

Кулоновский взрыв кластера сложного ионного состава

И. А. Андрияш¹⁾, В. Ю. Быченков, В. Ф. Ковалев*

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

*Институт математического моделирования РАН, 125047 Москва, Россия

Поступила в редакцию 9 апреля 2008 г.

После переработки 18 апреля 2008 г.

Дано аналитическое решение задачи о кулоновском взрыве гомогенного кластера с легкими и тяжелыми ионами. Получены пространственно-временные и спектральные распределения ускоренных ионов. Найдены характеристики разлетающихся легких ионов в зависимости от атомного состава кластера. Показано, что на основе взаимодействия мощных ультракоротких лазерных импульсов с молекулярными кластерами возможно создание источников моноэнергетических ионов.

PACS: 52.30.Ex, 52.38.Kd, 52.50.Jm

К настоящему времени исследования по воздействию лазерных импульсов ультракороткой длительности на кластеры уже сформировались в самостоятельный новый раздел физики взаимодействия мощного лазерного излучения с веществом. После практически мгновенной ионизации атомов сильным лазерным полем и вылетом электронов из кластера последний испытывает кулоновский взрыв ионного состава, сопровождающийся ускорением ионов до высоких энергий [1, 2]. Достигнутые в фокальном пятне лазерные интенсивности, вплоть до 10^{22} Вт/см² [3], вполне способны вызывать кулоновский взрыв не только больших кластеров, получаемых обычно при охлаждении газов, но и твердотельных микромишеней контролируемого состава с размером до нескольких десятых микрона, создание которых вполне возможно при современном уровне нанотехнологии.

При достаточно высокой интенсивности лазера энергия ионов взрывающегося кластера не зависит от лазерной интенсивности и определяется кулоновской энергией мишени, то есть ее полным зарядом (размером кластера) [4]. При этом основной эффект от воздействия короткого мощного лазерного импульса сводится к быстрому образованию заряженной микромишени, которая взрывается кулоновским образом. Подчеркнем, что это справедливо при интенсивности лазера $I \gg (1/8\pi)cQ^2/R^4$, где Q – полный заряд кластера (наномишени), R – его начальный радиус, c – скорость света.

Особый интерес представляет кулоновский взрыв квазиоднородного кластера, состоящего из легких и тяжелых ионов. При его разлете легкие ионы летят быстрее и, оказываясь на периферии кластера,

эффективно ускоряются кулоновским полем следующих за ними тяжелых ионов. Последние, действуя как кулоновский поршень, способствуют формированию хорошо выраженного сгустка почти моноэнергетических легких ионов, подобных тем, которые предсказаны при кулоновском взрыве сферических кластеров с оболочкой из легких ионов [5]. Возможность получения более высокой энергии на один нуклон и, главное, монохроматичного спектра легких ионов привлекает внимание к изучению кулоновского взрыва кластера сложного ионного состава [4–9]. Несмотря на то, что эффект формирования моноэнергетического спектра легких ионов, ускоряемых кулоновским полем тяжелых частиц, из квазиоднородного вначале кластера известен и изучался при численном моделировании [4, 9], аналитическое описание характеристик разлетающихся легких ионов в зависимости от атомного состава кластера пока отсутствует. Этот пробел восполняет наше сообщение для случая, когда заряд легкой ионной компоненты кластера мал по сравнению с его полным зарядом, то есть $Zn \ll Z_1n_1$, где Z, Z_1 и n, n_1 – заряд легких и тяжелых ионов и их плотности, соответственно.

