

ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱՅԻ ԻՆՍՏԻՏՈՒՏ
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ЕФИ-400(7)-80

Ար.Մ.ԿՕՇԻՆՅԱՆ

ВОЗБУЖДЕНИЕ И РАЗВАЛ РЕЛЯТИВИСТКОЙ
ВОДОРОДОПОДОБНОЙ СИСТЕМЫ В ПОЛЕ АТОМА

ԵՐԵՎԱՆ 1980 ԵՐԵՎԱՆ

Ар.М.КОЦИНЯН

ВОЗБУЖДЕНИЕ И РАЗВАЛ РЕЛЯТИВИСТСКОЙ
ВОДОРОДОПОДОБНОЙ СИСТЕМЫ В ПОЛЕ АТОМА

В работе получены выражения для полных сечений переходов между дискретными уровнями и развала релятивистской водородоподобной системы при взаимодействии с атомами вещества. Вычислен в явном виде формфактор перехода из основного состояния водородоподобной системы в произвольное конечное состояние. Численные значения сечений приведены для мишени с $Z = 13, 47, 74, 82$ и переходов в состояния с $n \leq 3$ и непрерывного спектра. Обсуждается выход $(e\pi)$ -атомов из мишени в реакциях $e + A \rightarrow A\pi e + \dots$, а также переходы ортопозитрония в парапозитроний в основном состоянии при взаимодействии с атомами вещества.

Ереванский физический институт

Ереван 1980

Ar.M.KOTZINYAN

EXCITATION AND BREAK-UP OF RELATIVISTIC
HYDROGEN-LIKE SYSTEM IN ATOMIC FIELD

Expressions for total cross sections of transitions between discrete levels and break-up of relativistic hydrogen-like system at interaction with substance atoms are obtained. Form factors of transition from ground state of the hydrogen-like system to its arbitrary final state is calculated in explicit form. Numerical values of the cross sections are given for the target with $Z = 13, 47, 74, 82$ and transitions to the states with $n \leq 3$ and continuous spectrum. The $(e\pi^-)$ -atoms yield from the target in reactions $e + A \rightarrow A_{\pi e^+} \dots$, as well as orthopositronium-to-parapositronium transitions in ground state at interaction with the target atoms are discussed.

Yerevan Physics Institute

Yerevan 1980

ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ЕФИ-400(7)-80

Ар. М. КОЦНЯН

ВОЗБУЖДЕНИЕ И РАЗВАЛ РЕЛЯТИВИСТСКОЙ
ВОДОРОДОПОДОБНОЙ СИСТЕМЫ В ПОЛЕ АТОМА

Ереван 1980

© *Ереванский физический институт, 1980*

I. Введение

В последнее время значительно повысился интерес к физике экзотических водородоподобных атомов $A_{a\bar{b}}$ ($a, \bar{b} = e^{\pm}, \mu^{\pm}, \pi^{\pm}, \dots$). Группа Шварца [1] уже обнаружила $(\pi\mu)$ -атомы в эксперименте на BNL . Эта же группа в настоящее время готовит эксперимент по $(\pi\mu)$ -атомам на $FNAL$. В ИФВЭ готовится эксперимент по исследованию осцилляций интенсивности пучка релятивистских позитрониев при прохождении через магнитное поле. Этот эксперимент позволит осуществить проверку преобразований специальной теории относительности для компонент электромагнитного поля при больших ($\sim 10^3 + 10^4$) значениях γ -фактора [2].

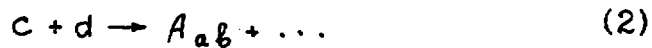
В ряде теоретических работ [3-9] рассмотрены два класса процессов генерации экзотических релятивистских атомов $A_{a\bar{b}}$:

1) атомные распады элементарных частиц [3].

$$h \rightarrow A_{a\bar{b}} + \dots \quad (1)$$

2) образование $A_{a\bar{b}}$ при столкновениях элементарных

частиц [4-9] .



В настоящее время реальным эффективным источником пучков релятивистских экзотических атомов являются процессы первого типа, когда основная часть адронов h распадается вне вещества мишени в вакуумном тракте установки.

Поскольку образование $A_{a\ell}$ в реакциях типа (2) происходит в веществе мишени, а в реакциях (1) часть адронов h может распадаться также в веществе, то для оценки выхода экзотических атомов в этих процессах необходимо знать сечение развала релятивистского атома $A_{a\ell}$ на атомах вещества мишени A_Z .

