

ПОЗИТРОННЫЕ СВЕРХКРИТИЧЕСКИЕ РЕЗОНАНСЫ И СПОНТАННОЕ РОЖДЕНИЕ ПОЗИТРОНОВ ПРИ МЕДЛЕННЫХ СТОЛКНОВЕНИЯХ ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР

© 2024 г. Д. А. Тельнов^{1)*}, Н. К. Дулаев^{1),2)}, Ю. С. Кожедуб¹⁾, И. А. Мальцев¹⁾, Р. В. Попов^{1),2)},
И. И. Тупицын¹⁾, В. М. Шабаетв^{1),2),**}

Поступила в редакцию 22.11.2023 г.; после доработки 22.11.2023 г.; принята к публикации 22.11.2023 г.

Представлено теоретическое и численное исследование позитронных сверхкритических резонансов в системах, состоящих из двух голых ядер с большими зарядами. Положения и ширины резонансов в зависимости от межъядерного расстояния рассчитаны с помощью комплексного обобщенного псевдоспектрального метода в модифицированных вытянутых сфероидальных координатах. Полученные результаты применены для оценки вероятности спонтанного рождения позитронов в медленных столкновениях $U^{92+}-U^{92+}$ и $Cm^{96+}-Cm^{96+}$.

DOI: 10.31857/S0044002724030146, EDN: IVYXWG

1. ВВЕДЕНИЕ

Стандартная квантово-электродинамическая теория (КЭД) предсказывает, что спонтанное рождение электрон-позитронной пары в постоянном электрическом поле может наблюдаться при условии, что напряженность поля становится сравнимой с некоторым критическим значением или превышает его [1]. Однако до настоящего времени спонтанное образование пар в экспериментах не обнаружено из-за чрезвычайно высокого значения критической напряженности поля. Для однородного электрического поля она равна 1.3×10^{18} В/м. В случае кулоновского поля сверхкритический режим может быть достигнут в низкоэнергетических столкновениях двух голых ядер с общим зарядовым числом больше 173. При таком столкновении первоначально нейтральный вакуум должен распасться на заряженный вакуум и два позитрона (см. работы [2–7] и ссылки в них). Это явление было предсказано более 50 лет назад, но до сих пор не наблюдалось в экспериментах. Главным препятствием для экспериментального наблюдения этого явления является слишком малое время существования сверхкритического режима. В результате спонтанное рождение пар сильно маскируется динамическим (или индуцированным) рождением пар, обусловленным зависимостью поля от времени. Это стало основной причиной, по которой франкфуртская группа, работавшая над этой темой более 20 лет, пришла к выводу, что распад вакуума можно наблюдать только при столкновениях со слипанием ядер, когда

они связываются в течение некоторого периода времени за счет ядерных сил [8]. На сегодняшний день у нас нет доказательств слипания ядер при столкновениях столь тяжелых ионов, поэтому этот сценарий не выглядит перспективным. Однако в недавних работах петербургской группы [9–12] было обнаружено, что распад вакуума можно наблюдать посредством измерений вероятностей образования пар и соответствующих позитронных спектров с разрешением по параметру удара. В этих работах было показано, что четкие признаки перехода от докритического к сверхкритическому режиму возникают как в вероятностях рождения пар, так и в спектрах позитронов, если рассматривать столкновения вдоль траекторий, соответствующих заданному минимальному межъядерному расстоянию.

Расчеты франкфуртской и петербургской групп показали, что вклады динамического и спонтанного каналов образования пар складываются когерентно, и, как правило, полная вероятность рождения пар для данной траектории не проявляет каких-либо пороговых эффектов при пересечении границы между докритическим и сверхкритическим режимами. По этой причине мы не можем формально разделить эти каналы в полной вероятности образования пар при рассмотрении столкновений при заданных параметрах и энергиях удара. Однако для оценки спонтанного вклада в полную вероятность можно проинтегрировать ширину резонанса по времени сверхкритического режима при движении ядер по своим траекториям [13, 14]. В настоящей статье мы проводим этот расчет для лобовых столкновений в системах $U^{92+}-U^{92+}$ и $Cm^{96+}-Cm^{96+}$ при энергиях, соответствующих кратчайшему межъядерному расстоянию $R_{\min} = 17.5$ фм. Это расстояние было выбрано как ми-

¹⁾ Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия.

²⁾ НИЦ “Курчатовский институт” — ПИЯФ, Гатчина, Россия.

* E-mail: d.telnov@spbu.ru

** E-mail: v.shabaev@spbu.ru

нимальное в сценариях экспериментального наблюдения перехода к сверхкритическому режиму в работах [11, 12]. Таким образом, настоящая работа должна позволить лучше понять, почему возможно экспериментально наблюдать переход к сверхкритическому режиму в рамках ранее предложенных сценариев [9–12].

Статья организована следующим образом. Разд. 2 содержит краткое описание теоретического подхода, в разд. 3 мы описываем наш численный метод, в разд. 4 мы представляем и обсуждаем наши результаты, а разд. 5 содержит заключительные замечания. Если не указано иное, в статье используются атомные единицы.

