

УДК 530.145:539.18

## ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОННЫХ СВЯЗАННЫХ СОСТОЯНИЙ В ПОЛЕ СВЕРХТЯЖЕЛОГО ЯДРА

*Р.Х. Гайнутдинов, А.А. Мутыгуллина, А.С. Петрова*

### Аннотация

Проблема описания электронных связанных состояний в поле сверхтяжелых ядер, «погруженных» в нижний континуум, рассматривается в рамках формализма обобщенной квантовой динамики, развитого в работе (J. Phys. A: Math. Gen. – 1999. – V. 32. – P. 5657–5677). Показано, что электронное связанное состояние, «погруженное» в континуум, характеризуется энергетическим распределением. В лидирующем порядке теории это распределение имеет брейт-вигнеровскую форму.

**Ключевые слова:** сверхтяжелые ядра, электронные связанные состояния, нестабильный вакуум.

### Введение

Достигнутый в настоящее время прогресс в области техники столкновений тяжелых ионов открыл возможность создавать сверхтяжелые квазимолекулы с суммарным зарядом  $Z > 170$ . Например, при столкновении ядер урана  $U$  ниже кулоновского барьера на короткое время образуется сверхтяжелая молекула с зарядом  $Z = 184$ . В поле такой молекулы из вакуума могут рождаться электрон-позитронные пары, в результате чего вакуум приобретает заряд и становится нестабильным. Эта нестабильность обусловлена тем фактом, что в поле ядра со сверхкритическим зарядом незанятое электронное состояние погружается в континуум и, как следствие, может быть спонтанно заполнено электроном при одновременной эмиссии позитрона [1]. Задача описания таких погружающихся состояний существенно отличается от задачи об обычных связанных состояниях в квантовой электродинамике (КЭД), которая решается с использованием формализма адиабатической  $S$ -матрицы. В случае погружающихся электронных состояний приходится иметь дело с энергетическим распределением (состояния размазаны по некоторому энергетическому интервалу), а не с фиксированной энергией связанного состояния. Это энергетическое распределение говорит о том, что «погруженное» связанное состояние нестабильно и распадается с рождением электрон-позитронной пары. В общем случае процесс такого распада не может быть описан в рамках формализма  $S$ -матрицы. Это приводит к серьезным проблемам, поскольку, как хорошо известно, в КЭД можно устранить ультрафиолетовые расходимости из  $S$ -матрицы и функций Грина, но не из величин, характеризующих временную эволюцию системы: регуляризация матрицы рассеяния приводит к тому, что расходящиеся члены автоматически появляются в уравнениях Шредингера и Томанага – Швингера. Поэтому эти уравнения имеют лишь формальное значение в квантовой теории поля. Поскольку локальность является основной причиной расходимостей в квантовой теории поля, кажется естественным решать эту задачу введением нелокального форм-фактора в плотность гамильтониана взаимодействия. Однако введение такого форм-фактора приводит к потере ковариантности. Причина этого очевидна.

Уравнение Шредингера локально во времени, и гамильтониан описывает локальное взаимодействие. В нерелятивистской квантовой механике процессы мгновенного взаимодействия могут быть нелокальны в пространстве. Но в квантовой теории поля взаимодействие, размазанное по пространству, должно быть также нелокально во времени. Таким образом, чтобы введение нелокальности в теорию было внутренне непротиворечивым, необходимо найти способ решения задачи об эволюции в случае нелокальных во времени взаимодействий. Вместе с тем в работе [2] было показано, что уравнение Шредингера не является самым общим динамическим уравнением, совместным с общепринятыми концепциями квантовой физики, и как следствие наиболее общих принципов канонической и фейнмановской формулировок квантовой теории было выведено более общее уравнение движения. Являясь эквивалентным уравнению Шредингера в случае мгновенных взаимодействий, это обобщенное динамическое уравнение позволяет расширить квантовую динамику на случай нелокальных во времени взаимодействий. Развитый таким образом формализм обобщенной квантовой динамики (ОКД) открыл новые возможности для решения ряда проблем в ядерной [5] и атомной [6] физике. В данной работе формализм ОКД используется для исследования проблемы описания электронных связанных состояний, «погруженных» в нижний континуум, в поле сверхтяжелых ядер. Мы покажем, что такой подход к решению проблемы позволяет последовательно учитывать тот факт, что связанные состояния, «погруженные» в континуум, описываются энергетическими распределениями.