В процессах (1) и (2) водородоподобные атомы $A_{a\ell}$ испускаются преимущественно в состоянии с $\ell = 0$ с вероятностью $\sim n^{-3}$, где n - главное квантовое число, а ℓ - орбитальное квантовое число. Распределение пучка $A_{a\ell}$ по квантовым числам может измениться при прохождении через вещество за счет переходов между дискретными состояниями при столкновениях с атомами вещества A_Z . В частности большой интерес представляет сечение перехода ортопозитрония в парапозитроний в основном состоянии. Это обусловлено тем фактом, что в процессе $\pi^+ \rightarrow A_{2e} + \gamma$ преимущественно испускается ортопозитроний в основном состоянии, а осцилляции интенсивности происходят за счет переходов ортопозитрония в парапозитроний из-за смешивания в магнитном поле. Ясно, что фоновым процессом здесь являются переходы ортопозитрония в парапозитроний и наоборот при столкновениях с атомами мишени и остаточного газа в вакуумном тракте установки

В настоящей работе получены выражения для сечений возбужде-

ния и развала релятивистского атома A_{ab} на атомах мишени A_z . Для атомов A_{Te} и A_{Zr} рассчитаны сечения развала и переходов из основного состояния для некоторых атомов мишени ($Z = 13, 47, 74, 82$). Приведена оценка выхода A_{Te} в реакции $e + p \rightarrow A_{Te} + \dots$, а также доли парапозитрониев в пучке ортопозитрониев при прохождении через вещество. В Приложении рассматриваются формфакторы переходов водородоподобной системы.

2. Сечение возбуждения и развала

В работе [10] развал релятивистского позитрония рассматривался в системе покоя атома мишени A_z . При этом использовались волновые функции низшего приближения модифицированного [11] уравнения Дирака *).

С точки зрения кинематики этот процесс, а также задачу о переходах между дискретными состояниями релятивистского экзотического атома удобно рассматривать в системе покоя атома A_{ab} , в которой атом мишени движется вдоль положительного направления оси Z с большим γ -фактором ($\gamma \gg 1$). При этом A_z считаем скалярной частицей, а эффект экранировки поля ядра учитывается введением формфактора $F_z(|q^2|)$, который выбираем в параметризации Томаса-Ферми-Мольера [12]:

$$F_z(|q^2|) = Z |q^2| \sum_{i=3}^3 \frac{\alpha_i}{|q^2| + \beta_i^2} \quad (3)$$

* В [10] неправомерно использовали спиральные состояния составляющих вместо канонических, что и привело к зависимости сечения развала от спиральности позитрония. Правильными в [10] являются ϕ .

где $\beta_i = \frac{m_e b_i}{121} z^{1/3}$; $\alpha_1 = 0,10$; $\alpha_2 = 0,55$; $\alpha_3 = 0,35$;
 $b_1 = 6,0$; $b_2 = 1,2$; $b_3 = 0,3$.

В низшем порядке теории возмущений процесс развала A_{ab}

$$A_z(k) + A_{ab}(\varphi) \rightarrow A_z(k') + a(p_1) + b(p_2) \quad (4)$$

и процесс возбуждения A_{ab}

$$A_z(k) + A_{ab}^i(\varphi) \rightarrow A_z(k') + A_{ab}^f(\varphi') \quad (5)$$

изображаются, соответственно, диаграммами а) и б) рисунка I.

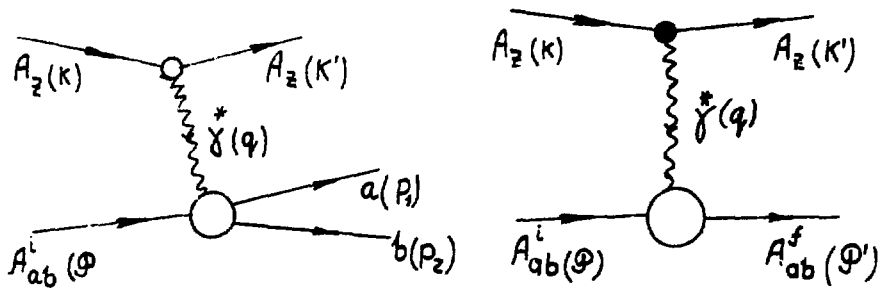


Рис. I Фейнмановские диаграммы процессов (4) и (5).

Величины в скобках указывают импульсы соответствующих частиц, $q = k - k'$,

$$k^\mu = M\chi(1, 0, 0, \beta), \quad \varphi^\mu = (m_i, \vec{0}), \quad \varphi'^\mu = (\varphi'_0, \vec{q}),$$

$$\varphi'_0 = \sqrt{M_j^2 + \vec{q}^2}, \quad \beta = \sqrt{1 - 1/\chi^2}$$

Матричный элемент этих процессов имеет вид:

$$m = \frac{4\pi\alpha}{|q^2|} F_z(|q^2|) (k+k')_\mu \langle j^\mu(0) | i \rangle, \quad (6)$$

где $\langle f | j^\mu(0) | i \rangle$ - матричный элемент электромагнитного тока между начальным и конечным состояниями системы (a, b) . С учетом градиентной инвариантности ($q_\mu \langle f | j^\mu(0) | i \rangle = 0$) можно записать (6) в виде:

$$\mathcal{M} = \frac{8\pi\alpha}{|q^2|} F_2(|q^2|) \mathcal{M}_\gamma \langle f | j^0(0) - \beta j^3(0) | i \rangle. \quad (7)$$

Для сечений процессов (4) и (5) имеем

$$\sigma_a = \frac{1}{4M_i \mathcal{M}_\gamma} \int |\mathcal{M}_{a; n}|^2 dR_3, \quad (8a)$$

$$\sigma_{n'; n} = \frac{1}{4M_i \mathcal{M}_\gamma} \int |\mathcal{M}_{n'; n}|^2 dR_2. \quad (8b)$$