При выполнении указанного выше условия можно считать, что собственное электрическое поле легких ионов мало и не оказывает влияния на их разлет. Таким образом, задача о разлете заряженного кластера с двумя сортами ионов сводится к изучению движения легких примесных ионов в заданном электрическом поле тяжелых ионов кластера, который, для упрощения, считаем сферическим и состоящим вначале из однородно распределенных ионов. Пространственное распределение радиального электрического поля $E(r, t)$ разлетающегося однородного кластера хорошо известно [10, 11] и показано на рис.1. Здесь и

¹⁾e-mail: iandr@sci.lebedev.ru

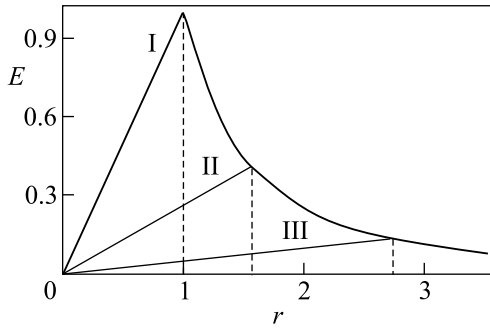


Рис.1. Пространственные распределения напряженности электрического поля разлетающегося однородного кластера для различных моментов времени $t = 0$ (I), 2 (II), 4 (III)

ниже E нормировано на $\omega_{L1}^2 M_1 R / 3eZ_1$, радиус r – на начальный радиус кластера R , время t на обратную ленгмюровскую частоту ω_{L1}^{-1} тяжелых ионов с массой M_1 . Вертикальные штриховые линии указывают положение $r_1(t)$ фронта тяжелых ионов [10, 11], слева от которого электрическое поле нарастает $\propto r$, а справа – падает $\propto 1/r^2$.

При описании движения легких ионов в заданном электрическом поле $E(r, t)$ удобно исходить из уравнения для их лагранжева смещения $\delta R(t, \rho) = r - \rho$:

$$\frac{\partial^2(\delta R(t, \rho))}{\partial t^2} = \frac{\mu}{3} E(t, \rho + \delta R(t, \rho)), \quad (1)$$

$$\delta R(t, \rho)|_{t=0} = 0, \quad \frac{\partial \delta R(t, \rho)}{\partial t}|_{t=0} = 0.$$

Здесь координата $0 \leq \rho \leq 1$ задает начальное положение легких ионов, а кинематический параметр $\mu = ZM_1/Z_1M$ определяет темп их ускорения. Средняя скорость u и плотность n , нормированные на $R\omega_{L1}$ и начальную плотность легких ионов, соответственно, выражаются через смещение $\delta R(t, \rho)$ следующим образом:

$$n(t, \rho) = n_l(\rho) \left(\frac{\rho}{\rho + \delta R(t, \rho)} \right)^2 \frac{1}{|1 + (\partial/\partial \rho)\delta R(t, \rho)|}, \quad (2)$$

$$u(t, \rho) = \frac{\partial \delta R(t, \rho)}{\partial t}.$$

С учетом явного вида электрического поля структура решения уравнения (1) оказывается различной в зависимости от пространственного положения легких ионов – до фронта или за фронтом тяжелых ионов. Для частиц, не вылетевших за фронт тяжелых ионов, решение принимает следующий вид:

$$r/\rho = {}_1F_2 \left(\frac{3 - \sqrt{9 - 8\mu}}{4}, \frac{3 + \sqrt{9 - 8\mu}}{4}, \frac{1}{2}; q^2 \right),$$

$$\sqrt{\frac{2}{3}} t = \frac{q}{1 - q^2} + \frac{1}{2} \ln \frac{1 + q}{1 - q}, \quad (3)$$

$$u = \rho \sqrt{2/3} \mu q (1 - q^2)^2 \times$$

$$\times {}_1F_2 \left(\frac{7 - \sqrt{9 - 8\mu}}{4}, \frac{7 + \sqrt{9 - 8\mu}}{4}, \frac{3}{2}; q^2 \right),$$

где ${}_1F_2$ – гипергеометрическая функция Гаусса. Согласно (3), единственным управляющим параметром, определяющим характеристики ускоренных легких ионов в условиях $Zn \ll Z_1n_1$ выступает параметр μ .

