

СПОНТАННОЕ РОЖДЕНИЕ ПОЗИТРОНОВ КУЛОНОВСКИМ ПОЛЕМ ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР

В. С. Попов

Спонтанное рождение позитронов в кулоновском поле с $Z > Z_c$ (где $Z_c \approx 170$ - критический заряд ядра [1 - 3]) представляет интерес как пример образования e^+e^- пар за счет необычного статического механизма [4 - 9]. По-видимому, наиболее реально искать это явление при столкновении тяжелых ядер с $Z_1 + Z_2 > Z_c$, например ядер урана или калифорния. При этом не обязательно, чтобы оба сталкивающихся ядра были "голыми" (т. е. лишенными электронных оболочек). При падении пучка голых ядер Z_1 на обычную тяжелую мишень Z_2 в К-оболочке объединенного атома образуются вакантные места, если $Z_1 \geq Z_2$. Сечение σ -рождения e^+ имеет в этом случае почти такую же величину, как и для голых ядер [8, 9].

Подробное обсуждение этого процесса, а также оценка фоновых эффектов проведена в работе [9]. При этом, однако, сечение σ вычислялось по пороговой формуле, справедливой только для $E \rightarrow E_+$ (т. е. там, где само сечение экспоненциально мало). Ввиду резкой зависимости σ от энергии E сталкивающихся ядер, экстраполяция этой фор-

мулы на область $E \gtrsim 1,5 E_+$, незаконна¹⁾. Вместе с тем, вычисление сечения σ во всей области энергий и энергетического спектра образующихся позитронов требуется для опыта по спонтанному рождению e^+ в ядерных столкновениях, постановка которого предполагается в ближайшем будущем. Результаты такого расчета излагаются ниже.

Так как скорость движения ядер много меньше скорости электрона на K -орбите (при $Z\alpha \sim 1$), то процесс рождения e^+ можно рассматривать в адиабатическом приближении. При этом сечение σ выражается через мнимую часть γ -энергии квазистационарного уровня, ушедшего при $R < R_c$ в нижний континуум ($\epsilon = \epsilon_0 + i\gamma/2$, $\epsilon_0 < -1$). Точное вычисление ϵ_0 и γ , как функций межъядерного расстояния R , требует решения уравнения Дирака для задачи двух центров и представляет значительные математические трудности. Мы воспользовались тем, что в области $Z \sim 90 - 100$ выполняется условие "малой надкритичности":

$$\delta = (Z_1 + Z_2 - Z_c) / Z_c \ll 1 \quad (1)$$

(для простоты полагаем $Z_1 = Z_2 = Z$). Благодаря этому решение релятивистской задачи двух центров можно найти в аналитическом виде, используя метод сшивания асимптотик [10]. Энергия ϵ основного уровня квазимолекулы $1s\sigma$ определяется асимптотическим уравнением:

$$\ln \frac{R_c}{R} = \psi \left(-\frac{\epsilon}{\lambda} \right) + \ln \lambda + \frac{1 + \epsilon}{1 + \epsilon + \lambda}, \quad (2)$$

справедливым при условии $R_c \ll \hbar / m_e c = 1$. Здесь $\lambda = (1 - \epsilon^2)^{1/2}$, $\psi(z) = \Gamma'(z) / \Gamma(z)$, R_c — критическое расстояние между ядрами, при котором $\epsilon(1s\sigma) = -1$. Отметим, что заряд Z входит сюда только через R_c , т. е. движение уровня обладает своего рода автомодельностью:

$$\epsilon = \epsilon(R / R_c) \dots \quad (3)$$

Это есть следствие приближения (1), при выполнении которого R_c и R малы по сравнению со средним радиусом K -орбиты для $Z\alpha \sim 1$.

