Письма в ЖЭТФ, том 109, вып. 11, с. 729 – 733

Фотоионизация атомных систем в сжатых неклассических полях

С. Н. Балыбин[1)], *О. В. Тихонова*

Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия

Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д. В. Скобельцына, 119234 Москва, Россия

Поступила в редакцию 17 апреля 2019 г.
После переработки 22 апреля 2019 г.
Принята к публикации 22 апреля 2019 г.

Исследована ионизация атома неклассическим электромагнитным полем, разработан метод, позволяющий получить результаты для произвольного начального состояния поля, включая сжатый вакуум с большим средним числом фотонов. Впервые продемонстрированы особенности ионизации атомных систем неклассическим сжатым светом. В отличие от случая когерентного поля, обнаружено существенно более плавное уменьшение вкладов различных надпороговых каналов в ионизацию. Впервые обнаружены особенности спектров фотоэлектронов в континууме, заключающиеся в существенном перекрытии пиков от разных каналов ионизации.

DOI: 10.1134/S0370274X1911002X

Одним из направлений развития современной атомной и молекулярной спектроскопии является исследование систем, "одетых" различными классическими или квантовыми полями. Для таких систем был обнаружен целый ряд интересных эффектов: ионизация и стабилизация атомов сильным лазерным полем [1, 2], вынужденное тормозное рассеяние и спонтанное тормозное излучение электронов в лазерном поле [3], "вакуумные" осцилляции Раби [4], коллапс и возрождение атомной инверсной населенности в модели Джейнса–Каммингса, нелинейные процессы на базе электромагнитно-индуцированной прозрачности [5] и т.д. Проблема динамики атомной системы, "одетой" неклассическим полем, на сегодняшний день достаточно мало исследована, хотя и является важной как для развития фундаментальной науки, так и для разработки перспективных практических приложений. Наличие полевой степени свободы и возникающее перепутывание между атомом и полем существенно затрудняет рассмотрение динамики такой "двухкомпонентной" системы и одновременно с этим приводит к возникновению новых физических эффектов, не имеющих места при воздействии на атом классических полей. Примером уже частично изученных эффектов является перепутывание между атомом и полем [6] и обмен фазой между полевой и атомной подсистемами [7].

В данной работе исследуется взаимодействие атома с квантовым электромагнитным полем и анализируются особенности ионизации атомной системы при воздействии многофотонных (ярких) сжатых состояний поля. В случае классического лазерного излучения задача об ионизации была решена Келдышем [8], а затем Рисом [9] с использованием функций Волкова, характеризующих свободный электрон в поле электромагнитной волны [10]. В данной работе разработан теоретический подход, основанный на использовании собственных состояний свободного электрона в квантованном электромагнитном поле, найденных Берсоном в релятивистском случае [11] и Бергу в нерелятивистском режиме [12].

Для различных многофотонных каналов исследована надпороговая ионизация атома и получены аналитические выражения для скорости ионизации в квантовом поле, находящемся изначально в состоянии сжатого вакуума. Впервые продемонстрированы особенности ионизации атомных систем неклассическим сжатым светом. Обнаружен существенно более плавный спад скорости ионизации с ростом порядка многофотонности процесса в сжатом свете по сравнению с когерентным излучением. Впервые выявлены особенности спектров фотоэлектронов в континууме в случае ионизации сжатым светом и физические механизмы их возникновения.

Сжатые состояния поля. Сжатые состояния электромагнитного поля могут быть получены экспериментально, например, в процессе параметрического рассеяния света. Волну накачки пропускают через кристалл с нелинейной восприимчивостью второго порядка $\chi^{(2)}$, благодаря которой один фотон накачки преобразуется в два фотона с суммарной частотой, равной начальной частоте $\omega_s + \omega_i = \omega$. Полу-

[1)]e-mail: sn.balybin@physics.msu.ru

ченные фотоны сильно скоррелированы друг с другом, а результирующее поле называется двухмодовым сжатым светом. При совпадении волновых векторов сигнального и холостого фотонов $\mathbf{k_s} = \mathbf{k_i}$ в случае синхронизма типа I происходит вырождение, и говорят об одномодовом сжатом свете. При изначальном отсутствии фотонов в выходной моде сжатого света, говорят о генерации поля в состоянии сжатого вакуума, который не является вакуумом в привычном смысле этого слова. Важным свойством такого света является сильное уменьшение (сжатие) дисперсии одной из полевых квадратур по сравнению даже с вакуумным состоянием. На сегодняшний день удается создавать яркий сжатый вакуум, содержащий до 10^{15} фотонов в одной моде [13], что позволяет рассматривать такие поля, как перспективные для возбуждения и ионизации атомно-молекулярных систем и взаимодействия с веществом. При этом основной задачей является обнаружение особенностей указанных процессов, обусловленных неклассическими свойствами сжатого света.