### 1. Обобщенная квантовая динамика

В формализме ОКД оператор эволюции представляется в виде:

$$U(t, t_0) = 1 + \int_{t_0}^t dt_2 \int_{t_0}^{t_2} dt_1 \tilde{S}(t_2, t_1), \quad (1)$$

где  $\tilde{S}(t_2, t_1)$  описывает вклад в оператор эволюции от процесса, при котором взаимодействие в системе начинается в момент времени  $t_1$  и заканчивается в момент времени  $t_2$ . Для того чтобы оператор эволюции в форме (1) был унитарным для любых  $t$  и  $t_0$ , оператор  $\tilde{S}(t_2, t_1)$  должен удовлетворять уравнению

$$(t_2 - t_1)\tilde{S}(t_2, t_1) = \int_{t_1}^{t_2} dt_4 \int_{t_1}^{t_4} dt_3 (t_4 - t_3)\tilde{S}(t_2, t_4)\tilde{S}(t_3, t_1). \quad (2)$$

С помощью этого уравнения можно получить оператор  $\tilde{S}(t_2, t_1)$  для любых времен  $t_1$  и  $t_2$ , если операторы  $\tilde{S}(t'_2, t'_1)$ , соответствующие бесконечно малым временам длительности взаимодействия  $\tau = t'_2 - t'_1$ , известны.

Естественно предположить, что наибольший вклад в оператор эволюции в пределе при  $t_2 \rightarrow t_1$  дают процессы, связанные с фундаментальным взаимодействием в изучаемой системе. Обозначая этот вклад через  $H_{\text{int}}(t_2, t_1)$ , можно записать

$$\tilde{S}(t_2, t_1) \xrightarrow{t_2 \rightarrow t_1} H_{\text{int}}(t_2, t_1) + o(\tau^\epsilon), \quad (3)$$

где  $\tau = t_2 - t_1$ . Если  $H_{\text{int}}(t_2, t_1)$  определен, уравнение (2) позволяет найти оператор  $\tilde{S}(t_2, t_1)$ . Тогда формула (1) может быть использована для того, чтобы построить оператор эволюции  $U(t, t_0)$  и, соответственно, вектор состояния в любой момент времени  $t$ . Таким образом, уравнение (2) можно рассматривать как уравнение движения для состояний квантовой системы.

В случае изолированной системы оператор  $\tilde{S}(t_2, t_1)$  может быть представлен в виде

$$\tilde{S}(t_2, t_1) = \exp(iH_0 t_2) \tilde{T}(t_2 - t_1) \exp(-iH_0 t_1), \quad (4)$$

где  $H_0$  – свободный гамильтониан. Переходя к терминам  $T$ -оператора, для оператора эволюции в представлении Шредингера получим:

$$U_s(t, 0) = \frac{i}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} dx \exp(-izt) G(z), \quad (5)$$

где

$$\langle n_2 | G(z) | n_1 \rangle = \frac{\langle n_2 | n_1 \rangle}{z - E_{n_1}} + \frac{\langle n_2 | T(z) | n_1 \rangle}{(z - E_{n_2})(z - E_{n_1})}, \quad (6)$$

где  $z = x + iy$ , и  $y > 0$ ,  $n$  означает полный набор дискретных и непрерывных переменных, характеризующих систему в целом,  $|n\rangle$  – собственные векторы свободного гамильтониана  $H_0$ , а  $\langle n_2 | T(z) | n_1 \rangle$  определяется по формуле

$$\langle n_2 | T(z) | n_1 \rangle = i \int_0^{\infty} d\tau \exp(iz\tau) \langle n_2 | \tilde{T}(\tau) | n_1 \rangle. \quad (7)$$

