

Поиск коллективного туннельного эффекта при ионизации Li-подобных ионов высокой кратности двумя лазерными пучками экстремальной интенсивности

С.В.Попруженко, Д.И.Тюрин

Приведены оценки вероятности одновременного туннелирования двух электронов из многозарядных Li-подобных ионов в лазерном поле высокой интенсивности. Показано, что для атомов с зарядом ядра $Z_m \gg 1$ вероятность в единицу времени коллективного туннелирования пары электронов $2s - 1s$ может более чем на порядок превышать вероятность отрыва $1s$ -электрона. Это создает благоприятные условия для поиска коллективного туннельного эффекта при ионизации тяжелых, многократно заряженных ионов. Относительные вклады последовательного и коллективного каналов ионизации можно разделить, используя двухпучковую схему эксперимента. Учитывая, что для наблюдения эффекта необходимы интенсивности, превышающие 10^{21} Вт/см² в одном из пучков, предлагаемая схема эксперимента по поиску коллективного туннельного эффекта требует использования лазерных импульсов экстремальной мощности, получение которой планируется, в частности, на установке XCELS.

Ключевые слова: туннельная ионизация, сильное лазерное поле, многозарядные ионы.

1. Введение

Нелинейная атомная оптика в интенсивных лазерных полях представляет собой одну из динамично развивающихся в течение последних десятилетий областей исследований на стыке атомной и молекулярной физики и физики лазеров. Достижения последних десятилетий отражены в обзорах [1–8] и цитируемой в них литературе. Большинство нелинейно-оптических явлений в атомных и молекулярных системах исследуются при умеренных интенсивностях лазерного излучения ($10^{13} - 10^{16}$ Вт/см²). К этому кругу явлений относятся, в частности, многофотонная и туннельная ионизации атомов и молекул, генерация высоких гармоник лазерного излучения и создание на их основе импульсов аттосекундной длительности, а также различные эффекты взаимодействия лазерных импульсов с полупроводниками и диэлектриками.

В лазерных полях более высокой интенсивности происходит быстрая туннельная ионизация атомных оболочек и образование многозарядных ионов. Основным процессом нелинейной атомной оптики, наблюдаемым в низкочастотных полях с интенсивностью $J \approx 10^{17}$ Вт/см² и выше, является многократная последовательная ионизация, к настоящему моменту подробно исследованная теоретически и экспериментально. Скорость образования многозарядных ионов при взаимодействии мощного лазерного излучения с газовыми мишенями определяет зарядовый состав и температуру формирующейся лазерной

плазмы. При фокусировке лазерного пучка в разреженном газе наблюдение ионов с максимальным зарядом позволяет с достаточно высокой точностью оценить пиковое значение интенсивности в импульсе. Такой метод калибровки интенсивностей в настоящее время обсуждается в связи с необходимостью измерения этой величины в фокусе петаваттных (ПВт) и мультипетаваттных лазерных пучков (см., напр., работу [9] и ссылки в ней). В теоретических работах также подробно обсуждалась возможность наблюдения релятивистских эффектов при ионизации глубоких атомных уровней в полях экстремальной интенсивности (см. обзоры [1, 7, 10] и ссылки в них), однако для их экспериментального исследования необходимы интенсивности электромагнитного излучения, превышающие 10^{25} Вт/см², пока не достигнутые в лаборатории. В целом эффект многократной ионизации атомов внешним электромагнитным полем хорошо изучен экспериментально вплоть до интенсивностей $J \sim 10^{20} - 10^{21}$ Вт/см², при достижении которых последовательное туннелирование электронов приводит к образованию ионов Ne^{10+} , Ar^{16+} , Kr^{26+} .

Создание источников лазерного излучения мультипетаваттной мощности [11–16] позволит достичь в фокусе лазерного пучка интенсивностей $J \approx 10^{23} - 10^{24}$ Вт/см², что приведет к существенному расширению возможностей эксперимента в физике взаимодействия экстремально сильного электромагнитного излучения с веществом и вакуумом. Проектируемые лазерные системы 100-петаваттного класса SEL и XCELS [17] позволят в обозримом будущем проводить эксперименты при $J \approx 10^{25}$ Вт/см². Круг физических явлений, который станет доступным при достижении таких интенсивностей, подробно обсуждается в обзорных работах [10, 18–23] и цитируемой в них литературе. В частности получение в лазерных лабораториях световых пучков экстремальной интенсивности открывает новые возможности для исследования процессов ионизации тяжелых атомов и поиска новых механизмов этого фундаментального квантового эффекта.