2. ТЕОРИЯ

2.1. Стационарное уравнение Дирака

Чтобы упростить вычисления, мы будем использовать картину дырок Дирака, основанную на уравнении Дирака для позитронов [6, 15]. Спектр однопозитронного уравнения Дирака получается инверсией соответствующего спектра для электрона относительно точки $E = 0$. При этом наблюдаемыми являются только состояния позитрона, происходящие из верхнего континуума, $E \geq c^2$. Состояния же, происходящие из нижнего континуума, которые включают и состояния дискретного спектра, отщепившиеся от нижнего континуума при включении поля ядра, образуют позитронный вакуум¹ [6]. Рождению позитрона соответствует переход из таких состояний в верхний континуум. При этом создается дырка в нижнем континууме или в дискретном состоянии, которая интерпретируется как электрон в континууме или связанном состоянии соответственно. Таким образом, рождение электрон-позитронной пары может быть вызвано поглощением энергии из внешнего поля или может произойти спонтанно, если параметры ядерной системы, такие как межъядерное расстояние, позволяют энергии некоторого вакуумного позитронного состояния попасть в область верхнего континуума.

В нашем случае по мере уменьшения расстояния между двумя ядрами состояния дискретного спектра в щели между нижним и верхним континуумами смещаются в сторону начала верхнего континуума. Если суммарный заряд системы $2Z_n$ превышает 173, то, по крайней мере, самые верхние такие состояния $1s\sigma_g$ в конце концов пересекают границу верхнего континуума, становясь сверхкритическими резонансами. В полном соответствии с более привычным подходом, основанном на уравнении Дирака для электро-

на, равно как и строгим КЭД подходом [1], ширины этих резонансов определяют вероятность спонтанного рождения электрон-позитронной пары. Положения и ширины позитронных сверхкритических резонансов можно получить путем решения стационарного уравнения Дирака для однопозитронной системы с двумя одинаковыми ядрами в системе центра масс:

$$H\Psi(\mathbf{r}) = E\Psi(\mathbf{r}), \quad (1)$$

где $\Psi(\mathbf{r})$ — четырехкомпонентная волновая функция позитрона, а гамильтониан H имеет вид

$$H = c(\boldsymbol{\alpha} \cdot \mathbf{p}) + c^2\beta + U. \quad (2)$$

В уравнении (2) c — скорость света (равная обратной постоянной тонкой структуры в атомной системе единиц), $\mathbf{p}$ — оператор импульса, а $\boldsymbol{\alpha}$ и β — матрицы Дирака:

$$\boldsymbol{\alpha} = \begin{pmatrix} 0_2 & \boldsymbol{\sigma} \\ \boldsymbol{\sigma} & 0_2 \end{pmatrix}, \quad \beta = \begin{pmatrix} 1_2 & 0_2 \\ 0_2 & -1_2 \end{pmatrix}. \quad (3)$$

В уравнении (3) 0_2 и 1_2 есть нулевая и единичная матрицы размерности 2×2 :

$$0_2 = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad 1_2 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (4)$$

а $\boldsymbol{\sigma}$ обозначает вектор, состоящий из матриц Паули в качестве компонент:

$$\sigma_x = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_y = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}. \quad (5)$$

Взаимодействие с ядрами U можно описать следующим образом:

$$U = U_n(|\mathbf{r} + a\mathbf{e}_z|) + U_n(|\mathbf{r} - a\mathbf{e}_z|), \quad (6)$$

где U_n — потенциал, зависящий от распределения заряда ядра, $\mathbf{e}_z$ — единичный вектор вдоль оси z , на которой находятся ядра.

При решении уравнения (1) нас интересуют комплексные собственные значения энергии позитронных резонансов:

$$E = E_r - i\frac{\Gamma}{2}, \quad (7)$$

где E_r — положение резонанса на шкале энергии, а Γ — его ширина, положительное число, имеющее смысл вероятности рождения позитрона в единицу времени. Теоретически такие собственные значения можно найти, накладывая граничные условия в виде расходящейся волны на собственную функцию при стремящемся к бесконечности значении радиальной координаты. Оказывается, однако, что абсолютная величина резонансной волновой функции неограниченно возрастает при $r \rightarrow \infty$, что делает численную реализацию задачи на собственные значения не такой

¹Здесь следует подчеркнуть, что мы говорим именно о математическом спектре дираковского гамильтониана, а не о состояниях реального позитрона, который, конечно же, никаких связанных состояний в поле отталкивания не образует, и не о разрешенных областях движения частицы, которые обычно изображаются в квазиклассическом подходе (см., например, [16, 17]).