Обобщенное динамическое уравнение (2), записанное в терминах  $T$ -оператора, имеет вид [2]

$$\frac{d\langle n_2 | T(z) | n_1 \rangle}{dz} = - \sum_n \frac{\langle n_2 | T(z) | n \rangle \langle n | T(z) | n_1 \rangle}{(z - E_n)^2} \quad (8)$$

с граничным условием

$$T(z) \Big|_{|z| \rightarrow \infty} \rightarrow B(z), \quad (9)$$

где

$$B(z) = i \int_0^{\infty} d\tau \exp(iz\tau) H_{\text{int}}^{(s)}(\tau)$$

$H_{\text{int}}^{(s)}(t_2 - t_1) = \exp(-iH_0 t_2) H_{\text{int}}(t_2, t_1) \exp(iH_0 t_1)$  – обобщенный оператор взаимодействия в представлении Шредингера. Решение уравнения (8) удовлетворяет уравнению

$$\begin{aligned} \langle n_2 | T(z_1) | n_1 \rangle - \langle n_2 | T(z_2) | n_1 \rangle &= \\ &= (z_2 - z_1) \sum_n \frac{\langle n_2 | T(z_2) | n \rangle \langle n | T(z_1) | n_1 \rangle}{(z_2 - E_n)(z_1 - E_n)}. \end{aligned} \quad (10)$$

Это уравнение, в свою очередь, эквивалентно следующему уравнению для оператора Грина:

$$G(z_1) - G(z_2) = (z_2 - z_1) G(z_2) G(z_1). \quad (11)$$

Записанное в терминах операторов  $\tilde{S}(t_2, t_1)$ , уравнение (2) не содержит операторов, описывающих взаимодействие в системе, и, следовательно, должно удовлетворяться во всех случаях. Это соотношение для амплитуд  $\tilde{S}(t_2, t_1)$ , которые являются вкладками в оператор эволюции от процессов с полностью определенными моментами начала и конца взаимодействия в системе. Соответственно, уравнения (8) и (10) являются соотношениями для  $T$ -оператора. Эти уравнения являются однозначным следствием композиционного закона и представления (1), выражающего фейнмановский принцип суперпозиции, и, следовательно, выводятся из первых принципов квантовой теории без обращения к дополнительным постулатам, таким, как уравнение Шредингера в каноническом подходе и формула интегралов по траекториям в фейнмановской формулировке.

## 2. «Погружение» электронных связанных состояний в континуум

Теперь, используя формализм ОКД, рассмотрим проблему «погружения» электронных связанных состояний в континуум. Решение этой задачи начнем с рассмотрения оператора Грина. Оператор Грина  $G(z)$  и оператор  $T(z)$ , определенные уравнениями (6) и (7) соответственно, связаны соотношением:

$$G(z) = G_0(z) + G_0(z)T(z)G_0(z), \quad (12)$$

где

$$G_0(z) = \sum_n \frac{|n\rangle\langle n|}{z - E_n + i0}$$

есть свободный оператор Грина, описывающий эволюцию свободных частиц.

Для описания квантовой электродинамики в поле ядра естественно снова переопределить «свободный» гриновский оператор введением в описываемые им процессы кулоновского взаимодействия электронов и позитронов с ядром. Для этого мы должны получить собственные вектора дираковского гамильтониана

$$H(Z) = i\gamma^\mu(\partial/\partial x_\mu) + m + V(r, Z), \quad (13)$$

где  $V(Z) \equiv ZU(r, Z)$  – кулоновский потенциал ядра, который зависит от  $Z$  только через радиус распределения ядерного заряда, который, в свою очередь, зависит от  $Z$ . Для  $170 < Z < 200$  эта зависимость пренебрежимо слаба, и мы можем записать

$$V(Z) = ZU(r). \quad (14)$$

Таким образом, мы должны решить уравнение Дирака с гамильтонианом  $H(Z)$ :