Здесь $dR_2 = (2\pi)^4 \delta^{(4)}(P + K - P' - K') \frac{d^3 K'}{(2\pi)^3 2K'_0} \frac{d^3 P'}{(2\pi)^3 2P'_0}$

$$dR_3 = (2\pi)^4 \delta^{(4)}(P + K - K' - P_1 - P_2) \frac{d^3 K'}{(2\pi)^3 2K'_0} \frac{d^3 P_1}{(2\pi)^3 2P_1^0} \frac{d^3 P_2}{(2\pi)^3 2P_2^0}$$

индексом \mathcal{D} обозначены величины, описывающие процесс развала, а индекс n обозначает набор квантовых чисел A_{ab} в процессе возбуждения.

Из-за наличия в матричном элементе (7) убывающего с ростом $|q^2|$ множителя $(1/|q^2|) \cdot F_2(|q^2|)$, основной вклад в полные сечения (8) происходит от области $|q^2| \lesssim \beta_i^2$. Приняв во внимание также нерелятивистский характер движения составляющих в водородоподобном атоме A_{ab} легко показать, что

$$-q^2 \approx q_1^2 \approx (M_{\gamma} \Theta_{k'})^2 \quad (9a)$$

$$\vec{q}_{n',n}^2 \approx q_1^2 + \Delta_{n',n}^2 \quad (9б)$$

$$\vec{q}_D^2 \approx q_1^2 + O(\epsilon_n^2) \quad (9в)$$

где $\Theta_{k'}$ - угол рассеяния атома A_z ($\Theta_{k'}^{\text{эфф}} \ll 1$),

$\epsilon_n = \frac{\alpha^2 \mu}{2n^2}$ - уровни энергии атома A_{ab} , $\mu = \frac{m_a \cdot m_b}{m_a + m_b}$ -

приведенная масса A_{ab} , $M_n = m_a + m_b - \epsilon_n$ - масса A_{ab} ,

$$\Delta_{n',n} = M_{n'} - M_n = \frac{\alpha^2 \mu}{2} \left(\frac{1}{n_i^2} - \frac{1}{n_f^2} \right).$$

Произведя тривиальное интегрирование δ - функций, описывающих закон сохранения 4-х импульса, при принятых приближениях имеем:

$$dR_2 = \frac{d\psi_{k'} d^3q_1}{2^5 \pi^2 M_i M_{\gamma}} \quad (10)$$

$$dR_3 = dR_2 \frac{1}{2\mu} \frac{d^3p_1}{(2\pi)^3} = dR_2 \frac{1}{2\mu} \frac{d^3p_2}{(2\pi)^3}$$

где $\psi_{k'}$ - азимутальный угол вылета атома A_z

Здесь же приведем связь между $\Theta_{k'}$, $\psi_{k'}$ и полярным и азимутальным углами вектора \vec{q} в случае процесса (5), полученную при принятых приближениях

$$\cos \Theta_q \approx \frac{q_1^2 + 2M_n \Delta_{n',n}}{2M_n \sqrt{\Delta_{n',n}^2 + q_1^2}}, \quad \psi_q = \pi + \psi_{k'} \quad (11)$$

Рассмотрим теперь процесс (5) для начального ортопозитрония с $s_z = \pm 1$. Именно в таком состоянии испускается позитроний в распаде $\pi^0 \rightarrow A_2 e + \gamma$

Вектор состояния позитрония с импульсом \vec{p} , квантовыми числами n, e, m , полным спином s и проекцией спина на ось Z в нерелятивистском приближении представляется в виде:

$$|\vec{p}; n, e, m; s, s_z\rangle_{\rho_s} = \frac{1}{2\mu} \int \frac{d^3\Delta}{(2\pi)^3} \psi_{nem}(\vec{\Delta}) \alpha_{\eta\eta'}^{s, s_z} a_{\frac{1}{2}\vec{p}+\vec{\Delta}}^{+\eta} b_{\frac{1}{2}\vec{p}-\vec{\Delta}}^{+\eta'} |0\rangle, \quad (12)$$

где $\psi_{nem}(\vec{\Delta})$ - шредингеровская волновая функция относительного движения водородоподобного атома в импульсном пространстве, причем ось квантования орбитального момента, так же как ось квантования спина, выбрана вдоль направления оси Z , $a^{+\eta}$ и $b^{+\eta}$ - операторы рождения электрона и позитрона с импульсом p и проекцией спина на ось Z в системе $\vec{p}=0$, равной η , $\alpha_{\eta\eta'}^{s, s_z}$ - матрицы, описывающие спиновые состояния электрона и позитрона:

$$\alpha_{\eta\eta'}^{0,0} = \frac{1}{\sqrt{2}} (\delta_{\frac{1}{2},\eta} \delta_{-\frac{1}{2},\eta'} - \delta_{-\frac{1}{2},\eta} \delta_{\frac{1}{2},\eta'})$$

$$\alpha_{\eta\eta'}^{1,1} = \delta_{\frac{1}{2},\eta} \delta_{\frac{1}{2},\eta'} \quad (13)$$

$$\alpha_{\eta\eta'}^{1,0} = \frac{1}{\sqrt{2}} (\delta_{\frac{1}{2},\eta} \delta_{-\frac{1}{2},\eta'} + \delta_{-\frac{1}{2},\eta} \delta_{\frac{1}{2},\eta'})$$

$$\alpha_{\eta\eta'}^{1,-1} = \delta_{-\frac{1}{2},\eta} \delta_{-\frac{1}{2},\eta'}$$