тривиальной, поскольку стандартные процедуры подразумевают нулевые граничные условия для волновой функции на бесконечности. Существуют различные способы преодоления этой трудности, включая использование комплексных поглощающих потенциалов [18] и комплексное масштабирование координат [19]. Мы используем равномерное комплексное масштабирование, при котором вся полуось координаты λ (см. ниже уравнение (10)) поворачивается в комплексной плоскости на угол Θ , лежащий в некотором допустимом интервале. После такого поворота в комплексной плоскости резонансная волновая функция стремится к нулю на бесконечности, так что можно использовать обычные нулевые граничные условия.

2.2. Модель распределения заряда в ядре

Для расчетов сверхкритических позитронных резонансов с помощью комплексного масштабирования ядерный потенциал должен допускать аналитическое продолжение. Воспользуемся гауссовым распределением плотности заряда ядра $\rho_n(r)$:

$$\rho_n(r) = \frac{Z_n}{\pi^{3/2}} \left(\frac{s}{R_n} \right)^3 \exp \left[- \left(\frac{sr}{R_n} \right)^2 \right], \quad (8)$$

где Z_n — полный заряд одного ядра, R_n — среднеквадратичный радиус ядра и s — безразмерный подстраиваемый параметр. В расчетах мы использовали значения $R_n = 5.8571$ фм для изотопа урана ^{238}U и $R_n = 5.8429$ фм для изотопа кюрия ^{244}Cm [20]. В этой модели ядерный потенциал принимает вид

$$U_n(r) = \frac{Z_n}{r} \text{erf} \left(\frac{sr}{R_n} \right), \quad (9)$$

где $\text{erf}(z)$ — функция ошибок. Поскольку функция ошибок голоморфна на всей комплексной плоскости, ее аналитическое продолжение с вещественной оси не вызывает трудностей. Параметр s был подобран так, чтобы воспроизвести низколежащие уровни энергии одноэлектронных двухатомных квазимолекул при межъядерном расстоянии $2/Z_n$, наиболее близкие к тем, которые дает модель Ферми для распределения заряда в ядре [21], которая считается довольно точной и широко используется в расчетах [22–24]. Наилучшее соответствие получается при $s = 1.189$. Энергии основного ($1s_g$) и первого возбужденного ($2p_{1/2}\sigma_u$) состояний квазимолекул U_2^{183+} и Cm_2^{191+} при $R = 2/Z_n$ представлены в табл. 1 для модели Ферми и модели Гаусса с $s = 1.189$. Энергии были рассчитаны с использованием рекомендованного CODATA значения обратной постоянной тонкой структуры 137.035999084 [25].

3. МЕТОД РАСЧЕТА

Задача на собственные значения (1) решается с помощью обобщенного псевдоспектрального (GPS) метода в вытянутых сфероидальных координатах [26].

Таблица 1. Энергии электрона в состояниях $1s_g$ и $2p_{1/2}\sigma_u$ квазимолекул U_2^{183+} и Cm_2^{191+} при межъядерном расстоянии $R = 2/Z_n$ (а.е.); нулевой уровень энергии соответствует началу верхнего электронного континуума

Система	Орбиталь	Модель Ферми	Модель Гаусса
U_2^{183+}	$1s_g$	–9956.962	–9956.948
	$2p_{1/2}\sigma_u$	–7187.069	–7187.046
Cm_2^{191+}	$1s_g$	–10916.92	–10916.93
	$2p_{1/2}\sigma_u$	–8000.568	–8000.576

Вытянутые сфероидальные координаты [27] являются естественным выбором для описания двухатомных квантовых систем. Здесь мы используем слегка модифицированные вытянутые сфероидальные координаты, более удобные для систем с переменным межъядерным расстоянием. А именно, мы делаем сдвиг обычной координаты ξ и масштабируем ее параметром a , который равен половине межъядерного расстояния:

$$\lambda = a(\xi - 1). \quad (10)$$

Предполагается, что центры распределений зарядов ядер сосредоточены в точках $\pm a$ на декартовой оси z , а связь между декартовыми координатами и модифицированными вытянутыми сфероидальными координатами выглядит так:

$$\begin{aligned} x &= \sqrt{[(\lambda + a)^2 - a^2][1 - \eta^2]} \cos \varphi, \\ y &= \sqrt{[(\lambda + a)^2 - a^2][1 - \eta^2]} \sin \varphi, \\ z &= (\lambda + a)\eta. \end{aligned} \quad (11)$$

При любом a координаты λ и η изменяются в пределах $[0, \infty]$ и $[-1, 1]$ соответственно. Угол φ , как обычно, описывает вращение вокруг (межъядерной) оси z и изменяется в пределах $[0, 2\pi]$.