$$H(Z)|\psi\rangle = E|\psi\rangle. \quad (15)$$

Для точечных ядер это уравнение имеет точные решения при  $Z\alpha < 1$ . При  $Z = 1/\alpha = 137$  решения уравнения (15) достигают критической точки. Для модифицированных кулоновских потенциалов, которые необходимо использовать для неточечных ядер, это уравнение может быть также решено для всех  $Z$ , вплоть до критического значения заряда  $Z_{cr} \approx 170$  [1]. В случае таких потенциалов можно получить решения уравнения (15) для связанных состояний вплоть до  $Z_{cr}$ , при котором связанное состояние погружается, то есть исчезает в непрерывном спектре отрицательных энергий. По этой причине для  $Z > Z_{cr}$  естественно разделить  $V(Z)$  на две части:

$$V(Z) = V(Z_{cr}) + V(Z'),$$

где  $Z' = Z - Z_{cr}$ , и включить в «свободный» гриновский оператор только взаимодействие, описываемое потенциалом  $V(Z_{cr})$ . Пусть  $|\psi_n^{(cr)}\rangle$  – собственный вектор для  $Z = Z_{cr}$ , то есть

$$H(Z_{cr})|\psi_n^{(cr)}\rangle = E_n|\psi_n^{(cr)}\rangle. \quad (16)$$

Оператор Грина, который описывает эволюцию в случае, когда взаимодействие в системе сводится только к взаимодействию электронов и позитронов с ядром, описываемому потенциалом  $V(r, Z_{cr})$ , имеет следующий вид:

$$G_0^{(cr)} = \sum_n \frac{|\psi_n^{(cr)}\rangle\langle\psi_n^{(cr)}|}{z - E_n}, \quad (17)$$

где  $n$  – полный набор дискретных и непрерывных переменных, характеризующих систему в целом. При таком выборе свободного оператора Грина полный гриновский оператор можно записать в виде

$$G(z) = G_0^{(\text{cr})}(z) + G_0^{(\text{cr})}(z)T_{\text{cr}}(z)G_0^{(\text{cr})}(z), \quad (18)$$

где оператор  $T_{\text{cr}}(z)$  описывает полное взаимодействие электронов и позитронов с ядром и электромагнитным полем, исключая взаимодействие, характеризуемое потенциалом  $V(r, Z_{\text{cr}})$ . Для того чтобы оператор Грина (18) удовлетворял уравнению (6), оператор  $T_{\text{cr}}(z)$  должен удовлетворять уравнению

$$\frac{dT_{\text{cr}}(z)}{dz} = - \sum_n \frac{T_{\text{cr}}(z)|\psi_n^{(\text{cr})}\rangle\langle\psi_n^{(\text{cr})}|T_{\text{cr}}(z)}{(z - E_n)^2}. \quad (19)$$

Отметим, что будучи следствием обобщенного динамического уравнения, уравнение (19) по форме совпадает с этим исходным уравнением. Единственное отличие заключается в том, что в уравнении (19) в качестве базисных векторов фоковского пространства используются собственные вектора  $|\psi_n\rangle$  гамильтониана  $H(Z_{\text{cr}})$ . Используя уравнение (19) с граничным условием

$$T_{\text{cr}}(z) \xrightarrow{|z| \rightarrow \infty} B(z) - V(Z_{\text{cr}}), \quad (20)$$

можно описать электронные связанные состояния в полях с докритическим потенциалом, процессы рождения электрон-позитронных пар в таких полях и эволюцию вакуумного состояния.