Для описания состояния сжатого вакуума рассмотрим волновую функцию такого полевого состояния ψ_f в виде разложения по фоковским состояниям полевого осциллятора Φ_n:

$$\psi_f = \sum_{n=0}^{\infty} C_{2n}\Phi_{2n}. \tag{1}$$

Квадрат модуля коэффициента C_{2n} определяет вероятность детектирования $2n$ фотонов. Для яркого сжатого вакуума возможно детектирование только четного числа фотонов, что отражает факт парного рождения сигнального и холостого фотонов. Статистика сжатого вакуума по числу фотонов выглядит следующим образом [14]:

$$|C_{2n}|^2 = \frac{2R}{1+R^2}\frac{(2n)!}{(n!)^2}\left(\frac{1-R^2}{2(1+R^2)}\right)^{2n}, \tag{2}$$

$$|C_{2n+1}|^2 = 0, \tag{3}$$

где R определяет степень сжатия одной из квадратур поля и связано со средним числом фотонов $\bar{n}$ в состоянии сжатого вакуума:

$$\bar{n} = (R^{-1}+R)^2/4. \tag{4}$$

Как видно из (2), при большой степени сжатия вероятность обнаружения $2n$ фотонов слабо уменьшается с ростом n, что формирует очень широкое распределение по числу фотонов. Ширина распределения определяется корнем из дисперсии числа квантов и оказывается равной

$$\sqrt{D_n} = \sqrt{2(\bar{n}^2+\bar{n})}. \tag{5}$$

Для сравнения приведем статистику числа фотонов когерентного состояния, применимого для описания поля лазерного излучения в случае большого среднего числа фотонов [5]:

$$|C_n^{\text{coherent}}|^2 = \frac{\bar{n}^n}{n!}\exp(-\bar{n}). \tag{6}$$

При достаточно больших средних числах фотонов статистика обретает гауссову форму, т.е. все возможные числа фотонов сосредоточены в узкой области шириной

$$\sqrt{D_n^{\text{coherent}}} = \sqrt{\bar{n}}. \tag{7}$$

Таким образом, состояние сжатого вакуума обладает в значительной степени более широким распределением по числу фотонов в сравнении с когерентным светом, что во многом определяет особенности его взаимодействия с атомными системами.

Теоретический подход. В нерелятивистском случае ионизация атома квантовым полем описывается нестационарным уравнением Шредингера с учетом полевой степени свободы:

$$i\hbar\frac{\partial\psi}{\partial t} = \left[\frac{1}{2m}\left(\hat{\mathbf{p}} - \frac{e}{c}\mathbf{A}\right)^2 + \frac{\hbar\omega}{2}\left(q^2 - \frac{\partial^2}{\partial q^2}\right) + U\right]\psi, \tag{8}$$

с заданным начальным условием

$$\psi|_{t=0} = \varphi_g(\mathbf{r})\cdot\psi_f(q), \tag{9}$$

где $\varphi_g(\mathbf{r})$ – связанное состояние электрона в атоме, $\psi_f(q)$ – начальное состояние поля, а взаимодействие атома с полем учитывается в дипольном приближении. Для описания полевой степени свободы в уравнении используется безразмерная полевая координата $q = (\hat{a}+\hat{a}^\dagger)/\sqrt{2}$, через которую можно выразить векторный потенциал квантового поля $\mathbf{A} = q\mathbf{e_z}A_0$, а размерная константа выражается через частоту и объем локализации поля L^3: $A_0 = (c/\omega)\sqrt{4\pi\hbar\omega/L^3}$. Изначально атом предполагается в основном состоянии с волновой функцией $\varphi_g(\mathbf{r})$, взятой для конкретности аналогичной $1s$ состоянию атома водорода. Начальное состояние поля $\psi_f(q)$ определяется выражением (1) с фотонной статистикой (2) в случае ионизации атома сжатым вакуумом или (6) для когерентного состояния поля, что позволяет провести сравнение с классическим полем для случая $\bar{n} \gg 1$.