Задача является двумерной, поскольку угол φ можно исключить из-за вращательной симметрии. В методе GPS волновые функции и операторы дискретизируются на наборе точек коллокации, которые являются корнями ортогональных многочленов или их производных. Мы используем полиномы Лежандра и применяем квадратурную схему Радау для координаты λ и квадратурную схему Гаусса для координаты η [28]. Поскольку точки коллокации лежат внутри интервала $[-1, 1]$, необходимо применить функцию отображения для представления координаты λ :

$$\lambda = R_l \frac{(1+x)^2}{1-x} \exp(i\Theta). \quad (12)$$

В уравнении (12) переменная x принимает значения в интервале $[-1, 1]$, а R_l является параметром отображения; этот параметр используется для изменения распределения точек λ -сетки и тем самым повышения точности вычислений. Квадратичная зависимость

λ от $1 + x$ обеспечивает достаточно плотное распределение точек сетки при малых λ ; в частности, может быть хорошо описан ядерный потенциал на очень малых расстояниях в пределах радиуса ядра. Обращаем внимание на комплексный коэффициент масштабирования $\exp(i\Theta)$ в правой части (12). Этот множитель обеспечивает комплексное масштабирование в методе GPS, так что комплексные собственные значения могут быть получены с помощью стандартных компьютерных программ для диагонализации неэрмитовских матриц. Метод GPS с комплексным масштабированием доказал свою надежность при расчетах резонансных состояний в атомных и молекулярных системах [29], при этом вычисленные комплексные собственные значения энергии не зависят от угла комплексного вращения Θ в широком интервале значений этого угла.

Координата η меняется в том же интервале $[-1, 1]$, где лежат точки коллокации квадратуры Гаусса–Лежандра. Может показаться, что для представления этой координаты не требуется никакого дополнительного отображения. Однако, как было отмечено в работе [30], волновые функции, соответствующие нечетным проекциям орбитального углового момента на межъядерную ось, демонстрируют сингулярность с квадратным корнем при $\eta \rightarrow \pm 1$, что может существенно уменьшить точность численного дифференцирования в методе GPS. Чтобы обойти эту проблему, было предложено специальное отображение координат [28], которое можно использовать для любой проекции углового момента без потери точности. Здесь мы также применяем это отображение для координаты η :

$$\eta = \sin\left(\frac{\pi}{2}y\right), \quad (13)$$

где y обозначает точки коллокации квадратуры Гаусса–Лежандра.

Мы провели расчеты позитронных сверхкритических резонансов со следующими численными параметрами: 160 точек сетки для координаты λ , 16 точек сетки для координаты η , параметр отображения $R_l = 1/Z_n$, комплексный угол поворота $\Theta = 0.3$.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

По мере уменьшения межъядерного расстояния дискретные состояния позитронного спектра в щели между нижним и верхним континуумами смещаются вверх. При этом высшие состояния $1s\sigma_g$ со временем входят в область верхнего континуума, если суммарный заряд двух ядер превышает 173. Если суммарный заряд ядер еще больше, то следующие дискретные вакуумные состояния позитрона также могут перейти в верхний континуум. Для рассматриваемых столкновительных систем с кратчайшим межъядерным расстоянием $R_{\min} = 17.5$ фм это происходит для

системы $\text{Cm}^{96+}-\text{Cm}^{96+}$: уровень энергии $1s\sigma_g$ переходит в верхний континуум при межъядерном расстоянии $R \approx 52$ фм, а уровень $2p_{1/2}\sigma_u$ достигает начала верхнего континуума при значении $R \approx 20$ фм. Для системы $\text{U}^{92+}-\text{U}^{92+}$ только уровень энергии $1s\sigma_g$ достигает верхнего континуума при $R \approx 35$ фм, с уровнем $2p_{1/2}\sigma_u$ могло бы произойти то же самое на расстоянии $R \approx 11$ фм, но это расстояние недостижимо для рассматриваемых столкновений, поскольку оно меньше $R_{\min}$.

Как только дискретное вакуумное состояние позитрона переходит в верхний континуум, оно становится нестабильным резонансным состоянием, которое можно характеризовать комплексной энергией (7). Поэтому вакуум может подвергнуться спонтанному распаду с рождением свободного позитрона. Скорость этого процесса определяется величиной Γ , которая равна удвоенному абсолютному значению мнимой части комплексной энергии. Центр распределения позитронов по энергии определяется значением E_r , вещественной части комплексной энергии, а ширина этого распределения равна Γ .

На рис. 1 показана ширина $1s\sigma_g$ позитронного сверхкритического резонанса в зависимости от межъядерного расстояния R для систем $\text{U}^{92+}-\text{U}^{92+}$ и $\text{Cm}^{96+}-\text{Cm}^{96+}$. Для $\text{U}^{92+}-\text{U}^{92+}$ ширина Γ тождественно равна нулю при $R > 35$ фм, а для $\text{Cm}^{96+}-\text{Cm}^{96+}$ она равна нулю при $R > 52$ фм. Как видно из рис. 1, ширина резонанса остается весьма малой, пока уровень резонансной энергии не поднимается высоко в верхний континуум. Поэтому вкладом состояния $2p_{1/2}\sigma_u$ в спонтанное рождение позитронов в $\text{Cm}^{96+}-\text{Cm}^{96+}$ можно пренебречь: это состояние становится сверхкритическим резонансом в небольшом диапазоне межъядерных расстояний $17.5 < R < 20$ фм, не уходит далеко в верхний континуум и его ширина всегда на несколько порядков меньше ширины состояния $1s\sigma_g$. Наши данные для ширины сверхкритического $1s\sigma_g$ -резонанса в системе $\text{U}^{92+}-\text{U}^{92+}$ хорошо согласуются с недавними результатами Мальцева и соавторов [31], которые использовали одноцентровый подход в сферических координатах и модель однородно заряженного шара для распределения заряда ядра, а также с результатами более ранней работы Марсмана и Хорбача [32]. В отличие от реализации метода комплексного вращения в работе [31], нам не нужно искать оптимальный комплексный угол поворота, поскольку наши результаты не зависят от этого угла в диапазоне от 0.2 до 0.5.

