианах.

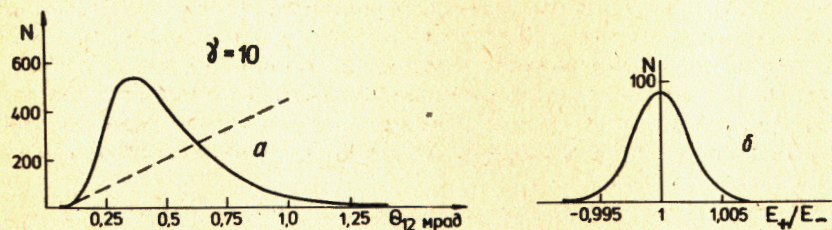


Рис.1. а - сплошная линия - распределение по углу в л.с. между импульсами π^+ и π^- мезонов, возникающих при развале $A_{2\pi}$ в вольфраме; гамма-фактор атома $\gamma = 10$. Пунктирная линия - часть распределения по этой же переменной π^+ и π^- мезонов, испущенных из разных звезд /случайные совпадения/. Площади под обеими кривыми в интервале $0 \leq \theta_{12} \leq 1$ мрад совпадают. б - распределение по отношению энергий в л.с. π^+ и π^- мезонов, возникших при развале $A_{2\pi}$ в вольфраме; гамма-фактор атома $\gamma = 10$.

Из рис.1б видно, что большая часть пар $\pi^+\pi^-$ имеет отношение энергий в пределах

$$\frac{E_+}{E_-} = 1 \pm 0,005.$$

/34/

Полуширина распределения по отношению энергий равна $\pm 0,003$ и практически не зависит от гамма-фактора атома. Значение сечения развала $A_{\pi\mu}$ в алюминии, вычисленное по формулам /13/, равно:

$$\sigma_{\text{разв.}} = 1,3 \cdot 10^{-21} \text{ см}^2.$$

/35/

Сумма сечений возбуждения из основного состояния в состояния $2p \div 5p$ равна /14/:

$$\sum_{n=2}^5 \sigma_{\text{возб}}(1s - np) = 5 \cdot 10^{-22} \text{ см}^2.$$

/36/

В /15/ было показано, что полное сечение возбуждения в алюминии в 1,3 раза больше сечения развала*. Из /35/ и /36/ следует, что более 25% провзаимодействовавших атомов возбуждаются в состоянии np с $n > 6$. Так как значения приведенных масс $A_{\pi\mu}$, $A_{2\pi}$, $A_{\pi K}$ близки, то при взаимодействии $A_{2\pi}$ и $A_{\pi K}$ в основном состоянии с веществом ~25% атомов также возбуждаются в состоянии с $n > 6$. Часть этих атомов выйдет из вещества в вакуум и будет иметь характерные пробеги при $\gamma = 10$ более 90 см /формула /24//.

§4. НАБЛЮДЕНИЕ АТОМОВ

Наблюдение атомов и измерение их параметров основано на детектировании пары h^+h^- , возникающих при развале атома в веществе. Рассмотрим вначале $A_{2\pi}$, генерированные в основном состоянии.

Пусть на внутреннем пучке циклического ускорителя высоких энергий установлена тонкая вольфрамовая мишень, толщина которой λ_M много меньше $\lambda_{\text{разв.}}$. Обозначим через N_1 количество атомов, рождающихся на мишени в единицу времени и имеющих

$$\lambda_{\text{расп.}} \gg \lambda_{\text{разв.}}$$

/37/

Из тонкой мишени практически все атомы выйдут в вакуум и аннигилируют с испусканием двух π^0 -мезонов /рис.2а/. Так как детектор регистрирует пары $\pi^+\pi^-$, то атомы наблюдаться не будут. Увеличим толщину мишени до $\lambda_M \sim \lambda_{\text{разв.}}$, оставив число генериро-

* Надо отметить, что значение сечения развала в /15/ равно $\sigma_{\text{разв.}} = 0,74 \cdot 10^{-21} \text{ см}^2$, что вдвое меньше величины в /35/.