Решение уравнения (8) ищется в виде разложения по волковским функциям в p-A калибровке для свободного электрона в квантовом поле, волновые функции и энергии которых в нерелятивистском пределе были получены в [12] и имеют следующий вид:

$$\Psi_{\mathbf{p},n}^V(\mathbf{r},q) = \varphi_{\mathbf{p}}(\mathbf{r})\cdot\Phi_n^{\tilde{\omega}}(q-\Delta_{\mathbf{p}}), \tag{10}$$

$$E_{p,n}^V = \frac{p^2}{2m} + \frac{\hbar\omega}{2}(n+1/2) + U_{\text{pond}}(n). \tag{11}$$

Фактически в результате взаимодействия с электроном изменяется частота $\tilde{\omega} = \omega\sqrt{1+e^2A_0^2/mc^2\hbar\omega}$ и возникает сдвиг фоковских состояний полевого осциллятора на величину $\Delta_{\mathbf{p}} = e\mathbf{p}\mathbf{A}_0/\hbar\omega mc$. Изменение частоты полевой моды оказывается малым и вносит вклад только в энергию состояний (11), за счет чего возникает слагаемое $U_{\rm pond}(n) = e^2A_0^2n/2mc^2$, представляющее собой аналог пондеромоторного потенциала, известного в случае классического поля, и возникающее в данном подходе естественным образом благодаря использованию p-A калибровки. Из-за малости нормировочной константы это слагаемое играет роль только для больших значений $n > n_{cr}$:

$$n_{cr} = \alpha^{-3}\frac{(L/\lambda)^3}{\hbar\omega/2Ry}. \tag{12}$$

Аналогично подходам Келдыша [8] и Риса [9] для классического поля, решение задачи (8), (9) представляется в виде суммы исходного состояния и разложенного по состояниям (10) волнового пакета, характеризующего атомный электрон в континууме. При этом эффекты воздействия квантового поля на электрон в континууме учитываются точно. Рассматривается случай, когда потенциал ионизации I меньше энергии фотона ($I < \hbar\omega$) и анализируется возможность надпороговой ионизации атома. Атомный потенциал полагается короткодействующим и пренебрегается заселением состояний дискретного спектра. С учетом указанного разложения для атомного электрона можно получить вероятность перехода в единицу времени в состояние континуума с импульсом $\mathbf{p}$:

$$\frac{d\dot W}{d\mathbf{p}} = \frac{\alpha^3}{\pi\tau}\left(\frac{\lambda}{L}\right)^3\left(\frac{\hbar\omega}{2Ry}\right)^2\left(\frac{p_z}{\hbar/a_0}\right)^2|\varphi_g(\mathbf{p})|^2 2Ry\times$$
$$\times\sum_{k=1}^{\infty}\sum_{n=k}^{\infty}|C_n|^2|V_{n-k,n}|^2\times$$
$$\times\,\delta\left(\frac{p^2}{2m}+U_{\rm pond}(n)+I-\hbar\omega k\right), \tag{13}$$

где $\tau = \hbar/2Ry \approx 2.4\times10^{-17}$ с – атомное время. Интегрирование по модулю импульса электрона в континууме дает полную скорость ионизации:

$$\dot W_i = \frac{2\alpha^3}{\tau}\left(\frac{\lambda}{L}\right)^3\left(\frac{\hbar\omega}{2Ry}\right)^2\sum_{k=1}^{\infty}\sum_{n=k}^{\infty}|C_n|^2|\varphi_g(p_{nk})|^2\times$$
$$\times\, p_{nk}^3\int_{-1}^{1}d(\cos\theta)\cdot|V_{n-k,n}(\mathbf{p_{nk}})|^2\cos^2\theta, \tag{14}$$

где $p_{nk} = \sqrt{2m(\hbar\omega k - U_{\rm pond}(n) - I)}$, θ – угол между импульсом электрона и направлением поляризации поля $\mathbf{e_z}$, суммирование ведется по всем каналам ионизации k и начальному распределению поля по числу фотонов n.