Для матричного элемента оператора электромагнитного тока $j^\mu(x) = \bar{\Psi}(x) \gamma^\mu \Psi(x)$: между произвольными дискретными состояниями имеем

$$\begin{aligned}
 & \rho_3 \langle s'_z, s'; n' \ell' m'; \vec{q} | j^\mu(0) | \vec{0}; n, \ell, m; s, s_z \rangle \rho_3 = \\
 & = (-1)^{s'+1} 2(1-cc') \int \frac{d^3 \Delta}{(2\pi)^3} \Psi_{n' \ell' m'}^*(\vec{\Delta} + \frac{\vec{q}}{2}) \Psi_{n \ell m}(\vec{\Delta}) \alpha_{n', \ell'}^{s', s'_z} \alpha_{n, \ell}^{s, s_z} \bar{u}_{\vec{q}+\vec{\Delta}}^r \gamma^\mu u_{\vec{\Delta}}^s \quad (14)
 \end{aligned}$$

здесь $C = (-1)^{\ell+s}$ - зарядовая четность фермион-антифермионной пары.

Возбуждение атомов в основном происходит за счет электрических переходов без переворота спина составляющих, при этом в амплитуду (7) существенный вклад дает нулевая компонента матричного элемента тока:

$$\begin{aligned}
 \rho_3 \langle 1, 1; n' \ell' m'; \vec{q} | j^0(0) | \vec{0}; n, \ell, m; 11 \rangle \rho_3 &= 8m \int_{n' \ell' m'; n \ell m} \left(\frac{\vec{q}}{2}\right); \quad (15a) \\
 \ell' &= \ell + 2k + 1.
 \end{aligned}$$

Переход ортопозитрония в парапозитроний в основном состоянии является частным случаем подавленных магнитных переходов с перевертыванием спина одной из составляющих *) . Существенный вклад в амплитуду при магнитных переходах дает третья компонента матричного элемента тока:

$$\begin{aligned}
 \rho_3 \langle 0, 1; n'; \ell', m'; \vec{q} | j^3(0) | \vec{0}; n, \ell, m; 11 \rangle \rho_3 &= 2^{3/2} \int_{n' \ell' m'; n \ell m} \left(\frac{\vec{q}}{2}\right) (q^1 + i q^2). \\
 \ell' &= \ell + 2k + 1; \quad (15b)
 \end{aligned}$$

*) Переходы в состояние с $s'_z = -1$, которые происходят за счет перевертывания спина обеих составляющих сильно подавлены и здесь не рассматриваются.

$$P_3^{< 0,0; n'l'm'; \vec{q} | j^3(0) | \vec{0}; n, l, m; 1,1 \rangle P_3 = -2^{3/2} f_{n'l'm'; n, l, m}(\frac{\vec{q}}{2})(\vec{q} + i\vec{q}^2), \quad (15B)$$

$$l' = l + 2k.$$

В выражениях (15) k - целое число, а $f_{n'l'm'; n, l, m}(\vec{q})$ - форм-фактор перехода водородоподобной системы из состояния n, l, m в состояние n', l', m' :

$$f_{n', l', m', n, l, m}(\vec{q}) = \int \frac{d^3\Delta}{(2\pi)^3} \Psi_{n'l'm'}^*(\vec{q} + \vec{\Delta}) \Psi_{n, l, m}(\vec{\Delta}) \quad (16)$$

Явный вид формфактора перехода из основного состояния в произвольное конечное состояние приведен в Приложении.

Подставляя (15) и (8б) и учитывая, что $|f_{n'l'm'; n, l, m}(\vec{q})|^2$ не зависит от φ_q , окончательно получаем следующие выражения для сечений электрических и магнитных переходов ортопозитрония с $J_z = \pm 1$:

$$\sigma_{n'l'm'; 1, \pm 1; n, l, m; 1, \pm 1}^{Ps} = 16\pi\alpha^2 \int_0^\infty dq_1^2 \left[\frac{1}{q_1^2} F_z(q_1^2) f_{n'l'm'; n, l, m}(\frac{|\vec{q}_1}{2}, \theta_q, 0) \right]^2; \quad (17a)$$

$$l' = l + 2k + 1$$

$$\sigma_{n'l'm'; 1, 0; n, l, m; 1, \pm 1}^{Ps} = \frac{2\pi\alpha^2}{m_e^2} \int_0^\infty dq_1^2 \left[\frac{1}{q_1} F_z(q_1^2) f_{n'l'm'; n, l, m}(\frac{|\vec{q}_1}{2}, \theta_q, 0) \right]^2; \quad (17б)$$

$$l' = l + 2k + 1$$

$$\sigma_{n'l'm'; 0, 0; n, l, m; 1, \pm 1}^{Ps} = \frac{2\pi\alpha^2}{m_e^2} \int_0^\infty dq_1^2 \left[\frac{1}{q_1} F_z(q_1^2) f_{n'l'm'; n, l, m}(\frac{|\vec{q}_1}{2}, \theta_q, 0) \right]^2; \quad (17B)$$

$$l' = l + 2k$$

здесь зависимость $|\vec{q}|$ и θ_q от q_1^2 задается формулами (9б) и (II)