Спонтанный распад вакуума при медленных столкновениях тяжелых ядер подчиняется экспоненциальному закону с мгновенной скоростью распада $\Gamma(t)$ в каждый момент времени t в сверхкритическом режиме, когда $\Gamma(t)$ не обращается в нуль. Если вероятность P_s спонтанного рождения позитрона значи-

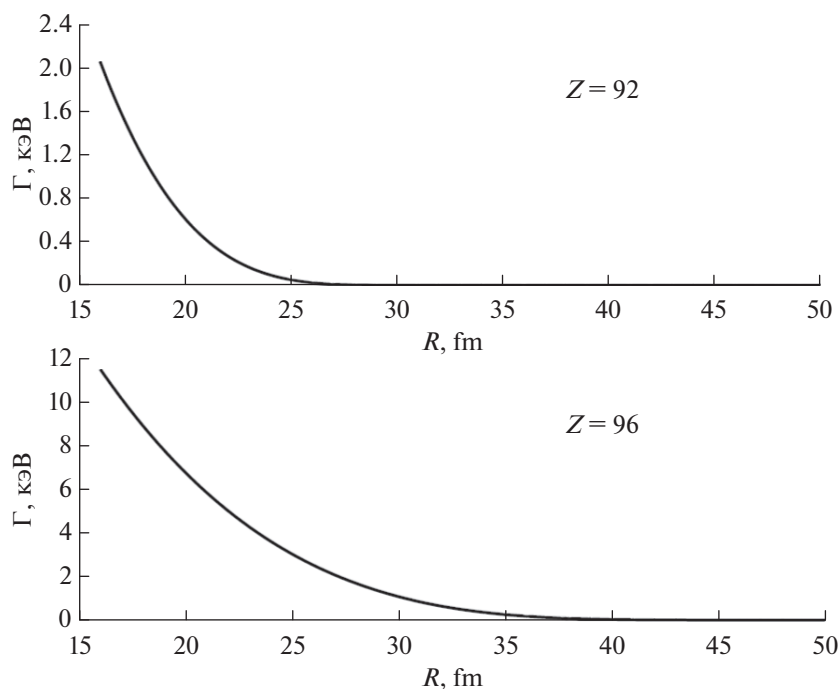


Рис. 1. Ширина позитронного сверхкритического резонанса $1s\sigma_g$ в зависимости от межъядерного расстояния в системах $U^{92+}-U^{92+}$ и $Cm^{96+}-Cm^{96+}$.

тельно меньше единицы, ее можно рассчитать по следующей формуле:

$$P_s = 2 \int_{-t_s}^{t_s} dt \Gamma(t), \quad (14)$$

где $-t_s$ и t_s обозначают времена входа и выхода из сверхкритического режима при движении ядер по своим траекториям. Множитель 2 в правой части уравнения (14) учитывает две возможные проекции углового момента позитрона на межъядерную ось: уровень энергии $1s\sigma_g$ вырожден и соответствует двум различным состояниям с проекциями углового момента $\frac{1}{2}$ и $-\frac{1}{2}$ на межъядерную ось. Зависимость Γ от времени определяется законом движения ядер. Функция $\Gamma(R)$, представленная на рис. 1, универсальна, но закон движения $R(t)$ различен для разных траекторий. Ниже рассматриваются лобовые столкновения в системах $U^{92+}-U^{92+}$ и $Cm^{96+}-Cm^{96+}$. Мы предполагаем классическое движение ядер, поэтому их траектории и законы движения являются решениями известной задачи резерфордского рассеяния.

На рис. 2 и 3 показаны положение сверхкритического резонанса E_r и его ширина Γ в зависимости от времени при лобовых столкновениях с $R_{\min} = 17.5$ фм в системах $U^{92+}-U^{92+}$ и $Cm^{96+}-Cm^{96+}$ соответственно. Кратчайшее межъядерное расстояние $R_{\min}$ достигается в момент времени $t = 0$. Для положения резонанса E_r нулевой уровень энергии соответствует началу верхнего позитронного континуума. Максимум при $t = 0$ у функции $E_r(t)$ может служить оценкой

наибольшей энергии позитронов, рожденных с помощью спонтанного механизма в рассматриваемых столкновениях. Для системы $U^{92+}-U^{92+}$ эта энергия составляет примерно 270 кэВ; для системы $Cm^{96+}-Cm^{96+}$ она равна 550 кэВ. Ожидается, что при более высоких энергиях функция энергетического распределения позитронов, образующихся в результате спонтанного распада вакуума, будет быстро убывать.