Соотношения (3) пригодны до момента времени t_* , определяемого из условия равенства координаты r ускоряемых легких ионов координате $r_1(t)$ фронта тяжелых ионов “поршня”, $r(t_*, \rho) = r_1(t_*)$, то есть до момента, когда легкие ионы в процессе ускорения перегонят все ускоряющие их тяжелые ионы “кулоновского поршня”. Величина t_* зависит от начального положения частицы ρ и определяется решением следующей системы уравнений

$$\frac{1}{\rho} = (1 - q_*^2) {}_1F_2 \left(\frac{3 - \sqrt{9 - 8\mu}}{4}, \frac{3 + \sqrt{9 - 8\mu}}{4}, \frac{1}{2}; q_*^2 \right),$$

$$\sqrt{\frac{2}{3}} t_* = \frac{q_*}{1 - q_*^2} + \frac{1}{2} \ln \frac{1 + q_*}{1 - q_*}. \quad (4)$$

На рис.2 показано время вылета легких ионов за фронт r_1 в зависимости от их начального положения

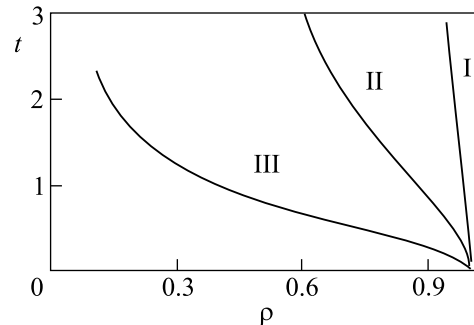


Рис.2. Зависимости времени вылета легких ионов за фронт тяжелых частиц от начальной координаты для значений параметра $\mu = 1.1$ (I), 2 (II), 10 (III)

ния для трех значений параметра $\mu = 1.1$ (например, полностью ионизованные ионы легкой примеси и тяжелого ядра), $\mu = 2$ (например, СН-мишень) и $\mu = 10$ (например, не полностью ионизованные тяжелые ионы ядра). Чем больше отношение Z/M для примеси, тем быстрее она проходит через фронт тяжелых частиц.

Динамика легких ионов после момента времени t_* , то есть за фронтом “кулоновского поршня”, определена формулами