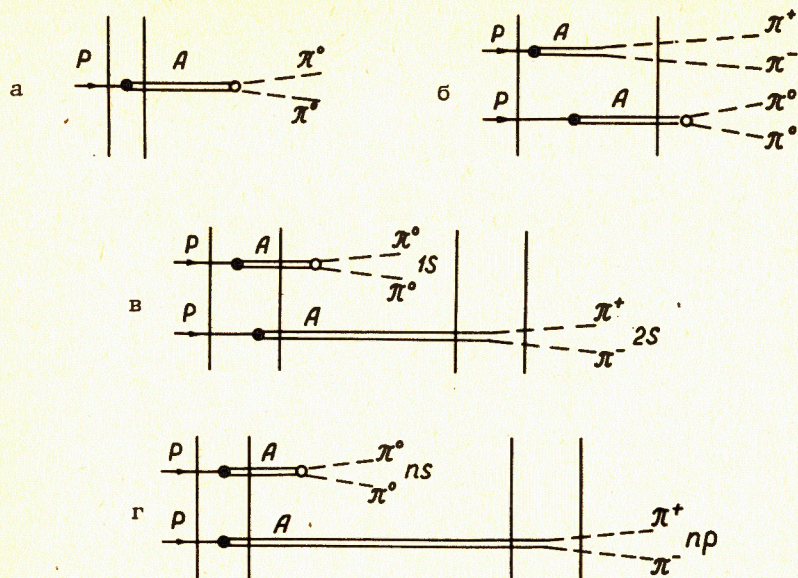


Рис.2. а - налетающий протон генерирует $A_{2\pi}$ в тонкой мишени. Атом выходит в вакуум и аннигилирует с испусканием двух π^0 -мезонов; б - налетающие протоны генерируют $A_{2\pi}$ в толстой мишени. Один из атомов взаимодействует с веществом и разваливается на $\pi^+\pi^-$ -мезоны; в - налетающие протоны генерируют $A_{2\pi}$ в состояниях $1s$ и $2s$. Короткоживущий атом в состоянии $1s$ аннигилирует в промежутке между мишенями, долгоживущий в состоянии $2s$ разваливается второй мишенью на два пиона; г - налетающие протоны генерируют $A_{2\pi}$ в состояниях ns и np . Атом в состоянии ns аннигилирует в промежутке между мишенями, метастабильный атом в состоянии np разваливается второй мишенью на $\pi^+\pi^-$.

ванных атомов прежним. В этом случае часть атомов развалится, и возникшие π^+ , π^- будут зарегистрированы детектором /рис.2б/. При дальнейшем увеличении толщины мишени количество развалившихся атомов будет расти, приближаясь к N_1 . Из анализа зависимости числа развалившихся атомов от λ_M можно определить величину $\lambda_{разв.}^*$ и N_1 . Если в мишени образуется N_2 атомов с таким

* Измеренная таким способом $\lambda_{разв.}$ определяется вероятностью развала атома и переходами из основного состояния в возбужденные с последующим развалом.

гамма-фактором, что $\lambda_{расп.} = \lambda_{разв.}$ ($\gamma \approx 6$), то количество развалившихся атомов при увеличении λ_M будет стремиться к $0,5N_2$. Таким образом, анализируя количество развалившихся атомов в зависимости от толщины мишени, можно измерить инклюзивный спектр, длину развала и время жизни атомов.

Из /17/ следует, что часть атомов генерируется в состоянии $2s$ и $3s$. Примесь этих атомов будет проявляться в зависимости $N(\lambda_M)$. Количество атомов в состоянии $2s$ и время их жизни можно определить также с помощью слоистой мишени /рис.2в/. Если расстояния между слоями $\sim 2\lambda_{расп.}(1s)$, то большая часть атомов в состоянии $1s$ аннигилирует между слоями, а большая часть атомов в состоянии $2s$ развалится последующими мишенями и будет зарегистрирована.

Время жизни атомов в состояниях пр таково, что их пробеги достигают десятков и сотен миллиметров /24/. Поэтому за мишенью, в которой генерируют атомы, можно поставить разваливающую пленку, до которой будут доходить атомы только в состояниях пр /рис.2г/. Если между мишенью и разваливающей пленкой приложить электрическое поле, параллельное импульсу атома, то можно измерять разность энергий состояний пр и ps по уменьшению времени жизни атома в зависимости от напряженности электрического поля.