Полезно сравнить вероятности спонтанного рождения позитронов, рассчитанные по формуле (14), и полные вероятности рождения позитронов, полученные из решения нестационарного уравнения Дирака, которые можно найти для тех же лобовых столкновений в системах $U^{92+}-U^{92+}$ и $Cm^{96+}-Cm^{96+}$ в недавних работах [11, 12]. Мы приводим такое сравнение в табл. 2. Видно, что вклад спонтанного механизма в полную вероятность рождения позитронов уже становится значительным в системе $U^{92+}-U^{92+}$ (около 27%) и является доминирующим в системе $Cm^{96+}-Cm^{96+}$ (около 78%). Эти результаты полностью согласуются с предыдущими выводами [9–12], которые указывают на то, что наблюдение спонтанного распада вакуума возможно при реализации некоторых схем столкновений с разрешением по параметру удара.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В этой работе мы изложили результаты теоретического и численного исследования позитронных сверхкритических резонансов в системах двух го-

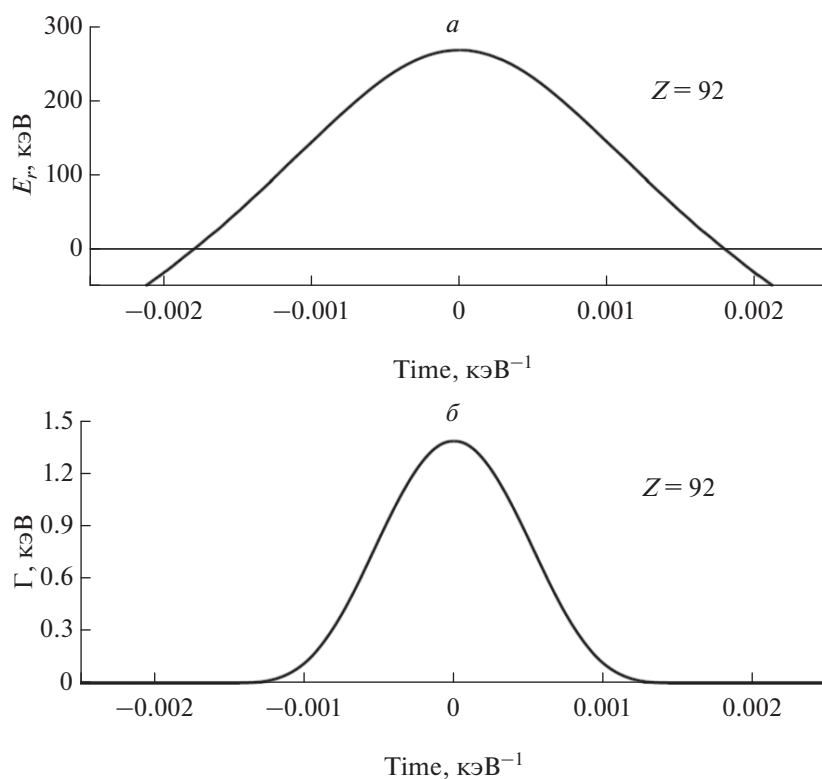


Рис. 2. Положение (а) и ширина (б) позитронного сверхкритического резонанса $1s\sigma_g$ в зависимости от времени для лобового столкновения $\text{U}^{92+} - \text{U}^{92+}$ с минимальным межъядерным расстоянием $R_{\min} = 17.5$ фм.