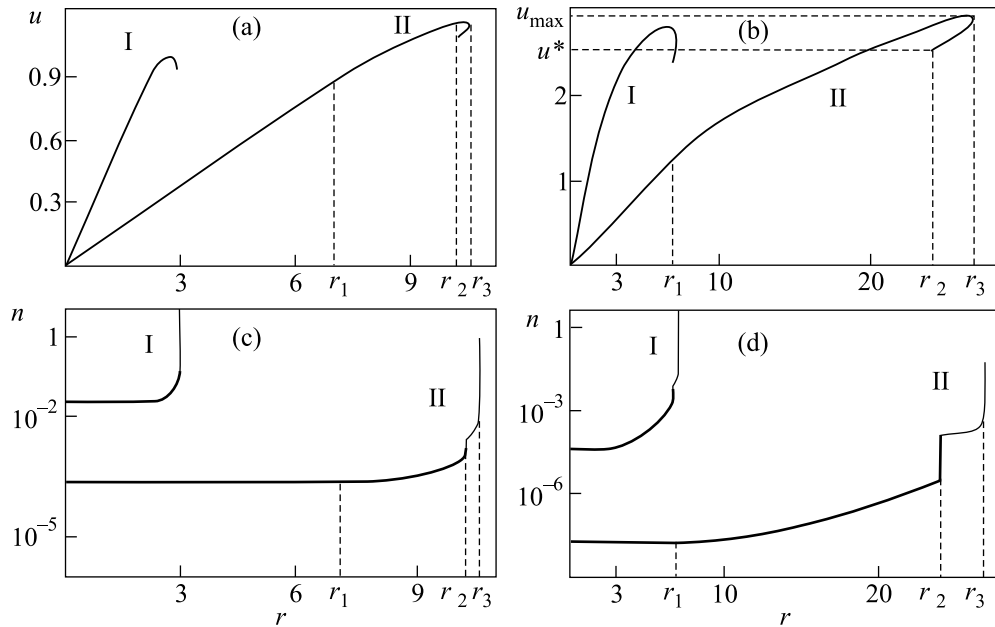


Рис.3. Пространственные распределения скорости (а), (б) и плотности (с), (д) легких ионов для моментов времени $t = 3$ (I), 10 (II), для двух параметров $\mu = 2$ (а), (с) и $\mu = 10$ (б), (д). Вертикальные штриховые линии на рисунках показывают фронт тяжелых ионов, границу области однопоточкового движения и фронта легких ионов (слева направо)

$$u = \sqrt{u_*^2 + 2(1 - r_*/r)\mu/(3r_*)},$$

$$t - t_* = \frac{r_*^{3/2}}{u_*^2 r_* + 2\mu/3} \left[-u_* \sqrt{r_*} + \right. \quad (5)$$

$$\left. + \frac{r}{r_*} \sqrt{u_*^2 r_* + 2(1 - r_*/r)\mu/3} \right] + \frac{2\mu r_*^{3/2}/3}{(u_*^2 r_* + 2\mu/3)^{3/2}} \times$$

$$\times \ln \frac{\sqrt{u_*^2 r_* + 2(1 - r_*/r)\mu/3} + \sqrt{u_*^2 r_* + 2\mu/3}}{\sqrt{r/r_*} (u_* \sqrt{r_*} + \sqrt{u_*^2 r_* + 2\mu/3})},$$

где величины $r_* \equiv r(t_*, \rho)$ и u_* задают координату и значение скорости легкого иона в момент пересечения фронта “кулоновского поршня”,

$$r_* = (1 - q_*^2)^{-1},$$

$$u_* = \rho \sqrt{2/3} \mu q_* (1 - q_*^2)^2 \times \quad (6)$$

$$\times {}_1F_2 \left(\frac{7 - \sqrt{9 - 8\mu}}{4}, \frac{7 + \sqrt{9 - 8\mu}}{4}, \frac{3}{2}; q_*^2 \right).$$

Решения (3), (5) позволяют найти плотность и энергетический спектр ускоренных легких ионов $dN/d\varepsilon$:

$$\frac{dN}{d\varepsilon} = \frac{3}{2} \frac{r(u)^2 n(t, r(u))}{u |\partial u / \partial r|}, \quad (7)$$

где энергия ε измеряется в единицах $M_1 \omega_{L1}^2 R^2 / 2$, и выбрана следующая нормировка спектра, $\int_0^\infty d\varepsilon (dN/d\varepsilon) = 1$. При вычислении спектра (7) координату r следует выразить через скорость ионов $u = \sqrt{\varepsilon}$. Если зависимость $r(u)$ является

неоднозначной, например, в том случае, когда распределение скорости $u(r)$ имеет максимум в пространстве, то в (7) подразумевается суммирование по различным ветвям обратной зависимости $r(u)$.

На рис.3а, б представлены пространственные распределения скорости легких ионов. На этих графиках наглядно видно, что, начиная с некоторого момента времени t_b , соответствующего обращению в бесконечность производной $\partial u / \partial r$, в окрестности фронта легких ионов формируется область многопоточкового (двухпоточкового) течения, где функция $u(r)$ становится двузначной. Зависимость момента времени появления двухпоточковости (опрокидывания профиля скорости легких ионов) t_b от параметра μ показана на рис.4. Видно, что в примеси, отвечающей

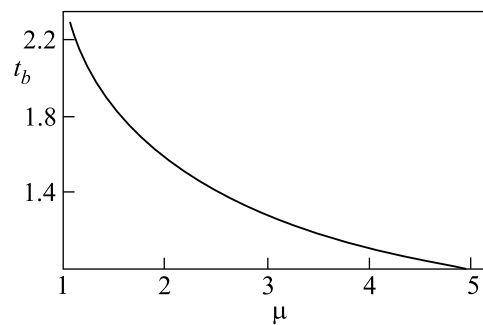


Рис.4. Зависимость времени опрокидывания фронта легких ионов от параметра μ

большому μ , возникновение двухпоточкового течения происходит быстрее.