При $R < R_c$ в (2) полагаем $\lambda = -ik$, в результате чего у ϵ появляется мнимая часть, причем всегда²⁾ $\gamma \ll |\epsilon_0|$. С учетом этого урав-

¹⁾ Здесь $\hbar = c = m_e = 1$, E — кинетическая энергия падающего ядра, E_+ — порог спонтанного рождения позитронов. Остальные обозначения те же, что и в [9].

При $E = E_+$ ядра сближаются в лобовом столкновении на критическое расстояние $R = R_c$, при котором основной уровень электронного спектра квазимолекулы (Z_1, Z_2, e) опускается до границы нижнего континуума.

²⁾ При $\epsilon_0 \rightarrow -1$ ширина уровня γ экспоненциально мала из-за кулоновского барьера для медленных позитронов. Если же уровень углубляется в нижний континуум на величину $\sim m_e c^2$, то $\gamma \sim m_e c^2 \exp(-4\pi Z\alpha) \approx 100$ эв. Причину малости γ по сравнению с $m_e c^2$ можно понять с помощью развитого в [4, 5] метода эффективного потенциала.

нение (2) можно преобразовать к виду:

$$\ln \frac{R_c}{R} = \operatorname{Re} \psi(iy) + \frac{1}{2} [1 - \sqrt{1 - y^{-2}} - \ln(y^2 - 1)] \quad (4)$$

$$y = \frac{2\pi k^3}{(e^{2\pi y} - 1) [\operatorname{Im} \psi'(iy) + k^2 y + k/2y^2]} \quad (5)$$

где $k = \sqrt{\epsilon_0^2 - 1}$, $y = \sqrt{1 + k^2}/k$. Уравнение (4) определяет, при заданном R , энергию резонанса $\epsilon_0 = -y/\sqrt{y^2 - 1}$ и импульс k вылетающих позитронов, после чего формула (5) определяет $y = y(R)$. Соответствующие кривые приведены на рис. 1 и 2.

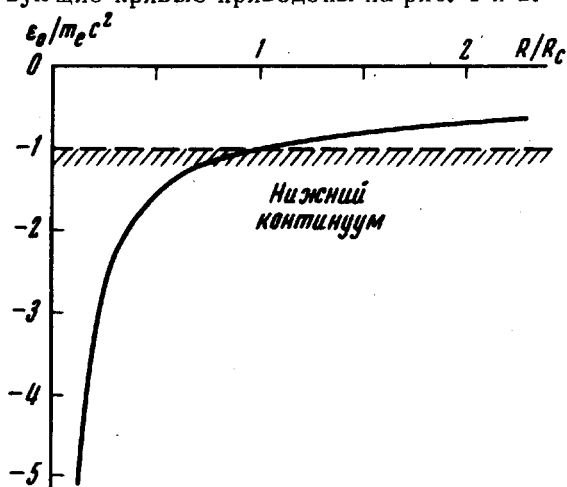


Рис. 1. Энергия $\epsilon_0 = \operatorname{Re} \epsilon$ основного уровня $1s \sigma$ в задаче двух центров

Отметим, что кривая для $\epsilon_0(R)$ не имеет излома в критической точке $R = R_c$, а особенность функции $\epsilon = \epsilon(R)$ связана с появлением мнимой части, экспоненциально зануляющейся при $R \rightarrow R_c$.

Как показано в [9], при условии (1) сечение факторизуется:

$$\sigma(E, Z) = \sigma_0(Z) f(\eta), \quad \eta = E/E_1 \quad (6)$$

Множитель $f(\eta)$, определяющий энергетическую зависимость сечения образования e^+ , был вычислен нами путем подстановки выражений (4), (5) в формулу (2.19) работы [9] и численного интегрирования (см. рис. 3). На пороге $(\eta - 1) \ll 1$ имеем:

$$f(\eta) = C(\eta - 1)^{9/4} \exp\{-b(\eta - 1)^{-1/2}\} \quad (7)$$

где C и b — некоторые константы. Из рис. 3 видно, что использование пороговой асимптотики (7) завышает сечение и при $\eta > 1,5$ может привести к заметным ошибкам. При $\eta > 2$ зависимость σ от E перестает быть резкой, а функция $f(\eta)$ принимает значения, близкие к 10^{-3} . Дальнейшее возрастание кинетической энергии E не приводит к существенному росту $f(\eta)$ и сечения σ , в то время как фоновые эффекты возрастают [9]. Отсюда следует, что область $E \approx 2E_1$ является оптимальной для проведения эксперимента.