Важно, что  $T_{\text{cr}}(z)$  описывает не только взаимодействие между частицами, но и их самодействие. Наличие соответствующих матричных элементов приводит к тому, что уравнение (19) оказывается существенно сингулярным в физической области. Однако эту трудность можно обойти с помощью редукции [7], которая заключается в том, что «свободный» оператор Грина  $G_0^{(\text{cr})}(z)$  заменяется на оператор  $\tilde{G}_0(z)$ , описывающий эволюцию системы в случае, когда имеет место только взаимодействие с «вакуумом», то есть нет переходов между различными состояниями  $|\psi_n^{(\text{cr})}\rangle$ , а  $T_{\text{cr}}(z)$  заменяется соответственно на  $M(z)$ , который описывает переходы между различными состояниями

$$G_0^{(\text{cr})} + G_0^{(\text{cr})}(z)T_{\text{cr}}(z)G_0^{(\text{cr})}(z) = \tilde{G}_0(z) + \tilde{G}_0(z)M(z)\tilde{G}_0(z) = G(z) \quad (21)$$

В результате такой редукции могут быть выведены уравнения, которые дают возможность найти  $M(z)$  и «свободный» оператор Грина  $\tilde{G}_0(z)$ . На практике более удобно записывать уравнения не для оператора Грина  $\tilde{G}_0(z)$ , а для амплитуды  $C_n(z)$ , определяемой соотношением

$$\langle\psi_n^{(\text{cr})}|\tilde{G}_0(z)|\psi_n^{(\text{cr})}\rangle = \frac{\langle\psi_n^{(\text{cr})}|\psi_n^{(\text{cr})}\rangle}{z - E_n - C_n(z)}. \quad (22)$$

Граничные условия для  $M(z)$  и  $C_n(z)$  имеют вид:

$$\langle\psi_m^{(\text{cr})}|M(z)|\psi_n^{(\text{cr})}\rangle \xrightarrow{|z| \rightarrow \infty} \langle\psi_m^{(\text{cr})}|B(z)|\psi_n^{(\text{cr})}\rangle - \langle\psi_m^{(\text{cr})}|V(Z_{\text{cr}})|\psi_n^{(\text{cr})}\rangle, \quad n \neq m \quad (23)$$

$$C_n(z) \xrightarrow{|z| \rightarrow \infty} \langle\psi_n^{(\text{cr})}|B(z)|\psi_n^{(\text{cr})}\rangle - \langle\psi_n^{(\text{cr})}|V(Z_{\text{cr}})|\psi_n^{(\text{cr})}\rangle. \quad (24)$$

Отметим, что отличие  $M(z)$  от  $T_{\text{cr}}(z)$  заключается в том, что  $M(z)$  не описывает взаимодействие системы в состоянии  $|1s\rangle$  с вакуумом.

Теперь рассмотрим физику процессов, происходящих после «погружения» электронных связанных состояний в нижний континуум. Ограничимся случаем малых  $Z'$ , когда в континуум «погружено» только связанное состояние  $|1s\rangle$ . Матричные элементы оператора Грина  $\langle 1s|\tilde{G}(z)|1s\rangle$  могут быть представлены в виде:

$$\langle 1s|\tilde{G}_0(z)|1s\rangle = \frac{\langle 1s|1s\rangle}{z - E_{1s} - C_{1s}(z)} = \frac{1}{z - E_{1s} - C_{1s}(z)}. \quad (25)$$

Подстановка уравнения (21) с  $\langle 1s|\tilde{G}_0(z)|1s\rangle$ , определенным с помощью (25), в уравнение (11) дает следующее уравнение на  $C_{1s}(z)$ :

$$\frac{dC_{1s}(z)}{dz} = - \sum_{n \neq 1s} \langle 1s|M(z)\tilde{G}_0(z)|\psi_n^{(cr)}\rangle \langle \psi_n^{(cr)}|\tilde{G}_0(z)M(z)|1s\rangle. \quad (26)$$

Для малых  $Z'$  в лидирующем порядке можно пренебречь такими квантово-электродинамическими эффектами, как поляризация вакуума и лэмбовский сдвиг. В этом случае граничное условие (23) принимает вид

$$\langle \psi_m^{(cr)}|M(z)|\psi_n^{(cr)}\rangle \Big|_{|z| \rightarrow \infty} \rightarrow \langle \psi_m^{(cr)}|V(Z')|\psi_n^{(cr)}\rangle, \quad n \neq m. \quad (27)$$