Для атома A_{ab} , состоящего из различных частиц, важны только электрические переходы. В этом случае можно пренебречь спином и вектор состояния атома A_{ab} принять в виде:

$$|\vec{\Phi}; n, \ell, m\rangle_{A_{ab}} = \frac{1}{\sqrt{2\mu}} \int \frac{d^3\Delta}{(2\pi)^3} \varphi_{nem}(\vec{\Delta}) a_{\frac{m_a}{M}}^+ \vec{\Phi}_{+\Delta} b_{\frac{m_b}{M}}^+ \vec{\Phi}_{-\Delta} |0\rangle, \quad (18)$$

где a_p^+ и b_p^+ - операторы рождения частицы a и b соответственно.

Основной вклад в амплитуду перехода опять дает нулевая компонента матричного элемента тока

$$\begin{aligned} A_{ab} \langle n', \ell', m', \vec{q} | j^0(0) | \vec{0}; n, \ell, m \rangle_{A_{ab}} = \\ = 2M \left[f_{n'\ell'm'; nem} \left(\frac{m_b}{M} \vec{q} \right) - (-1)^{\ell+\ell'} f_{n'\ell'm'; nem} \left(\frac{m_a}{M} \vec{q} \right) \right], \end{aligned} \quad (19)$$

здесь первое слагаемое в правой части отвечает току перехода частицы a , второе - частицы b

Для сечения электрического перехода между состояниями $n\ell m$ и $n'\ell'm'$ получим выражение

$$\sigma_{n'\ell'm'; nem}^{A_{ab}} = 4\pi\alpha^2.$$

$$\int_0^\infty dq_1^2 \left\{ \frac{F_2(q_1^2)}{q_1^2} \left[f_{n'\ell'm'; nem} \left(\frac{m_b}{M} |\vec{q}|, \theta_q, 0 \right) - (-1)^{\ell+\ell'} f_{n'\ell'm'; nem} \left(\frac{m_a}{M} |\vec{q}|, \theta_q, 0 \right) \right] \right\}^2, \quad (20)$$

которое при $a = b$ совпадает с (17a).

Процесс развала (5) происходит также в основном за счет электрического перехода, при котором существенны лишь амплитуды без переворота спина составляющих a и b . Пренебрегая

взаимодействием в конечном состоянии системы (a, b) для матричного элемента электромагнитного тока перехода между основным состоянием и состоянием непрерывного спектра получим

$$\langle P_1, P_2 | j_0 | \vec{0}; 1, 0, 0 \rangle = 2^{3/2} M \sqrt{\mu} [\Psi_{100}(-\vec{P}_2) - \Psi_{100}(\vec{P}_1)] \quad (21)$$

Отсюда, учитывая, что $\vec{P}_1 + \vec{P}_2 = \vec{q}$, для сечения развала с учетом (16), (10) и (8a) получим

$$\sigma_{100 \rightarrow a, b}^{A_{ab}} = 8\pi \alpha^2 \int_0^\infty dq_1^2 \left[\frac{F_2(q_1^2)}{q_1^2} \right]^2 [1 - f_{100, 100}(\vec{q})] \quad (22)$$

Отметим, что во всех формулах для сечений процессов (4) и (5) мы заменили верхний предел интегрирования по q_1^2 на ∞ . Ошибка, возникающая при этом, пренебрежимо мала из-за быстрого спада подынтегральных выражений.

3. Численные значения сечений и обсуждение

В таблицах 1, 2 и 3 приведены численные значения сечений возбуждения и развала из основного состояния для релятивистского ортопозитрония с $J_2 = 1$ и релятивистского атома $A\mu e$ полученные по формулам п. 2. Рассматривались атомы мишени с $Z = (13, 47, 74, 82)$ и разрешенные переходы в состояния с $n \leq 3$.