Прямые мюоны могут образовывать $A_{\pi\mu}$. Эти же атомы возникают при распадах /17, 18, 19/

$$K_L^0 \rightarrow A_{\pi\mu} + \nu.$$

/38/

Для детектирования $A_{\pi\mu}$ вдоль канала должно быть создано сильное магнитное поле /18/, удаляющее заряженные частицы. Атомы в конце канала разваливаются тонкой пленкой и идентифицируются по характерному соотношению между импульсами пиона и мюона. Прямые атомы отделяются от распадных измерениями с двумя мишенями: тонкой, из которой выходят практически все $A_{\pi\mu}$, и толстой, в которой большая часть прямых $A_{\pi\mu}$ разваливается. Количество атомов при распаде /38/ не зависит от толщины мишени.

Прямые $A_{\pi\mu}$ наиболее удобны для определения времени жизни этой системы. Как указано в /20/, такие измерения представляют несомненный интерес*.

Стандартный способ наблюдения и исследования любых элементарных адронных атомов по аналогии с процедурой изучения $A_{2\pi}$ основывается на измерении выхода пар h^+h^- , возникающих при развале атома в веществе мишени. Для выяснения возможности выделения таких пар на фоне свободных h^+h^- , генерированных в одном акте взаимодействия, и h^+h^- , возникших из разных звезд /случайные совпадения/, необходимо вычислить соотношение между тремя источниками пар.

* На работу /20/ автору указал Л.И.Лапидус.

§5. ИНТЕНСИВНОСТЬ $A_{2\pi}$, ПАР $\pi^+\pi^-$ В СВОБОДНОМ СОСТОЯНИИ И УРОВЕНЬ ФОНА СЛУЧАЙНЫХ СОВПАДЕНИЙ

Рассмотрим генерацию $A_{2\pi}$ и пар $\pi^+\pi^-$ в свободном состоянии при следующих условиях: энергия налетающего протона 70 ГэВ, $2 \text{ ГэВ/с} \leq Q \leq 6 \text{ ГэВ/с}$, угол канала в л.с. $\theta = 8,4^\circ$, телесный угол канала $\Omega = 5,6 \cdot 10^{-5}$ ср. Пионы с импульсами $1 \div 3 \text{ ГэВ/с}$, испущенные под углом $8,4^\circ$, имеют значения фейнмановской переменной x в интервале $-10^{-2} \leq x \leq 10^{-2}$. Поэтому инклюзивные сечения генерации π^+ , π^- можно аппроксимировать зависимостью /21/:

$$E \frac{d\sigma_{\pm}}{d\vec{p}}(s, p_1^2, x=0) = A_{\pm} s^{\phi_{\pm}} \exp(-B_{\pm} m_1). \quad /39/$$

При вычислениях инклюзивные сечения генерации π^+ и π^- описывались зависимостью /39/ с параметрами:

$$A = 0,5(A_+ + A_-), \quad \phi = 0,5(\phi_+ + \phi_-), \quad B = 0,5(B_+ + B_-). \quad /40/$$

Двойное инклюзивное сечение генерации пары $\pi^+\pi^-$, входящее в /12/, вычислялось по формулам /18/, /39/. Как отмечалось выше, при этом не учитывается кулоновское взаимодействие частиц в конечном состоянии.

Количество $A_{2\pi}$, попадающих в канал при взаимодействии с мишенью F-протонов, в соответствии с /12/, /18/, /39/ равно:

$$N_A^{(n)} = c(2\pi)^3 \frac{8}{m_{\pi}} |\psi_n(0)|^2 \times \frac{1}{\sigma_{\text{неупр}}} \int \int (1+R) \frac{Q_2}{Q_1 \Omega} \frac{Q_0}{Q^2} \frac{d\sigma}{dpd\Omega_p} \frac{d\sigma}{dqd\Omega_q} dQd\Omega, \quad /41/$$

$$\vec{p} = \vec{q} = \vec{Q}/2$$

коэффициент c пропорционален числу провзаимодействовавших протонов. Вследствие малости Ω интегрирование по $d\Omega$ заменялось умножением на Ω ; так как дифференциальные сечения в /41/ берутся в точках, где разность быстрот π^+ и π^- равна нулю, то функция R считалась постоянной и равной 0,6; значения $\psi_n(0) = \psi_n^K(0)$, $Q_1 = 2 \text{ ГэВ/с}$, $Q_2 = 6 \text{ ГэВ/с}$.