С.В.Попруженко. Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38; Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики РАН, Россия, 603155 Н.Новгород, ул. Ульянова, 46; e-mail: sergey.popruchenko@gmail.com

Д.И.Тюрин. Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Россия, 142184 Москва, Каширское ш., 31

Последовательный отрыв электронов от атома, известный в литературе как sequential ionization, не является единственным механизмом ионизации в сильном низкочастотном поле. Уже в первых экспериментах по двукратной ионизации атомов линейно поляризованным лазерным излучением высокой мощности [24] было обнаружено, что вероятность такого процесса оказывается на много порядков выше, чем этого можно было бы ожидать, исходя из представления о последовательном независимом туннелировании электронов. Это аномальное увеличение вероятности возникает вследствие электрон-электронной корреляции, вызванной перерассеянием (recollision) электрона на родительском ионе (см. обзор [25] и ссылки в нем). В настоящее время твердо установлено, что при интенсивностях $J < 10^{16} - 10^{17}$ Вт/см² перерассеяние является основным механизмом, определяющим многократное увеличение вероятности двойной и тройной ионизации в линейно поляризованном поле. С ростом интенсивности в релятивистскую область перерассеяние перестает играть существенную роль из-за отклонения траектории фотоэлектрона магнитным полем волны, и скорость ионизации становится слабо чувствительной к поляризации излучения. Однако это не означает, что в полях релятивистской интенсивности влияние электрон-электронных корреляций на процесс туннелирования невозможно. Механизм коррелированной двойной ионизации, не связанный с перерассеянием, был предложен и теоретически исследован в работах [26, 27]. Он заключается в одновременном туннелировании двух и более электронов из атома или иона. Полученные в [26] квазиклассические формулы показывают, что вероятность одновременного туннелирования двух электронов может оказаться, в определенном диапазоне параметров, несколько больше вероятности каскадной двойной ионизации. В частности, такая ситуация должна иметь место для атомов некоторых благородных газов, включая аргон, криптон и ксенон.

Аналитические оценки [26] показывают, что для нейтральных атомов и ионов невысокой кратности вероятность коллективного туннелирования может превышать вероятность каскадной ионизации всего в несколько раз, что делает экспериментальный поиск коллективного туннельного эффекта (КТЭ) в таких системах очень сложным. В работе [28] было показано, что поиску КТЭ может помочь наблюдение импульсных распределений двукратно заряженных ионов в поле циркулярно поляризованной волны, однако для реализации такого эксперимента необходимы лазеры с высокой частотой следования импульсов и сложные детекторы заряженных частиц, например микроскоп COLTRIMS [29], позволяющие определить значения их импульсов с высоким разрешением. В настоящей работе обсуждается другая возможность наблюдения КТЭ, основанная на ионизации многозарядных литиеподобных ионов пучками лазерного излучения высокой интенсивности. Показано, что вероятность КТЭ в таких ионах может превышать вероятность последовательного туннелирования на несколько порядков величины. Предложена схема эксперимента с двумя пучками петаваттной мощности, при помощи которой можно попытаться разделить вклады последовательного и коллективного каналов в процесс туннельной ионизации. Приведенные оценки основаны на квазиклассической теории туннелирования в низкочастотном лазерном поле [1, 30] и на теории КТЭ, предложенной в [26]. В работе использованы атомные единицы $e = m = \hbar = 1$.

2. Постановка задачи и основные уравнения

Рассмотрим туннельную ионизацию атома или положительного иона с потенциалами ионизации двух внешних электронов I_{p1} и I_{p2} . Ионизацию можно считать туннельной при выполнении условия $\gamma_{1,2} \ll 1$, где

$$\gamma = \frac{\sqrt{2I_p} \omega}{E_0} \quad (1)$$

– параметр Келдыша [30], а E_0 и ω – амплитуда и частота поля лазерной волны соответственно. При ионизации глубоких уровней многократно заряженных ионов в полях высокой интенсивности это условие выполнено с большим запасом. Например, для Ar^{15+} с $I_p = 918$ эВ = 33.8 ат. ед. в поле интенсивностью $J = 10^{20}$ Вт/см² (что отвечает $E_0 = 53$ ат. ед.) и частотой $\omega = 0.055$ (Ti:сапфировый лазер с длиной волны излучения $\lambda = 800$ нм) оценка по формуле (1) дает $\gamma \approx 0.007$. Это означает, что вероятность в единицу времени ионизации таких уровней в поле инфракрасного лазера с высокой точностью описывается как происходящая в постоянном электрическом поле. В случае туннелирования одного электрона скорость ионизации определяется формулой [1]

$$w_s(t) = C^2 B_{lm} I_p 2^{2v+1} F^{1+|m|-2v}(t) \exp\left[-\frac{2}{3F(t)}\right], \quad (2)$$