Таблица I

Сечение возбуждения релятивистского ортопозитрония
 в поле атома $A_z : \sigma_{100;11}^{Ps} \rightarrow n\ell m; \delta, \delta_z$ в см^2

$n\ell m; \delta, \delta_z$ / Z	13	47	74	82
210; 11	$2,2 \cdot 10^{-24}$	$3,4 \cdot 10^{-24}$	$5,0 \cdot 10^{-24}$	$5,4 \cdot 10^{-24}$
211; 11	$7,7 \cdot 10^{-20}$	$3,2 \cdot 10^{-19}$	$5,0 \cdot 10^{-19}$	$5,5 \cdot 10^{-19}$
310; 11	$6,5 \cdot 10^{-25}$	$1,0 \cdot 10^{-24}$	$1,5 \cdot 10^{-24}$	$1,7 \cdot 10^{-24}$
311; 11	$2,0 \cdot 10^{-20}$	$8,4 \cdot 10^{-20}$	$1,3 \cdot 10^{-19}$	$1,5 \cdot 10^{-19}$
210; 10	$9,0 \cdot 10^{-30}$	$4,6 \cdot 10^{-29}$	$8,0 \cdot 10^{-29}$	$9,0 \cdot 10^{-29}$
211; 10	$3,6 \cdot 10^{-25}$	$1,8 \cdot 10^{-24}$	$3,1 \cdot 10^{-24}$	$3,5 \cdot 10^{-24}$
310; 10	$3,0 \cdot 10^{-30}$	$1,6 \cdot 10^{-29}$	$2,8 \cdot 10^{-29}$	$3,2 \cdot 10^{-29}$
311; 10	$1,1 \cdot 10^{-25}$	$5,5 \cdot 10^{-25}$	$9,4 \cdot 10^{-25}$	$1,1 \cdot 10^{-24}$
100; 00	$6,0 \cdot 10^{-24}$	$3,2 \cdot 10^{-23}$	$5,5 \cdot 10^{-23}$	$6,2 \cdot 10^{-23}$
200; 00	$4,6 \cdot 10^{-25}$	$2,7 \cdot 10^{-24}$	$4,9 \cdot 10^{-24}$	$5,5 \cdot 10^{-24}$
300; 00	$1,3 \cdot 10^{-25}$	$7,5 \cdot 10^{-24}$	$1,4 \cdot 10^{-24}$	$1,6 \cdot 10^{-24}$
320; 00	$4,8 \cdot 10^{-27}$	$2,4 \cdot 10^{-26}$	$4,0 \cdot 10^{-26}$	$4,5 \cdot 10^{-26}$
321; 00	$4,3 \cdot 10^{-32}$	$2,2 \cdot 10^{-31}$	$3,7 \cdot 10^{-31}$	$4,2 \cdot 10^{-31}$
322; 00	$8,0 \cdot 10^{-28}$	$4,0 \cdot 10^{-27}$	$6,7 \cdot 10^{-27}$	$7,5 \cdot 10^{-27}$

Таблица 2

Сечение возбуждения релятивистского атома $A_{\text{Яe}}$
 в поле атома $A_z : \sigma_{100 \rightarrow n\ell m}^{A_{\text{Яe}}}$ в см^2

$n \ell m \backslash Z$	13	47	74	82
100	$2,5 \cdot 10^{-19}$	$1,6 \cdot 10^{-18}$	$2,4 \cdot 10^{-18}$	$4,0 \cdot 10^{-18}$
200	$1,2 \cdot 10^{-20}$	$6,1 \cdot 10^{-20}$	$1,0 \cdot 10^{-19}$	$1,2 \cdot 10^{-19}$
210	$1,1 \cdot 10^{-24}$	$3,4 \cdot 10^{-24}$	$4,9 \cdot 10^{-24}$	$5,4 \cdot 10^{-24}$
211	$2,0 \cdot 10^{-20}$	$7,9 \cdot 10^{-20}$	$1,2 \cdot 10^{-19}$	$1,4 \cdot 10^{-19}$
300	$3,0 \cdot 10^{-21}$	$1,6 \cdot 10^{-20}$	$2,7 \cdot 10^{-20}$	$3,0 \cdot 10^{-20}$
310	$3,1 \cdot 10^{-25}$	$1,0 \cdot 10^{-24}$	$1,5 \cdot 10^{-24}$	$1,7 \cdot 10^{-24}$
311	$5,0 \cdot 10^{-21}$	$2,1 \cdot 10^{-20}$	$3,4 \cdot 10^{-20}$	$3,8 \cdot 10^{-20}$
320	$2,3 \cdot 10^{-22}$	$1,0 \cdot 10^{-21}$	$1,6 \cdot 10^{-21}$	$1,8 \cdot 10^{-21}$
321	$3,8 \cdot 10^{-27}$	$1,4 \cdot 10^{-26}$	$2,1 \cdot 10^{-26}$	$2,3 \cdot 10^{-26}$
322	$3,9 \cdot 10^{-23}$	$1,7 \cdot 10^{-22}$	$2,5 \cdot 10^{-22}$	$2,9 \cdot 10^{-22}$

Таблица 3

Сечения развала релятивистского позитрония
 и $A_{\text{Яe}}$ в основном состоянии в поле атома A_z

Z	13	47	74	82
$\sigma_{\text{д}}^{\text{Ps}}$	$1,5 \cdot 10^{-18}$	$9,4 \cdot 10^{-18}$	$1,8 \cdot 10^{-17}$	$2,1 \cdot 10^{-17}$
$\sigma_{\text{д}}^{A_{\text{Яe}}}$	$1,0 \cdot 10^{-18}$	$7,2 \cdot 10^{-18}$	$1,4 \cdot 10^{-17}$	$1,7 \cdot 10^{-17}$

В работах [8,9] вычислено сечение образования $A_{\text{ге}}$ в C^+ соударениях. Наиболее эффективный способ наблюдения таких процессов - использование многократного прохождения пучка кольцевого ускорителя через тонкую (~ 1 мкм) внутреннюю мишень [7].