Обобщенное динамическое уравнение с этим граничным условием в лидирующем порядке дает следующее решение

$$M(z) = V(Z'). \quad (28)$$

Подставляя (28) в уравнение (26), получаем

$$\frac{dC_{1s}(z)}{dz} = - \sum_{n \neq 1s} \langle 1s|V(Z')\tilde{G}_0(z)|\psi_n^{(cr)}\rangle \langle \psi_n^{(cr)}|\tilde{G}_0(z)V(Z')|1s\rangle. \quad (29)$$

В лидирующем порядке можно пренебречь  $C_n(z)$  по отношению к  $E_n$  в операторе  $\tilde{G}_0(z)$  и записать это уравнение в виде

$$\frac{dC_{1s}(z)}{dz} = - \sum_{n \neq 1s} \langle 1s|V(Z')G_0^{(cr)}(z)|\psi_n^{(cr)}\rangle \langle \psi_n^{(cr)}|G_0^{(cr)}(z)V(Z')|1s\rangle \quad (30)$$

со следующим граничным условием для  $C_{1s}(z)$ :

$$C_{1s}(z) \Big|_{|z| \rightarrow \infty} \rightarrow \langle 1s|V(Z')|1s\rangle \quad (31)$$

В этом приближении удобно использовать дырочный формализм Дирака и переписать уравнение (30) в виде

$$\frac{dC_{1s}(z)}{dz} = - \int_{|E| > m_e} dE \frac{\langle 1s|V(Z')|\varphi_E\rangle \langle \varphi_E|V(Z')|1s\rangle}{(z - E)^2}. \quad (32)$$

Формальное решение этого уравнения с граничным условием (31) имеет вид

$$C_{1s}(z) = \int_{|E| > m_e} dE \frac{|V_E|^2}{z - E} + \Delta E_{1s}, \quad (33)$$

Здесь  $|\varphi_E\rangle$  – собственные векторы свободного дираковского гамильтониана  $H_0 = i\gamma^\mu(\partial/\partial x_\mu) + m$ , принадлежащие как верхнему ( $E > m$ ), так и нижнему континуумам и имеющие нормировку  $\langle\varphi_{E'}|\varphi_E\rangle = \delta(E' - E)$ ;  $V_E = \langle 1s|V(Z')|\varphi_E\rangle$ ,  $\Delta E_{1s} = \langle 1s|V(Z')|1s\rangle$ .

Функции  $C_{1s}(z)$ , определяемые уравнением (33), можно переписать в следующем виде:

$$C_{1s}(z) = F(z) - i\Gamma/2 + \Delta E_{1s}, \quad (34)$$

где  $F(z)$  – интеграл в смысле главного значения

$$F(z) = P \int_{|E|>m_e} dE \frac{|V_E|^2}{z - E}, \quad (35)$$

и  $\Gamma = 2\pi|V_E|^2$ . Пренебрегая  $F(z)$  по сравнению с  $\Delta E_{1s}$ , для матричных элементов  $\langle 1s|G(z)|1s\rangle$  имеем

$$\langle 1s|G(z)|1s\rangle = \frac{1}{z - E_{1s} - \Delta E_{1s} + i\Gamma/2}. \quad (36)$$

Эти матричные элементы могут быть переписаны в виде

$$\langle 1s|G(z)|1s\rangle = \frac{1}{2\pi} \int dE \frac{|a(E)|^2}{z - E}, \quad (37)$$

где

$$a(E) = \frac{1}{E - E_{1s} - \Delta E + i\Gamma/2}. \quad (38)$$

Из уравнения (37) следует, что вектор состояния  $|1s\rangle$  может быть представлен в виде

$$|1s\rangle = \int_{|E|>m_e} a(E)|\varphi_E\rangle dE. \quad (39)$$

Таким образом, электронное связанное состояние  $|1s\rangle$ , «погруженное» в нижний континуум, не имеет определенной энергии и характеризуется энергетическим распределением, описываемым функцией  $a(E)$ . Как следует из уравнения (38), при малых  $Z'$  это распределение имеет брейт-вигнеровскую форму с максимумом вблизи энергии  $E = E_{1s} + \Delta E_{1s}$ , лежащей в нижнем континууме.