Приведем характерные числа. При $Z = 95$ имеем: $\sigma_0 \approx \pi R_c^2 \sim 10^{-22} \text{ см}^2$, $\sigma \sim 10^{-25} \text{ см}^2$ при $E > 2E_t = 1 \text{ Гэв}$. Относительная скорость движения ядер равна при этом $v = 0,06 \eta^{1/2} \approx 0,1$; этот параметр определяет точность адиабатики.

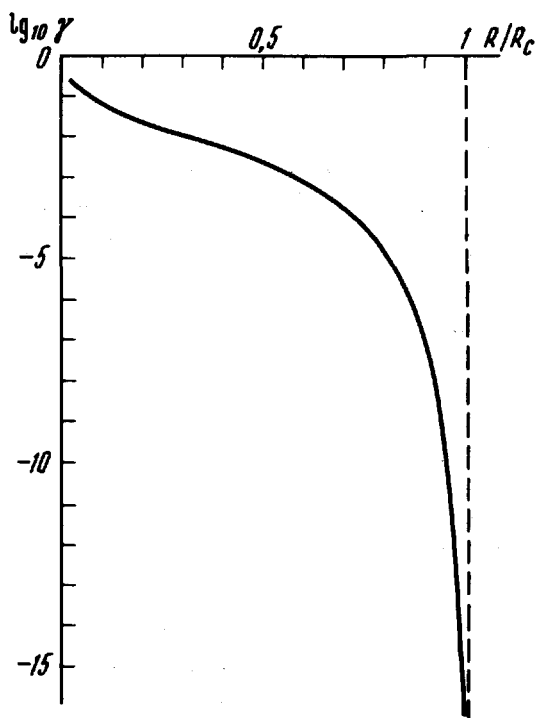


Рис. 2. Ширина квазистационарного уровня γ как функция расстояния R между ядрами (γ измеряется в единицах $m_e c^2$). При $R > R_c$ ширина $\gamma \equiv 0$.

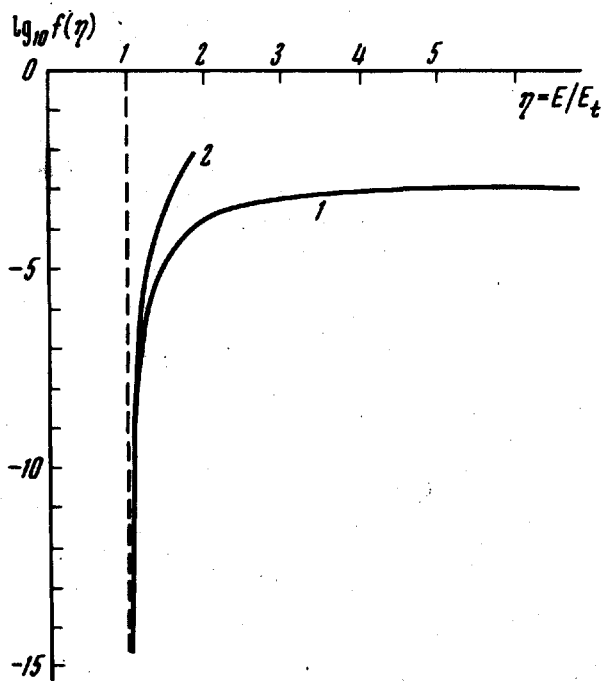


Рис. 3. Зависимость сечения спонтанного рождения позитронов от энергии ядра E . Кривая 1 — результат численного счета, кривая 2 — пороговая асимптотика (7)