где l и m – орбитальное и магнитное квантовые числа;

$$B_{lm} = \frac{(2l+1)(l+|m|)!}{2^{2|m|} |m|!(l-|m|)!}; \quad (3)$$

$$F(t) = \frac{E(t)}{(2I_p)^{3/2}}, \quad v = \frac{Z}{\sqrt{2I_p}} \quad (4)$$

– приведенное электрическое поле волны и эффективное главное квантовое число уровня соответственно. Заряд атомного остатка $Z = 1$ для нейтрального атома, $Z = 2$ для однократно заряженного иона и т.д. Время выступает в этом выражении в качестве медленно меняющегося параметра, от которого зависит величина $E(t)$ электрического поля лазерной волны. Множитель C представляет собой асимптотический коэффициент одноэлектронной волновой функции [1]. Он может определяться численно либо выражается аналитически в квазиклассическом приближении. По абсолютной величине этот коэффициент близок к единице для большинства атомов и положительных ионов.

В случае одновременного туннелирования двух электронов, образующих квазичастицу с удвоенными зарядом и массой, формула для скорости туннельной ионизации принимает вид [28]

$$w_c(t) = (C^*)^4 B_{lm}^* (I_p^*)^{5/2} (F^*)^{|M|-4v^*+3}(t) \exp\left[-\frac{2}{3F^*(t)}\right]. \quad (5)$$

Здесь l – орбитальное квантовое число каждого из электронов; $M = |m_1| + |m_2|$, m_k – их магнитные квантовые числа;

$$B_{lm}^* = \frac{M!(2l+1)^2}{2^{2M+1}} \prod_{k=1}^2 \frac{(l+|m_k|)!}{|m_k|!(l-|m_k|)!}; \quad (6)$$

$$v^* = \frac{Z}{\sqrt{I_p^*}}; \quad F^*(t) = \frac{\sqrt{2} E(t)}{(2I_p^*)^{3/2}}; \quad (7)$$

$I_p^* = I_{p1} + I_{p2}$. Коэффициент C^* вычисляется в виде произведения соответствующих асимптотических коэффициентов одноэлектронных волновых функций. Формулы (2) и (5) применимы в квазиклассическом пределе широкого барьера, что накладывает ограничение на величину приведенного поля:

$$F \ll 1. \quad (8)$$

При $F > 0.05 - 0.1$ квазиклассические вероятности начинают существенно отклоняться от точных. С ростом интенсивности поля это условие может нарушиться раньше, чем атомный уровень будет полностью ионизован. В этом случае формулы должны быть откорректированы, что может быть сделано различными методами (см., напр., работы [31, 32] и ссылки в них). Точность этих методов ниже, чем квазиклассического приближения, а применимость получаемых с их помощью формул обосновывается в основном сравнением их предсказаний с результатами численных расчетов. В приводимых ниже расчетах использована предложенная в [31] интерполяционная формула, отличающаяся от (2) множителем

$$\exp[-2\alpha v^2 F(t)], \quad (9)$$

замедляющим рост вероятности при $F > 0.1$. Здесь параметр $\alpha = 6-9$ подбирается для достижения наилучшего согласия с результатами численных расчетов.