Оценим ожидаемый выход $A_{\text{ге}}$ для мишени толщины L , считая что сечение образования $A_{\text{ге}}$ на ядрах мишени A $\sigma_z \approx Z \cdot \sigma_p \approx Z \cdot 10^{-39} \text{ см}^2$. Число вышедших из мишени в единицу времени атомов $A_{\text{ге}}$ равно

$$N = I_0 \frac{\sigma_z}{\sigma_0} \left[1 - \exp\left(-\frac{L \sigma_0 \rho N_A}{A}\right) \right], \quad (23)$$

где I_0 - интенсивность электронного пучка, ρ - плотность материала мишени, A - массовое число атомов мишени, N_A - число Авогадро.

Для вольфрамовой мишени получим $N \approx 5 \cdot 10^{-21} I_0$, что при $I_0 = 10^{13} \text{ с}^{-1}$ составляет порядка одного атома $A_{\text{ге}}$ в год. Именно в силу такого ничтожного выхода $A_{\text{ге}}$ в электрон-ядерных столкновениях в работе [8] сделан вывод о невозможности использования рассмотренного механизма генерации экзотических атомов при современных интенсивностях пучков электронов

Рассмотрим теперь пучок атомов A_{ab} в состоянии i . Доля атомов, перешедших из состояния i в состояние f после прохождения расстояния L в веществе, равна

$$\delta_{f,i}(L) = \frac{\sigma_{f,i}}{\sigma_{inel}^i} \left[1 - \exp\left(-\frac{L \sigma_{inel}^i \rho N_A}{A}\right) \right] \quad (24)$$

где σ_{inel}^i - сечение неупругого взаимодействия атома A_{ab} в состоянии i с атомами A_2 вещества.

Для грубой оценки доли парапозитрониев в основном состоянии в пучке ортопозитрониев в основном состоянии с $S_2 = 1$ примем $\sigma_{inel}^{100} \approx \sigma_0^{P_2}$. Для вольфрамовой мишени, используя (24), получим

$$\sigma_{100,00;100,11}(L') < 1,5 \cdot 10^{-6}, \quad (25)$$

где $L' = \frac{A \ln 2}{\sigma_0^{P_2} \rho N_A} \approx 1,7 \cdot 10^{-6}$ см - расстояние, при прохождении которого первичный пучок ослабевает в два раза из-за развала на атомах мишени.

Полученная оценка показывает, что орто-пара переходами в веществе можно пренебречь при исследовании осцилляций интенсивности пучка позитрониев.

Автор благодарит Л.Л.Неменова за постановку задачи, Р.Н.Фаустова, С.Г.Матиняна, Г.В.Григоряна и Н.Л.Тер-Исаакяна, Р.Л.Мкртчяна за обсуждения, а также К.З.Ацагорцян, А.П.Гаряку и Г.Н.Хачатряна за помощь при расчетах на ЭВМ.

ПРИЛОЖЕНИЕ. Формфакторы переходов водородоподобной системы

Перейдем в (16) к координатному пространству

$$f_{n'e'm';n'em}(|\vec{q}|, \theta_q, \varphi_q) = \int d^3\vec{r} \psi_{n'e'm'}^*(\vec{r}) e^{i\vec{q}\vec{r}} \psi_{n'em}(\vec{r}), \quad (26)$$

где $\psi_{n'em}(\vec{r})$ - волновые функции дискретного спектра в кулоновском поле.

Воспользовавшись разложением плоской волны по волновым функциям свободного движения с определенными моментами (см. (4.3) в [13]) и проинтегрировав по телесному углу радиус-вектора \vec{z} (см. (107, 14) в [13]) получим *)

$$\int_{n\ell e'm', m\ell m} (|\vec{q}|, \Theta_q, \Psi_q) = \sum_{\ell''=|\ell-\ell'|}^{\ell+\ell'} (-1)^{\ell''+m'} i^{\ell-\ell'} \sqrt{4\pi(2\ell+1)(2\ell'+1)(2\ell''+1)} \cdot$$

$$\cdot Y_{\ell'', m'-m}^*(\Theta_q, \Psi_q) \begin{pmatrix} \ell, \ell', \ell \\ 0, 0, 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \ell'', \ell', \ell \\ m'-m, -m', m \end{pmatrix} \int_0^\infty d\tau \tau^2 j_\ell(q\tau) R_{\ell e'}^*(\tau) R_{n\ell}(\tau) \quad (27)$$

При $n=1$ в сумме (27) остается один член с $\ell'' = \ell'$:

$$\int_{n\ell m, 100} (|\vec{q}|, \Theta_q, \Psi_q) = i^\ell \sqrt{4\pi} Y_{\ell m}^*(\Theta_q, \Psi_q) I_{n\ell}(q), \quad (28)$$