Аналитическое решение (2) – (5) задачи двух центров позволяет рассчитать не только полное сечение σ , но и дифференциальное сечение $d\sigma/d\Omega$ образования e^+ при фиксированном угле рассеяния θ , а также энергетический спектр образующихся позитронов. Не имея возможности входить в детали, опишем эти результаты качественно. При $E \rightarrow E_t$ позитроны можно наблюдать лишь при рассеянии назад; однако с ростом E область подходящих углов θ быстро расширяется, и при $\eta > 2$ максимум $d\sigma/d\Omega$ начинает смещаться в сторону углов, меньших 180° . Регистрация рассеянных ядер, по-видимому желательна с экспериментальной точки зрения, так как измерение угла θ фиксирует все величины, определяющие траекторию ядер, и снижает фон. Что касается энергетического спектра позитронов, то при $E \rightarrow E_t$ он имеет вид узкого пика вблизи максимальной энергии $T = T_m$. С ростом E ширина спектра быстро растет и средняя энергия \bar{T} становится заметно меньше T_m . Численный расчет по формуле (4) показывает, что зависимость T_m от E близка к линейной: $T_m \approx 0,56(\eta - 1)m_e c^2$.

Рождение пар из вакуума в сильном электрическом поле представляет собой характерное предсказание квантовой электродинамики, до сих пор не проверенное на опыте. Помимо эффекта, рассмотренного выше, сюда относится рождение пар квазиоднородным полем $E(t)$, переменным во времени. Теории этого процесса посвящено в последние годы много работ (см., например [11]) и указанные там дальнейшие ссылки). Для рождения одной пары e^+e^- в фокусе лазерного луча требуется мощность $P \gtrsim 10^{19}$ вт, что на несколько порядков превышает современный уровень лазерной техники. Поэтому не исключено, что более доступным для наблюдения окажется спонтанное рождение e^+ в кулоновских столкновениях ядер, сечение которого может достигать величины $\sigma \sim 10^{-25}$ см.

Обнаружение этого эффекта означало бы проверку уравнения Дирака в сильных внешних полях и тех свойств, которые приписываются вакууму в квантовой теории поля (см. подробнее [5]).

Автор выражает искреннюю признательность М.С.Маринову и И.С.Шапиро за обсуждение работы, а также И.М.Гохфельд за помощь в численных расчетах.

Институт теоретической
и экспериментальной физики.
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
21 мая 1973 г.

Литература

- [1] I.Pomeranchuk, Ya. Smorodinsky. Journ. of Phys. USSR 9, 97, 1945.
- [2] W.Pieper, W.Greiner. Zeit. Phys. 218, 327, 1969.
- [3] В.С.Попов. Письма в ЖЭТФ, 11, 254, 1970; ЯФ 12, 429, 1970.
- [4] В.С.Попов. ЖЭТФ, 59, 965, 1970.
- [5] Я.Б.Зельдович, В.С.Попов. УФН 105, 403, 1971.
- [6] B.Müller, H.Peitz, J.Rafelski, W.Greiner. Phys. Rev. Lett., 28, 1235, 1972.

- [7] B.Müller, J.Rafelski, W.Greiner. Zeits. Phys. 257, 62, 183, 1972.
- [8] С.С.Герштейн, В.С.Попов. Препринт ИФВЭ СТФ 72-60, Серпухов, 1972; Lett. Nuovo Cim. 6, 593, 1973.
- [9] В.С.Попов. ЖЭТФ, 65, №1, 1973.
- [10] В.С.Попов. Письма в ЖЭТФ, 16, 355, 1972; ЯФ, 17, 621, 1973.
- [11] В.С.Попов. ЖЭТФ, 61, 1334, 1971; 62, 1248; 63, 1586, 1972.
-