3. Обсуждение результатов

В области применимости формул (2) и (5) зависимость скорости ионизации от интенсивности лазерного поля определяется в основном экспоненциальным множителем, резко растущим с увеличением F . Несложно убедиться, что вероятность коллективного туннелирования, как правило, оказывается сопоставимой с вероятностью последовательной ионизации или даже много меньше последней. Действительно, в большинстве случаев последовательные потенциалы ионизации внешних электронов различаются примерно вдвое (например, для нейтральных атомов благородных газов) или близки по величине (например, внутри одной оболочки многозарядного иона). В случае $I_{p1} = I_{p2}$ отношение показателей экспоненты в (2) и (5) равно 2, в случае $I_{p1} = I_{p2}/2$ оно составляет 1.3. Учитывая большое абсолютное значение этих показателей, приходим к выводу, что $w_c \ll w_s$. Однако при $I_{p1} \approx I_{p2}/4$, что характерно для электронной конфигурации $1s^2 2s^1$ литиеподобных многозарядных ионов, это же отношение равно 0.93. В результате с учетом предэкспоненциальных факторов получим $w_c \gg w_s$, так что вклад КТЭ в ионизацию может оказаться заметным. Таким образом, туннельная ионизация многозарядных ионов открывает новую перспективную возможность для поиска КТЭ. Для литиеподобных ионов $m_k = M = l = 0$ и коэффициенты (3), (6) равны единице. Также в (2) и (5) полагаем $C = C^* = 1$.

На рис.1 показаны зависимости скорости ионизации литиеподобных ионов неона (а), аргона (б) и криптона (в) от интенсивности лазерного излучения, вычисленные по формулам (2) и (5), а также с учетом фактора (9). Во всех случаях потенциал ионизации $2s$ -электрона примерно вчетверо меньше потенциала ионизации внутренней $1s$ -оболочки: $I_p(\text{Ne}^{7+}) = 239$ эВ, $I_p(\text{Ne}^{8+}) = 1196$ эВ; $I_p(\text{Ar}^{15+}) = 918$ эВ, $I_p(\text{Ar}^{16+}) = 4121$ эВ; $I_p(\text{Kr}^{33+}) = 4109$ эВ, $I_p(\text{Kr}^{34+}) =$

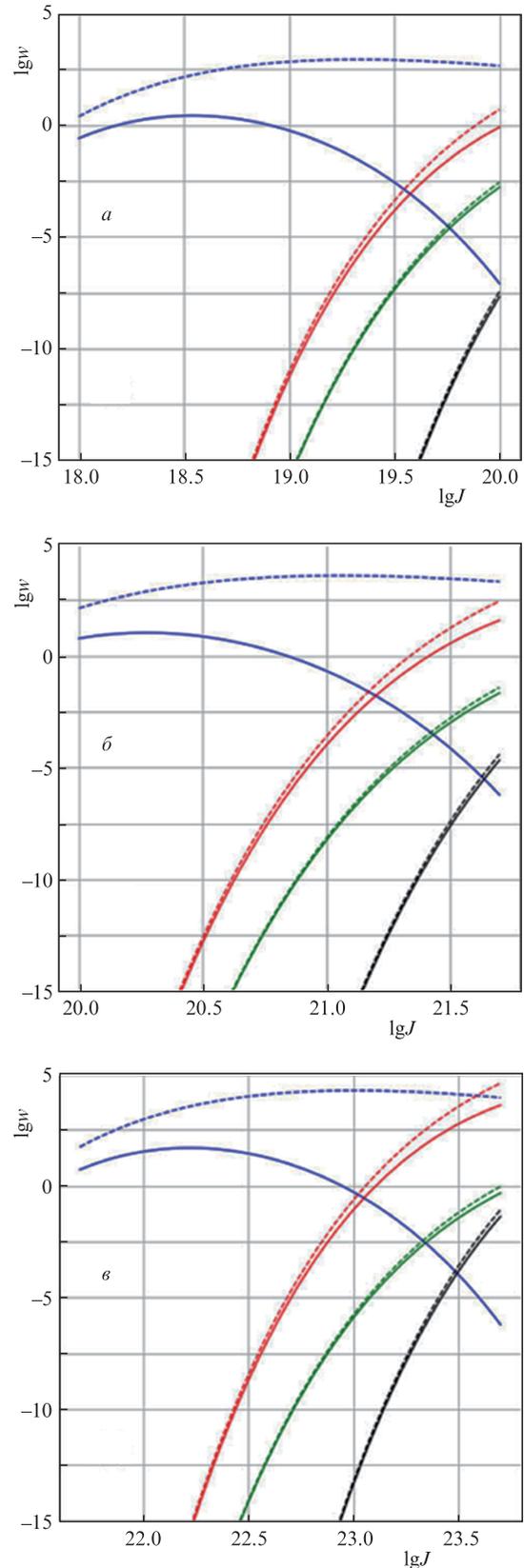


Рис.1. Зависимости скоростей ионизации литиеподобных ионов неона (а), аргона (б) и криптона (в) от интенсивности лазерного излучения. Результаты расчетов по туннельным формулам (2) и (5) показаны штриховыми кривыми, а скорости, найденные с учетом подавляющего фактора (9) – сплошными. Кривые, отвечающие однократной ионизации ионов с зарядами $Z_m = 3$ и $Z_m = 2$ показаны синим и зеленым цветом соответственно, кривые скорости коллективной ионизации тех же ионов – красным и черным; w и J измеряются в ат. ед. и Вт/см².