где
$$I_{n\ell}(q) = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{1}{q(2\ell+1)!} \sqrt{\frac{(n+\ell)!}{(n-\ell-1)!}}$$

$$\int_0^\infty e^{-\frac{n+1}{2}z} z^{\ell+1} F(-n+\ell+1, 2\ell+2; z) {}_2F_1\left(\ell+\frac{1}{2}, \frac{nqz}{2}; \sqrt{\frac{nqz}{2}}\right) dz \quad (29)$$

Далее используем представление вырожденной гипергеометрической функции в виде контурного интеграла (см. (d. 9) в [13]), при этом поскольку у нас α и γ являются целыми положительными числами, то контур интегрирования можно выбрать как на рис. 2

*) Далее везде используются обозначения книги [13], в частности $q = \frac{|\vec{q}|}{\alpha\mu}$

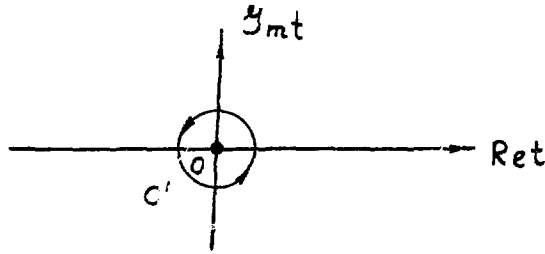


Рис.2 Контур интегрирования в комплексной плоскости t .

Для $I_{ne}(q)$ теперь имеем

$$I_{ne}(q) = \frac{i}{2\sqrt{2\pi}} q \sqrt{\frac{(n-l-1)!}{(n+l)!}} \quad (30)$$

$$\oint_{c'} dt \frac{(t-1)^{n+l}}{t^{n-l}} \int_0^{\infty} e^{-[\frac{n+l}{2}-t]z} z^{l+1} y_{l+\frac{1}{2}}\left(\frac{nqz}{2}\right) \sqrt{\frac{nqz}{2}} dz$$

После интегрирования по z (см. (6.623,2) в [14]) для $I_{ne}(q)$ получаем интеграл

$$I_{ne}(q) = \frac{i(nq)^{l+1} (l+1)!}{2\pi q} \sqrt{\frac{(n-l-1)!}{(n+l)!}} \oint_{c'} dt \frac{(t-1)^{n+l} (\frac{n+l}{2} - t)}{t^{n-l} [(\frac{n+l}{2} - t)^2 + (\frac{nq}{2})^2]^{l+2}}, \quad (31)$$

который легко берется по формуле Коши.

Уконтчательно для формфакторов переходов из основного состояния имеем

$$f_{nem,100}(\theta_q, \varphi_q) = \frac{i^l (l+1)! n^{l+1} q^l}{\sqrt{(n+l)! (n-l-1)!}} \sqrt{4\pi} Y_{lm}^*(\theta_q, \varphi_q)$$

$$\left\{ \frac{d^{n-l-1}}{dx^{n-l-1}} \frac{(x-1)^{n+l} (x - \frac{n+l}{2})}{[(x - \frac{n+l}{2})^2 + (\frac{nq}{2})^2]^{l+2}} \right\}_{x=0} \quad (32)$$

ЛИТЕРАТУРА

1. R.Coombes et al. Phys.Rev.Lett., 37, 249, 1974
2. Л.Л.Неменов. ЯФ, 24, 319, 1976.
3. Л.Л.Неменов, ЯФ, 15, 1047, 1972; 16, 125, 1972.
4. I.L.Uretsky, T.R.Palfrey, Phys.Rev. 121, 1798, 1961.
5. С.М.Биленький и др. ЯФ, 10, 812, 1969.
6. Г.В.Меледин, В.Г.Сербо, А.К.Сливков. Письма ЖЭТФ, 13, 98, 1971.
7. А.А.Ахундов, Д.Ю.Бардин, Л.Л.Неменов. ЯФ, 27, 1542, 1978г.
8. Ar.M.Kotzinian, A.V.Tarasov . Препринт ЕФИ-380(38)-79.
9. Ар.М.Коцинян. Препринт ЕФИ-374(32)-79.
10. Л.С.Дульян, Ар.М.Коцинян, Р.Н.Фаустов. ЯФ, 25, 814, 1977,
11. Л.С.Дульян, Р.Н.Фаустов. ТМФ 22, 314, 1975.
12. Yung-Su Tsai-Rev.Mod.Phys. 46, 815, 1974
13. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Квантовая механика. "Наука", М., 1974.
14. И.С.Градштейн, И.М.Рыжик. Таблица интегралов, сумм, рядов и произведений. "Наука", М., 1971.

Рукопись поступила 28-го января 1980 г.

Редактор Л.П.Мукаян

Тех.редактор А.С.Абрамян

Заказ 461

ВФ 05066

Тираж 299

Препринт ЕФИ

Формат издания 60x84/16

Подписано к печати 7.03.80г

1,5 уч, изд. л. Ц. 10 к.

Издано Отделом научно-технической информации
Ереванского физического института, Ереван-36, пер.Маркаряна 2



индекс 3624