Количество пар $\pi^+\pi^-$, родившихся в свободном состоянии и попавших в канал, вычислялось по формуле:

$$N_{+-} = c \frac{1}{\sigma_{\text{неупр}}} \int \int \int (1+R) \cdot K \frac{d\sigma}{dpd\Omega_p} \frac{d\sigma}{dqd\Omega_q} dpd\Omega_p dqd\Omega_q, \quad /42/$$

где K - функция, учитывающая кулоновское взаимодействие частиц в конечном состоянии. Так как разность быстрот для большей части $\pi^+\pi^-$ превышает единицу, функция R полагалась равной нулю, интегрирование по углам заменялось умножением на Ω^2 , среднее значение функции K при $p_1 = q_1 = 1 \text{ ГэВ/с}$, $p_2 = q_2 = 3 \text{ ГэВ/с}$

равняется $K \approx 1,15$. Процедура вычисления функции K будет описана в следующем параграфе.

С помощью формул /39/, /40/, /41/, /42/ можно получить соотношения:

$$\frac{N_A}{N_{+-}} = \frac{N_A}{N_+} = 7 \cdot 10^{-7}; \quad \frac{N_{+-}}{N_+} = 1,3 \cdot 10^{-4}; \quad N_A = \sum_{n=1}^{n=\infty} N_A^n, \quad /43/$$

где N_+ , N_- - количество π^+ , π^- с импульсами в интервале $1 \div 3 \text{ ГэВ/с}$, испущенных в телесный угол Ω . Если за время сброса $\tau = 1,6 \text{ с}$ через канал пройдет $N_+ = 10^6$ 1/цикл, то

$$N_A = 0,7 \text{ 1/цикл}, \quad N_{+-} = 130 \text{ 1/цикл}, \quad N_{\text{сл}} = 1200 \text{ 1/цикл}. \quad /44/$$

Разрешающее время между сигналами от детекторов, регистрирующих π^+ и π^- , принято равным $\tau = 2 \cdot 10^{-9} \text{ с}$.

Распределение случайных событий по углу раствора и по энергиям определялось методом Монте-Карло. Углы вылета пионов в пределах угла Ω разыгрывались равномерно, импульсы - в соответствии с формулой /39/. Из полученных распределений следует, что введение ограничения

$$\theta_{12} < 1 \text{ мрад} \quad /45/$$

подавляет фон случайных совпадений в 20 раз. Распределение оставшихся событий по углу θ_{12} приведено на рис.1а. После введения ограничения на разность энергий

$$|E_+ - E_-| \leq 20 \text{ МэВ} \quad /46/$$

число случайных совпадений уменьшается еще в 25 раз. Распределение фона случайных совпадений по переменной $\epsilon = E_+ - E_-$ в интервале $\pm 200 \text{ МэВ}$ приведено на рис.3а. Таким образом, после введения вышеуказанных критериев соотношение между парами от развала $A_{2\pi}$ и фоном случайных совпадений станет:

$$N_A = 0,7 \text{ 1/цикл}; \quad N_{\text{сл}} = 2,4 \text{ 1/цикл}. \quad /47/$$

Дальнейшее улучшение соотношения между эффектом и фоном может быть достигнуто путем уменьшения ограничения на θ_{12} , на величину ϵ , или снижением интенсивности N_+ . Влияние критериев /45/, /46/ на пары $\pi^+\pi^-$, испущенные из одной звезды, обсуждается в следующем параграфе.