17297 эВ. В результате скорость коллективного туннелирования (красные кривые на рис.1) превышает w_s (синие кривые) на 3–4 порядка. При этом вероятность КТЭ для внутренней пары электронов (черные кривые), у которых $I_{p1} \approx I_{p2}$, при тех же значениях интенсивности оказывается на 7 и более порядков меньше w_s , так что этот эффект не может вносить никакого существенного вклада в ионизацию. Следует отметить следующее важное обстоятельство: в рассматриваемых интервалах интенсивности условие (8) выполнено для отрыва второго электрона и для коллективного туннелирования, тогда как для первого электрона оно сильно нарушается. Степень отклонения хорошо иллюстрируется различием между кривыми, рассчитанными с учетом (сплошные) и без учета (штриховые) фактора подавления (9). Как следствие, значения вероятностей отрыва первого электрона, рассчитанные по формулам (2) и (9) оказываются очень неточными и, скорее всего, завышенными. Для корректного расчета этой величины необходимо численное решение временного уравнения Шрёдингера.

Тем не менее качественные выводы о возможности наблюдения КТЭ можно сделать и на основе представленных результатов. Как мог бы выглядеть эксперимент, позволяющий разделить вклады двух механизмов в образование водородоподобных ионов? Наиболее простой выглядит схема эксперимента, основанная на использовании двух пучков. Рассмотрим случай ионизации аргона (рис.1,б). Ионизация Ar^{16+} (по любому из обсуждаемых механизмов) требует интенсивностей не менее 10^{21} Вт/см², тогда как Ar^{15+} можно ионизовать при интенсивности $10^{19}–10^{20}$ Вт/см². Поэтому ясно, что после облучения мишени достаточно длинным лазерным импульсом с интенсивностью $J \approx 10^{20}$ Вт/см² произойдет полная ионизация аргона вплоть до Ar^{16+} , но ионы Ar^{17+} образовываться при таком взаимодействии практически не будут; в итоге полученная мишень состоит практически исключительно из ионов Ar^{16+} . При облучении такой мишени импульсом излучения с интенсивностью $10^{21}–10^{22}$ Вт/см² коллективное туннелирование будет крайне маловероятным; это позволяет утверждать, что все образовавшиеся ионы Ar^{17+} возникли за счет последовательной ионизации. Если повторить тот же эксперимент без первого импульса, удерживая параметры второго фиксированными, коллективный эффект станет возможным, хотя его вероятность будет относительно невелика из-за того, что к моменту достижения необходимой интенсивности $\sim 10^{21}$ Вт/см² «выживет» лишь небольшая часть ионов Ar^{16+} . Тем не менее, учитывая, что при такой интенсивности $w_c \approx 3 \times 10^3 w_s$, вклад КТЭ в производство ионов Ar^{17+} может оказаться значительным.

Таким образом, если КТЭ имеет место, проведение предложенного эксперимента должно приводить к парадоксальному результату: при ионизации газовой мишени двумя последовательными лазерными импульсами с пиковой интенсивностью $10^{19}–10^{20}$ Вт/см² и $\sim 10^{21}$ Вт/см² в первом и втором импульсах соответственно должно наблюдаться меньшее число ионов Ar^{17+} и Ar^{18+} , чем в случае, когда ионизация производится только вторым импульсом. Качественный характер этого результата может облегчить поиск КТЭ.

Следовательно, представленные результаты указывают на возможность наблюдения КТЭ при ионизации ли-

тиеподобных ионов благородных газов лазерными импульсами интенсивностью от 3×10^{19} Вт/см² для неона до 10^{23} Вт/см² для криптона. Для этого необходимо измерение выхода водородоподобных ионов кратности $Z_m - 1$, где Z_m – заряд ядра, в случае воздействия двух пучков, первый из которых создает только ионы кратностью до $Z_m - 2$, а второй имеет интенсивность, достаточную для туннелирования электронной пары, и одного пучка, идентичного более интенсивному пучку из первой схемы.

Работа выполнена при финансовой поддержке проекта ФЗГУ–2020-0035 Министерства образования и науки Российской Федерации.