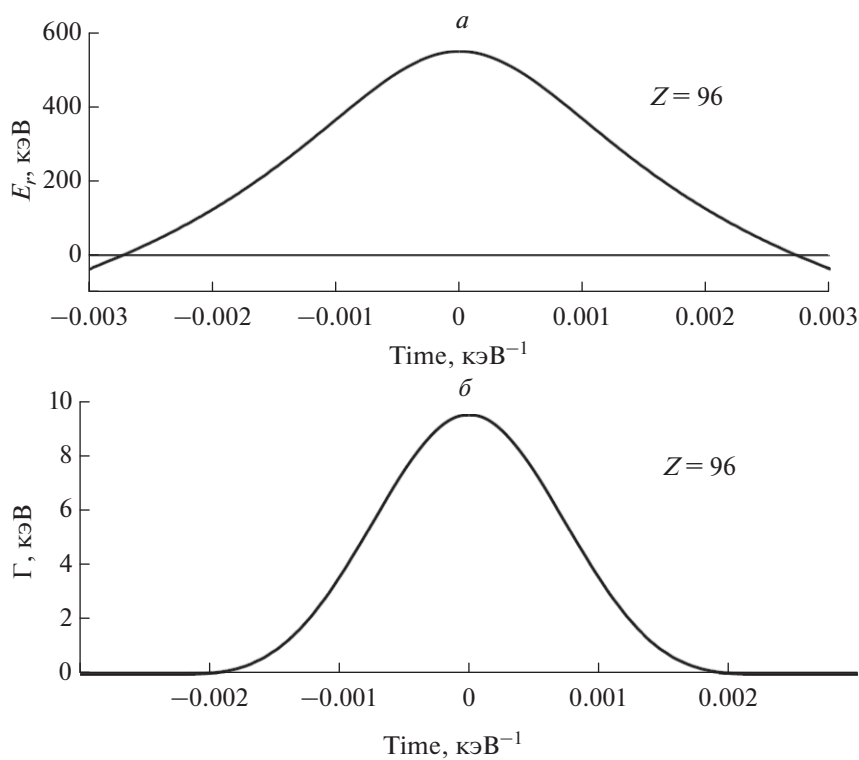


Рис. 3. Положение (а) и ширина (б) позитронного сверхкритического резонанса $1s\sigma_g$ в зависимости от времени для лобового столкновения $\text{Sm}^{96+} - \text{Sm}^{96+}$ с минимальным межъядерным расстоянием $R_{\min} = 17.5$ фм.

Таблица 2. Вероятность спонтанного рождения позитрона P_s вследствие распада сверхкритического резонанса $1s\sigma_g$ и полная вероятность рождения позитрона P_t [12] при лобовом столкновении в системах $U^{92+}-U^{92+}$ и $Cm^{96+}-Cm^{96+}$ с минимальным межъядерным расстоянием $R_{\min} = 17.5$ фм

Система	P_s	P_t	P_s/P_t
$U^{92+}-U^{92+}$	0.00326	0.0120	0.27
$Cm^{96+}-Cm^{96+}$	0.0333	0.0425	0.78

лых ядер. Теоретический подход основан на стационарном уравнении Дирака для позитронов, а расчеты проведены с помощью обобщенного псевдоспектрального метода с комплексным масштабированием в модифицированных вытянутых сфероидальных координатах. Обобщенный псевдоспектральный метод ранее доказал свою точность и эффективность в многочисленных атомных и молекулярных расчетах. Равномерное комплексное масштабирование в модифицированных вытянутых сфероидальных координатах, реализованное нами в этой работе, показало свою надежность: собственные значения комплексной энергии нечувствительны к большим изменениям комплексного угла поворота, по крайней мере, в диапазоне от 0.2 до 0.5.

Численные данные, полученные в наших расчетах позитронных сверхкритических резонансов, использованы для оценки вероятностей спонтанного рождения позитронов в медленных столкновениях голых ядер $U^{92+}-U^{92+}$ и $Cm^{96+}-Cm^{96+}$. Наши результаты показывают, что вклад спонтанного механизма в полную вероятность образования позитронов в лобовых столкновениях с кратчайшим межъядерным расстоянием $R_{\min} = 17.5$ фм значителен для столкновения $U^{92+}-U^{92+}$ и становится доминирующим для столкновения $Cm^{96+}-Cm^{96+}$. Конечно, при ненулевых прицельных параметрах, с ростом $R_{\min}$, динамический механизм рождения позитронов становится все более важным. Однако мы полагаем, что экспериментальное наблюдение фундаментального процесса спонтанного распада вакуума при медленных столкновениях атомных ядер с большими зарядами все же возможно, если реализовать в эксперименте схему совпадений и регистрировать только позитроны, возникающие в результате столкновений с малыми прицельными параметрами (и большими углами рассеяния ядер). Переход от докритического режима к сверхкритическому можно наблюдать согласно сценариям, предложенным в работах [9–12].

Работа выполнена при финансовой поддержке со стороны Российского научного фонда (грант № 22-62-00004).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. E. S. Fradkin, D. M. Gitman, and S. M. Shvartsman, Quantum Electrodynamics with Unstable Vacuum (Springer-Verlag, Berlin, 1991).