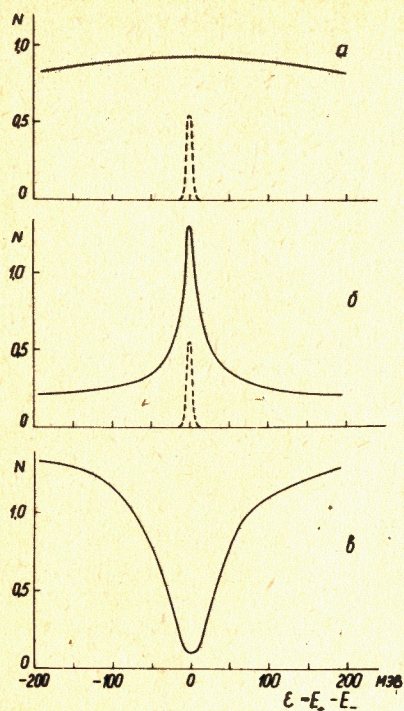


Рис.3. а - распределение $\pi^+\pi^-$, испущенных из разных звезд /случайные совпадения/ по разности энергий в л.с.; б - распределение $\pi^+\pi^-$, генерированных из одной звезды, по разности энергий в л.с., угол раствора частиц $\theta_{12} \leq 1$ мрад; в - распределение $\pi^+\pi^-$, генерированных из одной звезды, по разности энергий в л.с., угол раствора частиц $\theta_{12} \leq 1$ мрад. Пунктирными кривыми нанесены распределения по разности энергий π^+ и π^- , возникших при развале в вольфраме атома с $\gamma = 10$.

§6. ПАРЫ СВОБОДНЫХ $\pi^+\pi^-$ С МАЛЫМИ ОТНОСИТЕЛЬНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ

Пары $\pi^+\pi^-$, испущенные из одной звезды и имеющие малые относительные импульсы, являются фоном по отношению к продуктам развала Λ_{2p} . Вычисление количества таких пар и их распределение по углу θ_{12} и разности энергий ϵ выполнялось по формуле /42/. При расчетах учитывалось только кулоновское взаимодействие частиц в конечном состоянии. Так как область генерации $\pi^+\pi^-$ ($r \sim 1/m_\pi$) существенно меньше расстояния, на котором меняется волновая функция их относительного движения ($R \sim 1/am_\pi$), то кулоновское взаимодействие пионов учитывалось по аналогии с кулоновским взаимодействием пары e^+e^- , генерированной фотоном на ядре /22/:

$$|M_{+-}^K|^2 = |M_{+-}^K|^2 \cdot K_{+-}; K_{+-} = \frac{\psi^{K*}(0)\psi^K(0)}{\psi^*(0)\psi(0)} = \frac{2\pi\alpha/v}{1 - e^{-2\pi\alpha/v}} \quad /48/$$

где M_{+-}^K , M_{+-}^K - матричные элементы, описывающие генерацию $\pi^+\pi^-$ без учета и с учетом кулоновского взаимодействия частиц; $\psi(0)$, $\psi^{K*}(0)$ - волновые функции, описывающие $\pi^+\pi^-$ без учета и с уче-

том кулоновского взаимодействия, при нулевом расстоянии между частицами; v - относительная скорость мезонов. Как отмечалось выше, при вычислении полного числа пар $\pi^+\pi^-$, попавших в канал, функция R полагалась равной нулю. При определении числа N_{+-} с $\theta_{12} \leq 1$ мрад и $|\epsilon| \leq 20$ МэВ функция R в /42/ полагалась равной 0,6. Распределение $\pi^+\pi^-$ с $\theta_{12} \leq 1$ мрад по ϵ представлено на рис.3б. Количество пар $\pi^+\pi^-$, удовлетворяющее критериям /45/ и /46/, равно

$$N_{+-} = 1,1 \quad 1/\text{цикл.} \quad /49/$$

На распределение по θ_{12} и ϵ при малых относительных импульсах влияет также сильное пион-пионное взаимодействие. Отклонение экспериментальных распределений от рассчитанных по формулам /42/, /48/ позволит получить дополнительные данные о пион-пионном взаимодействии.

Влияние кулоновского взаимодействия на распределение пар тождественных пионов вычислялось с функцией K , равной

$$K_{++} = K_{--} = \frac{\psi^{K*}(0)\psi^K(0)}{\psi^*(0)\psi(0)} = \frac{2\pi\alpha/v}{e^{2\pi\alpha/v} - 1} \quad /50/$$

Распределение пар тождественных пионов с $\theta_{12} \leq 1$ мрад по величине ϵ представлено на рис.3в.

Матричные элементы M_{+-}^K , M_{++}^K , M_{--}^K слабо меняются при малых относительных импульсах. Поэтому зависимость отношения инклюзивных сечений генерации пар $\pi^+\pi^-$, $\pi^-\pi^-$ и $\pi^+\pi^+$ от ϵ при малых θ_{12} будет в основном определяться взаимодействием пионов в конечном состоянии, обусловленным как кулоновским, так и сильным взаимодействиями.