Переход между полевыми состояниями определяется матричным элементом $V_{n-k,n}$:

$$V_{n-k,n} = \int_{-\infty}^{+\infty}dq\cdot\Phi_{n-k}^*(q-\Delta_{\mathbf{p}})q\Phi_n(q). \tag{15}$$

Отметим, что аналогичный матричный элемент использовался в [15] для анализа ионизации атома в квантовом поле, но в качестве начального состояния поля были рассмотрены только фоковские состояния в пределе больших номеров $n_0 \gg 1$, поскольку производить суммирование по начально-заселенным полевым состояниям с номерами n представляет серьезную трудность. В случае ионизации сжатым светом эта проблема стоит особенно остро: дисперсия распределения по фоковским состояниям определяется выражением (5) и для больших $\bar n$ суммировать необходимо от нуля и вплоть до номеров порядка нескольких $\bar n$. Для решения этой проблемы в данной работе было получено приближенное выражение для полевого матричного элемента:

$$|V_{n-k,n}(\mathbf{p})|^2 \approx \left|\sqrt{\frac{n+1}{2}}J_{k+1}(\sqrt{2n}|\Delta_{\mathbf{p}}|)+\right.$$
$$\left.+\sqrt{\frac{n}{2}}J_{k-1}(\sqrt{2n}|\Delta_{\mathbf{p}}|)\right|^2, \tag{16}$$

которое во многом базируется на аппроксимации проекций полевых состояний со сдвинутым аргументом, примененной и исследованной на пределы применимости в [16] для задачи о вынужденном тормозном эффекте в квантовом поле. Данное выражение аппроксимирует (15) с хорошей точностью для $n > n_{cr}$, а для $n < n_{cr}$ в работе производилось точное вычисление. Таким образом, на основе (16) удалось впервые получить результаты по ионизации в ярком сжатом свете.

Результаты. Полученный матричный элемент (16) содержит в себе две функции Бесселя, которые в пределе теории возмущений могут трактоваться как переходы в состояние поля с уменьшением (J_{k-1}) и увеличением (J_{k+1}) номера полевого состояния при взаимодействии с атомом. Поведение квадратов первого и второго вкладов в матричный элемент представлено на рис. 1 в зависимости от общего числа фотонов n для количества поглощенных электроном фотонов $k = 12$ без учета (a) и с учетом (b) пондеромоторного потенциала $U_{\rm pond}$. В обоих случаях при небольших значениях n вклад от первого слагаемого превалирует на несколько порядков и только при достижении некоторого порогового значения на число

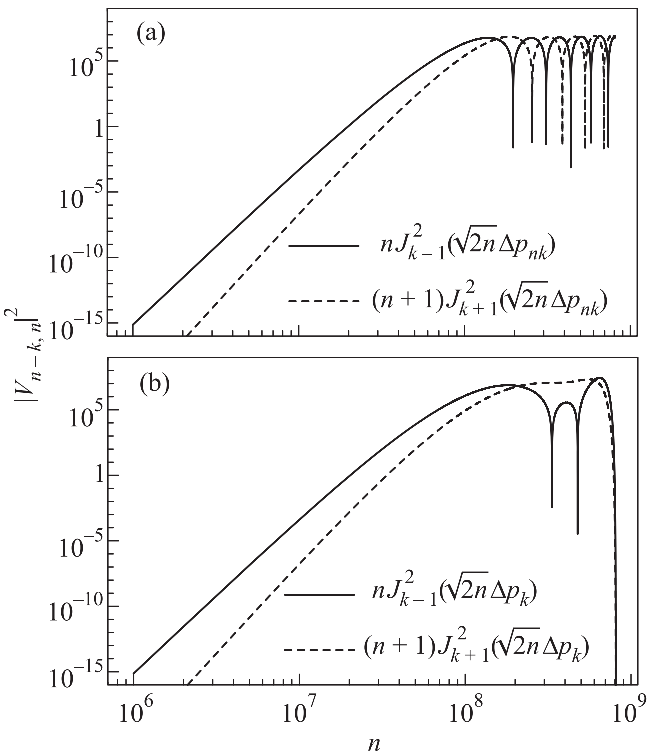

Рис. 1. Зависимость полевого матричного элемента (16) от числа фотонов без учета пондеромоторного потенциала (a) и с учетом (b) при $k = 12$

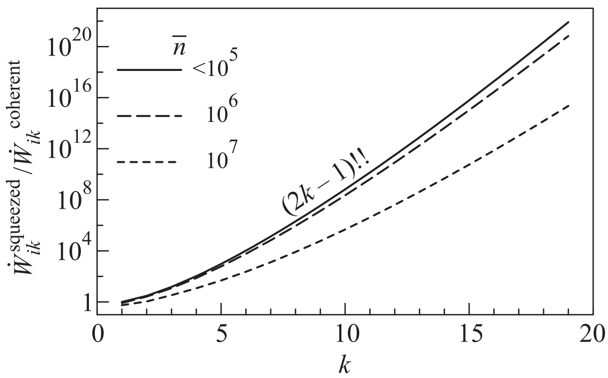

Рис. 2. Отношение скоростей ионизации атома сжатым светом и когерентным светом в зависимости от номера канала ионизации для различных интенсивностей полей в режиме $\hbar\omega > I$