2. I. Pomeranchuk and J. Smorodinsky, J. Phys. USSR **9**, 97 (1945).
3. С. С. Герштейн, Я. Б. Зельдович, ЖЭТФ **57**, 654 (1969) [Sov. Phys. JETP **30**, 358 (1970)].
4. W. Pieper and W. Greiner, Z. Phys. **218**, 327 (1969).
5. Я. Б. Зельдович, В. С. Попов, УФН **105**, 403 (1971) [Sov. Phys. Usp. **14**, 673 (1972)].
6. W. Greiner, B. Muller, and J. Rafelski, Quantum Electrodynamics of Strong Fields (Springer-Verlag, Berlin, 1985).
7. D. N. Voskresensky, Universe **7**, 104 (2021).
8. J. Reinhardt and W. Greiner, in Proceeding of the Memorial Symposium for Gerhard Soff, Ed. W. Greiner and J. Reinhardt (EP Systema, Budapest, 2005), p. 181.
9. I. A. Maltsev, V. M. Shabaev, R. V. Popov, Y. S. Kozhedub, G. Plunien, X. Ma, T. Stohlker, and D. A. Tumakov, Phys. Rev. Lett. **123**, 113401 (2019).
10. V. M. Shabaev, A. I. Bondarev, D. A. Glazov, Y. S. Kozhedub, I. A. Maltsev, A. V. Malyshev, R. V. Popov, D. A. Tumakov, and I. I. Tupitsyn, PoS(FFK2019), <https://pos.sissa.it/353/052/pdf>
11. R. V. Popov, V. M. Shabaev, D. A. Telnov, I. I. Tupitsyn, I. A. Maltsev, Y. S. Kozhedub, A. I. Bondarev, N. V. Kozin, X. Ma, G. Plunien, T. Stohlker, D. A. Tumakov, and V. A. Zaytsev, Phys. Rev. D **102**, 076005 (2020).
12. R. V. Popov, V. M. Shabaev, I. A. Maltsev, D. A. Telnov, N. K. Dulaev, and D. A. Tumakov, Phys. Rev. D **107**, 116014 (2023).
13. В. С. Попов, ЖЭТФ **65**, 35 (1973) [Sov. Phys. JETP **38**, 18 (1974)].
14. H. Peitz, B. Muller, J. Rafelski, and W. Greiner, Lett. Nuovo Cimento **8**, 37 (1973).
15. S. I. Godunov, B. Machet, and M. I. Vysotsky, Eur. Phys. J. C **77**, 782 (2017).
16. А. Б. Мигдал, В. С. Попов, Д. Н. Воскресенский, ЖЭТФ **72**, 834 (1977) [Sov. Phys. JETP **45**, 436 (1977)].
17. А. И. Ахиезер, В. Б. Берестецкий, Квантовая электродинамика (Наука, Москва, 1981).
18. J. Muga, J. Palao, B. Navarro, and I. Egusquiza, Phys. Rep. **395**, 357 (2004).
19. N. Moiseyev, Phys. Rep. **302**, 211 (1998).
20. I. Angeli and K. P. Marinova, At. Data Nucl. Data Tables **99**, 69 (2013).
21. F. A. Parpia and A. K. Mohanty, Phys. Rev. A **46**, 3735 (1992).
22. L. Visscher and K. G. Dyall, At. Data Nucl. Data Tables **67**, 207 (1997).
23. V. M. Shabaev, I. I. Tupitsyn, and V. A. Yerokhin, Phys. Rev. A **88**, 012513 (2013).
24. D. V. Mironova, I. I. Tupitsyn, V. M. Shabaev, and G. Plunien, Chem. Phys. **449**, 10 (2015).
25. E. Tiesinga, P. J. Mohr, D. B. Newell, and B. N. Taylor, Rev. Mod. Phys. **93**, 025010 (2021).

26. D. A. Telnov, D. A. Krapivin, J. Heslar, and S. I. Chu, *J. Phys. Chem. A* **122**, 8026 (2018).
27. M. Abramowitz and I. A. Stegun, *Handbook of Mathematical Functions with Formulas, Graphs, and Mathematical Tables* (Dover, New York, 1972), 10th ed.
28. D. A. Telnov and S.-I. Chu, *Phys. Rev. A* **80**, 043412 (2009).
29. S.-I. Chu and D. A. Telnov, *Phys. Rep.* **390**, 1 (2004).
30. D. A. Telnov and S.-I. Chu, *Phys. Rev. A* **76**, 043412 (2007).
31. И. А. Мальцев, В. М. Шабает, В. А. Зайцев, Р. В. Попов, Ю. С. Кожедуб, Д. А. Тумаков, *Опт. и спектр.* **128**, 1094 (2020) [*Opt. Spectr.* **128**, 1100 (2020)].
32. A. Marsman and M. Horbatsch, *Phys. Rev. A* **84**, 032517 (2011).

POSITRON SUPERCRITICAL RESONANCES AND SPONTANEOUS POSITRON CREATION IN SLOW COLLISIONS OF HEAVY NUCLEI

D. A. Telnov¹⁾, N. K. Dulaev^{1),2)}, Y. S. Kozhedub¹⁾, I. A. Maltsev¹⁾, R. V. Popov^{1),2)}, I. I. Tupitsyn¹⁾,
V. M. Shabaev^{1),2)}

¹⁾ *St. Petersburg State University, St. Petersburg, Russia*

²⁾ *National Research Center "Kurchatov Institute" – PNPI, Gatchina, Russia*

We present a theoretical and computational study of positron supercritical resonances in systems consisting of two highly-charged bare nuclei. The resonance positions and widths depending on the internuclear separation are calculated with the help of the complex-scaling generalized pseudospectral method in modified prolate spheroidal coordinates. The results are applied to estimate the probability of spontaneous positron creation in slow $U^{92+}-U^{92+}$ and $Cm^{96+}-Cm^{96+}$ collisions.