1. Попов В.С. *УФН*, **174**, 921 (2004) [*Phys. Usp.*, **47**, 855 (2004)].
2. Milosevic D.B., Paulus G.G., Bauer D., Becker W. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, **39**, R203 (2006).
3. Krausz F., Ivanov M. *Rev. Mod. Phys.*, **81**, 163 (2009).
4. Calegari F., Sansone G., Stagira S., Vozzi C. Nisoli M. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, **49**, 062001 (2016).
5. Карнаков Б.М., Мур В.Д., Попов В.С., Попруженко С.В. *Письма в ЖЭТФ*, **93**, 256 (2011) [*JETP Lett.*, **93**, 238 (2011)].
6. Popruzhenko S.V. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, **47**, 204001 (2014).
7. Карнаков Б.М., Мур В.Д., Попруженко С.В., Попов В.С. *УФН*, **185**, 3 (2015) [*Phys. Usp.*, **58**, 3 (2015)].
8. Becker W., Goreslavski S.P., Milosevic D.B. Paulus G.G. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, **51**, 162002 (2018).
9. Ciappina M.F., Popruzhenko S.V., Bulanov S.V., Ditmire T., Korn G., Weber S. *Phys. Rev. A*, **99**, 043405 (2019).
10. Di Piazza A., Müller C., Hatsagortsyan C.Z., Keitel C.H. *Rev. Mod. Phys.*, **84**, 1177 (2012).
11. Guo Z. et al. *Opt. Express*, **26**, 26776 (2018).
12. Sung J.H. et al. *Opt. Lett.*, **42**, 2058 (2017).
13. Gan Z. et al. *Opt. Express*, **25**, 5169 (2017); Li W. et al. *Opt. Lett.*, **43**, 5681 (2018).
14. Yoon J.W. et al. *Optica*, **8**, 630 (2021).
15. Papadopoulos D. et al. *High Power Laser Sci. Eng.*, **4**, e34 (2016).
16. Weber S. et al. *Matter Radiat. Extremes*, **2**, 149 (2017).
17. Bashinov A.V., Gonoskov A.A., Kim A.V., Mourou G., Sergeev A.M. *Eur. Phys. J. Spec. Top.*, **223**, 1105 (2014).
18. Mourou G., Tajima T., Bulanov S.V. *Rev. Mod. Phys.*, **78**, 309 (2006).
19. Narozhny N.B., Fedotov A.M. *Contemp. Phys.*, **56**, 249 (2015).
20. Blackburn N.G. *Rev. Mod. Plasma Phys.*, **4**, 1 (2020).
21. Shi Y., Qin H., Fisch N.J. *Phys. Plasmas*, **28**, 042104 (2021).
22. Gonoskov A., Blackburn T.G., Marklund M., Bulanov S.S. arXiv:2107.02161 (2021).
23. Попруженко С.В., Федотов А.М. *УФН* (в печати).
24. Алексахин И.С., Запесочный И.П., Суран В.В. *Письма в ЖЭТФ*, **26**, 14 (1977).
25. Becker W., Liu X., Ho P.J. Eberly J.H. *Rev. Mod. Phys.*, **84**, 1011 (2012).
26. Зон Б.А. *ЖЭТФ*, **116**, 410 (1999) [*J. Theor. Exp. Phys.*, **89**, 219 (1999)].
27. Eichmann U., Dörr M., Maeda H., Becker W. Sandner W. *Phys. Rev. Lett.*, **84**, 3550 (2000).
28. Попруженко С.В., Ломоносова Т.А. *Письма в ЖЭТФ*, **113**, 320 (2021) [*JETP Lett.*, **113**, 317 (2021)].
29. Ullrich J., Moshhammer R., Dörner R., Jagutzki O., Mergel V., Schmidt-Böcking H., Spielberger L. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, **30**, 2917 (1997); Dörner R., Mergel V., Jagutzki O., Spielberger L., Ullrich J., Moshhammer R. Schmidt-Böcking H. *Phys. Rep.*, **330**, 95 (2000).
30. Келдыш Л.В. *ЖЭТФ*, **47**, 1945 (1964) [*Sov. Phys. JETP*, **20**, 1307 (1965)].
31. Tong X.M. Lin C.D. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, **38**, 2593 (2005).
32. Kostyukov I.Y. Golovanov A.A. *Phys. Rev. A*, **98**, 043407 (2018).