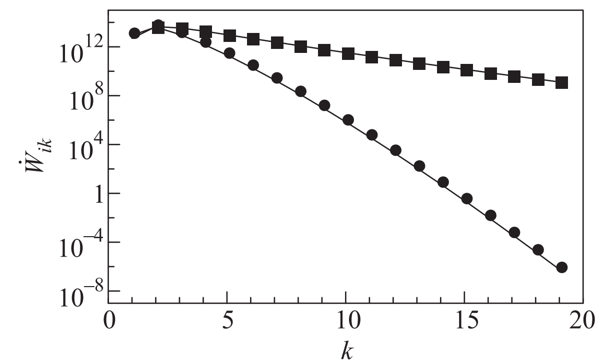

Рис. 3. Распределение скорости ионизации по различным многофотонным каналам в режиме $\hbar\omega > I$ для среднего числа фотонов, равного 10^7 при $\theta = 0$: кругами обозначено распределение в случае взаимодействия с когерентным полем, квадратами – со сжатым вакуумом

фотонов в районе $n \approx 10^8$ оба слагаемых оказываются важны, что соответствует сильной перестройке полевого состояния за счет взаимодействия с электроном. В случае (b) дальнейшее увеличение n приводит к синхронному обнулению обоих вкладов за счет величины $U_{\rm pond}$, что означает закрытие канала с данным k. Однако такой режим лежит за рамками рассмотрения данной статьи.

На рисунке 2 представлено отношение скорости ионизации сжатым светом к вероятности ионизации когерентным светом с тем же средним значением числа квантов $\bar{n}$ для различных каналов ионизации k. Обнаружено, что во всем диапазоне параметров скорость ионизации сжатым светом оказывается выше, причем в области слабых полей для любого номера канала k превалирует над ионизацией когерентным светом с фактором

$$\dot{W}_{ik}^{\rm squeezed}/\dot{W}_{ik}^{\rm coherent} = (2k-1)!!, \tag{17}$$

что совпадает с результатом теории возмущений, найденным в работе [17]. Для более высоких значений $\bar{n}$ этот фактор оказывается меньше. Более явно превалирование ионизации сжатым светом по сравнению с когерентным полем демонстрирует рис. 3, на котором представлены скорости ионизации в зависимости от номера канала k отдельно для сжатого и когерентного света при $\bar{n} = 10^7$. Хорошо видно, что с увеличением номера канала ионизация сжатым светом спадает довольно слабо, в то время как для когерентного поля имеет место "завал" при больших k. Таким образом, с увеличением номера канала ионизация в сжатом вакууме резко доминирует.

Были также обнаружены существенные различия энергетических спектров фотоэлектронов, которые представлены на рис. 4 в случае ионизации когерентным полем (сплошная линия) и сжатым вакуумом (пунктирная линия). Спектр в случае ионизации когерентным полем состоит из δ-образных эквидистантных пиков с расстоянием $\hbar\omega$ между ними. Это связано с законом сохранения энергии, диктуемым δ-функцией в (13):

$$E_{n,k} = \hbar\omega k - I - U_{\rm pond}(n). \tag{18}$$

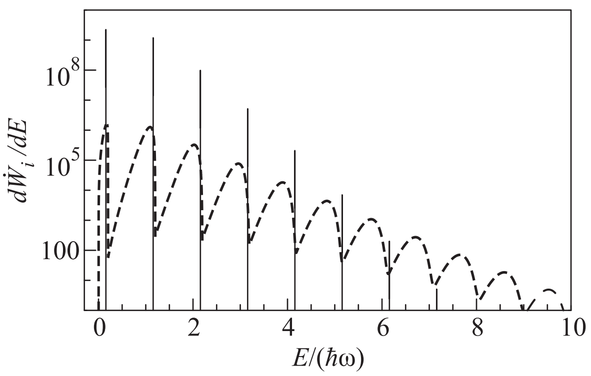

Рис. 4. Спектры фотоэлектронов, вылетающих в направлении $\theta = 0$, при ионизации атома в режиме $\hbar\omega > I$ для среднего числа фотонов в поле, равного $5 \cdot 10^6$: δ-образные пики при ионизации когерентным полем, пунктирная линия в случае сжатого света