### Заключение

Используя формализм ОКД, мы описали процесс «погружения» электронного связанного состояния  $|1s\rangle$  в нижний континуум. Показано, что для малых  $Z'$  вектор состояния имеет вид (39) и характеризуется брейт-вигнеровским энергетическим распределением. Это является проявлением того факта, что незаполненное электронное состояние, «погружающееся» в континуум, может быть спонтанно заполнено электроном с одновременной эмиссией позитрона. Наши результаты полностью совпадают с полученными в рамках стандартной квантовой электродинамики сильных полей [1]. Важно, что мы продемонстрировали, что эти результаты получаются при решении обобщенного динамического уравнения в лидирующем порядке и справедливы при малых  $Z'$ . Например, при больших  $Z'$  в нижний континуум погружается более чем одно связанное состояние, и энергетические распределения этих состояний могут иметь форму, отличную от брейт-вигнеровской. В отличие от стандартных методов, подход, основанный на ОКД, позволяет решить

проблему описания связанных электронных состояний, «погруженных» в нижний континуум, и структуры вакуума в сверхкритических полях с любой точностью. Это открывает новые возможности для решения многих проблем квантовой электродинамики в сильных полях.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Президента РФ для поддержки ведущих научных школ РФ (НШ-2965.2008.2).

### Summary

*R.Kh. Gainutdinov, A.A. Mutygullina, A.S. Petrova.* Energy Distributions of Electronic Bound States in the Field of a Superheavy Nucleus.

The problem of describing electronic bound states in the field of a superheavy nucleus is investigated within the formalism of the generalized quantum dynamics (GQD) developed in article (J. Phys. A: Math. Gen. – 1999. – V. 32. – P. 5657–5677). The electronic bound states in a supercritical field, which is imbedded in the lower continuum, are characterized by an energy distribution. In leading order of the theory this distribution is shown to be of the Breit – Wigner form.

**Key words:** superheavy nuclei, electronic bound states, unstable vacuum.

### Литература

1. *Greiner W., Müller B., Rafelski J.* Quantum Electrodynamics of strong fields. – Berlin Heidelberg: Springer-Verlag, 1985.
2. *Gainutdinov R.Kh.* Nonlocal interactions and quantum dynamics // J. Phys. A: Math. Gen. – 1999. – V. 32. – P. 5657–5677.
3. *Feynman R.P.* Space-time approach to non-relativistic quantum mechanics // Rev. Mod. Phys. – 1948. – V. 20. – P. 367–387.
4. *Feynman R.P., Hibbs A.R.* Quantum Mechanics and Path Integrals. – N. Y.: McGraw-Hill, 1965.
5. *Gainutdinov R.Kh., Mutygullina A.A.* Nonlocality of the NN interaction in an effective field theory // Phys. Rev. C. – 2002. – V. 66. – Art. 014006.
6. *Gainutdinov R.Kh., Mutygullina A.A., Scheid W.* Effects of nonlocality in time of interactions of an atom with its surroundings on the broadening of spectral lines of atoms // Phys. Lett. A. – 2002. – V. 306. – P. 1–9.
7. *Gainutdinov R.Kh.* Natural spectral-line broadening in multiply-charged ions and the problem of surface divergences // JETP. – 1995. – V. 108. – P. 1600–1613.

Поступила в редакцию  
06.02.08

---

**Гайнутдинов Ренат Хамитович** – доктор физико-математических наук, профессор кафедры оптики и нанофотоники Казанского государственного университета.

E-mail: *Renat.Gainutdinov@ksu.ru*

**Мутыгуллина Айгуль Ахмадулловна** – кандидат физико-математических наук, доцент кафедры общей физики Казанского государственного университета.

E-mail: *Aigul.Mutygullina@ksu.ru*

**Петрова Александра Сергеевна** – магистрант кафедры оптики и нанофотоники Казанского государственного университета.