Исследование пар заряженных частиц с малыми относительными импульсами может вестись только на внутренних мишенях циклического ускорителя. Канал должен подсоединяться к вакуумной камере ускорителя без перегородок и быть экранированным от магнитных полей /23, 24/. На таком канале наряду с вышеперечисленными атомами можно изучать связанные состояния любых частиц, которые за время своей жизни достигают детекторов. В частности, наличие гиперонных пучков позволяет осуществить наблюдение и исследование гиперонных атомов.

В заключение автор благодарит С.Б.Герасимова за обсуждение результатов и консультации, О.Е.Горчакова за выполнение расчетов, А.В.Купцова за обсуждение и ценные советы, Б.М.Понтекорво за внимание к работе, К.О.Оганесяна за предоставление новых данных по πN -рассеянию, С.Г.Пластинину и В.Ф.Чуркину - за оформление статьи.

ЛИТЕРАТУРА

1. Weinberg S. Phys.Rev.Lett., 1966, 17, p.616.
2. Uretsky J., Palfrey J. Phys.Rev., 1961, 121, p.1798.
3. Биленький С.М. Введение в диаграммную технику Фейнмана. Атомиздат, М., 1971.
4. Балашов В.В., Коренман Г.Я., Эрамжян Р.А. Поглощение мезонов атомными ядрами. Атомиздат, М., 1978.
5. Гришин В.Г. Инклюзивные процессы в адронных взаимодействиях при высоких энергиях. Энергоиздат, М., 1982.
6. Абрамов В.В. и др. Препринт ИФВЭ, 79-130, Серпухов, 1979; Abramov V.V. et al. IHEP, PEF 76-92, Serpukhov, 1976.
7. Биленький С.М. и др. ЯФ, 1969, 10, с.812.
8. Бельков А.А., Бунятов С.А. ОИЯИ, P2-11881, Дубна, 1978.
9. Estabrooks P. et al. Nucl.Phys., 1977, B133, p.490.
10. Hohler H. et al. Handbook of Pion-Nucleon Scattering. Phys.Data 12-1, Karlsruhe, 1979.
11. Zidell V.S. et al. Phys.Rev., 1980, D21, p.1255.
12. Коцинян А.М. ЕФИ-400/7/, Ереван, 1980.
13. Дульян Л.С., Коцинян А.М. ЯФ, 1983, 37, с.137.
14. Yung Su Tsai. Rev.Mod.Phys., 1974, 46, p.815.
15. Prasad M.K. Acta Physica Polonica, 1979, D10, p.635.
16. Дульян Л.С. и др. ЯФ, 1977, 25, с.814.
17. Combes R. et al. Phys.Rev.Lett., 1976, 37, p.249.
18. Aronson S.H. et al. Phys.Rev.Lett., 1982, 48, p.1078.
19. Неменов Л.Л. ЯФ, 1972, 46, с.125.
20. Schwartz M. Physics with LAMPF II 1983, LA9798-P.
21. Giessler K. et al. Phys.Lett.B, 1976, 116, p.77.
22. Берестецкий В.Б., Лившиц Е.М., Питаевский Л.П. Релятивистская квантовая теория. "Наука", М., 1968.
23. Неменов Л.Л. ЯФ, 1976, 24, с.319.
24. Алексеев Г.Д. и др. ОИЯИ, P1-83-894, Дубна, 1984.

Рукопись поступила в издательский отдел
31 мая 1984 года.

Неменов Л.Л. P1-84-385
Элементарные релятивистские атомы

Рассмотрена генерация атомов, образованных $(\pi^+\pi^-)$, (π^-K^+) , (π^+K^-) , (K^+K^-) -мезонами. Сделан вывод о возможности наблюдения этих атомов, измерения их времени жизни и квадрата волновой функции при нулевом расстоянии между частицами.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1984

Перевод О.С.Виноградовой

Nemenov L.L. P1-84-385
Elementary Relativistic Atoms

Generation is considered of atoms produced by $(\pi^+\pi^-)$, (π^-K^+) , (π^+K^-) , (K^+K^-) mesons. The conclusion is drawn that such atoms can be observed and their lifetimes measured, and that it is possible to determine the square values of their wave functions corresponding to a zero distance between the particles.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research, Dubna 1984