Кроме того, для когерентного поля при больших $\bar{n}$ относительная ширина распределения (6) существенно уменьшается. Таким образом, распределение электрона по энергии в конкретном канале оказывается очень узким, и различные каналы не пересекаются друг с другом. Следовательно, каждый пик соответствует строго определенному каналу ионизации. При ионизации сжатым светом спектр претерпевает значительные изменения: благодаря широкому распределению сжатого состояния по числу фотонов энергия электрона в фиксированном канале сильно размывается. Это происходит из-за влияния последнего слагаемого в (18), которое пропорционально числу фотонов и, соответственно, обладает средним значением и дисперсией. Благодаря широкому распределению по числу фотонов сжатого света неопределенность этого слагаемого оказывается порядка его среднего значения. Поэтому спектры различных каналов перекрываются, и в одну и ту же энергию электрона вносят вклад разные k. В итоге мы получаем непрерывный спектр без возможности разделения на отдельные каналы ионизации.

Заключение. В работе представлен теоретический подход к описанию ионизации атомов неклассическими полями, найдены аналитические выражения для скорости ионизации в различных многофотонных каналах и суммарно с учетом всех каналов. Проанализированы свойства возникающих матричных элементов перехода между свободными и возмущенными состояниями поля и предложена аппроксимация для их вычисления, позволяющая рассматривать любые начальные полевые состояния. Обнаружены и исследованы особенности ионизации сжатым светом по сравнению с ионизацией когерентном полем, заключающиеся в гораздо более плавном спаде скорости ионизации в зависимости от номера канала надпороговой ионизации. Продемонстрировано существенное различие спектров электронов в континууме для когерентного и сжатого полей, обусловленное широким начальным распределением сжатого поля по числу фотонов. Для поля в сжатом вакууме обнаружено, что поглощение одного и того же числа квантов может приводить к разным энергиям электронов, т.е. давать вклад в различные надпороговые пики.

Отметим, что разработанный подход может быть обобщен на случай анализа ионизации, обусловленной неклассическим светом в твердотельных системах. В таком процессе электрон переходит из валентной зоны в зону проводимости, а его состояние описывается Блоховской функцией с конкретным квазиимпульсом. Это позволяет использовать формализм, во многом аналогичный представленному в настоящей статье.

Исследования выполнены за счет гранта Российского Научного Фонда, проект # 19-42-04105.

1. M. V. Fedorov, *Atomic and free electrons in a strong light field*, World Scientific, Singapore (1997).
2. Н. Б. Делоне, В. П. Крайнов, УФН **5**, 531 (1998).
3. Р. В. Карапетян, М. В. Федоров, ЖЭТФ **3**(9), 816 (1978).
4. J. M. Raimond, M. Brune, and S. Haroche, Rev. Mod. Phys **73**, 565 (2001).
5. M. O. Scully and M. S. Zubairy, *Quantum Optics*, Cambridge University Press, Cambridge (1997).
6. S. N. Balybin, P. R. Sharapova, and O. V. Tikhonova, Eur. Phys. J. D **71**, 109 (2017).
7. S. N. Balybin, R. V. Zakharov, and O. V. Tikhonova, Laser Phys. Lett. **15**, 055301 (2018).
8. L. V. Keldysh, Sov. Phys. JETP **20**, 1307 (1965).
9. H. Reiss, Phys. Rev. A **22**, 1786 (1980).
10. D. M. Volkov, Z. Phys. **94**, 250 (1935).
11. I. Berson, Sov. Phys. JETP **29**, 871 (1969).
12. J. Bergou and S. Varro, J. Phys. A: Math. Gen. **14**, 1469 (1981).
13. T. Sh. Iskhakov, A. M. Perez, K. Yu. Spasibko, M. V. Chekhova, and G. Leuchs, Opt. Lett. **37**, 1919 (2012).
14. A. I. Lvovsky, *Squeezed light*, in D. L. Andrews, *Photonics*, John Wiley & Sons, Ltd (2015), v. 1; arXiv:1401.4118.
15. И. А. Гоносков, Г. А. Вугальтер, В. А. Миронов, ЖЭТФ **6**(12), 1278 (2007).
16. I. A. Burenkov and O. V. Tikhonova, J. Phys. B: Atomic, Molecular and Optical Physics **43**, 235401 (2010).
17. А. М. Попов, О. В. Тихонова, ЖЭТФ **5**(11), 978 (2002).