Формально наличие многопоточкового режима означает неприменимость гидродинамического описания движения ионов. Однако в силу того, что решение задачи сформулировано в терминах лагранжевых переменных, то и после появления двухпоточкового течения формулы для $r(t, \rho)$ и $u(t, \rho)$ имеют смысл: они задают вид парциальных вкладов в функцию распределения легких ионов $f \propto \delta(r - r(t, \rho))\delta(u - u(t, \rho))$, каждый из которых отвечает своему потоку ионов. По-сути, мы переходим при этом к модели двухпоточковой гидродинамики, в которой средняя плотность и скорость ионов рассчитываются как суммы парциальных плотностей и скоростей (см. [12, 13]). Фактически, для кинетической задачи $u(r)$ определяет распределение частиц в фазовом пространстве. Для наглядности на рис.3 отмечены положение фронта тяжелых ионов r_1 и границы области двухпоточкового движения r_2 и r_3 , причем внешняя граница r_3 совпадает с положением фронта легких ионов. В пределе $\mu \rightarrow 1$ ширина области вылетевших легких ионов и, соответственно, ширина области двухпоточкового движения стремятся к нулю, $r_3 \rightarrow r_2 \rightarrow r_1$, поскольку для ионов с одинаковым отношением заряда к массе ускорение одинаково. Чем больше μ , тем больше максимальная скорость, набираемая легкими частицами.

Формулы (2) позволяют построить пространственное распределение плотности легких ионов до момента возникновения двухпоточкового движения, $t \leq t_b$. При больших временах гидродинамическое описание распределения плотности в пространстве справедливо вплоть до точки r_2 ; оно показано на рис.3с, d жирной линией. В области двухпоточкового движения, то есть в слое $r_2 \leq r \leq r_3$, плотность легких ионов дается суммой парциальных плотностей и показана на рис.3с, d тонкой линией. Существование двухпоточкового течения обуславливает возникновение скачка плотности на границе r_2 однопоточкового и двухпоточкового течений при $t > t_b$. На внешней границе r_3 плотность имеет сингулярность, которая характеризуется обратной корневой зависимостью от расстояния от фронта легких ионов r_3 . Этот результат непосредственно воспроизводится аналитически из кинетической теории движения легких ионов в заданном поле (формулы (4), (5) работы [11]) или из численного решения уравнения движения $\ddot{r}_i = \mu E/3$ в методе пробных частиц (индекс i нумерует ионы). С течением времени число частиц (по-сути, интеграл под кривой плотности) в однопоточковой области сильно падает, что говорит о том, что основная доля

частиц скапливается в двухпоточковом слое и их число в нем, $\Delta N/N$, растет, насыщаясь со временем. Для $\mu \sim 1 \div 3$ число частиц в двухпоточковом слое выходит на постоянное значение при $t \sim 100$. На этих временах движение ионов инерциально, то есть скорость движения границ двухпоточкового слоя оказывается постоянной, причем для внешней границы – фронта легких ионов – она выше (рис.3а, б). Таким образом, после выхода на стационар ширина слоя с двухпоточковым движением растет со временем практически линейно. Само же число частиц $\Delta N/N$ зависит от параметра μ , причем чем больше этот параметр, тем шире двухпоточковый слой и тем больше частиц он содержит. На рис.5 показана зависимость $\Delta N/N$ от

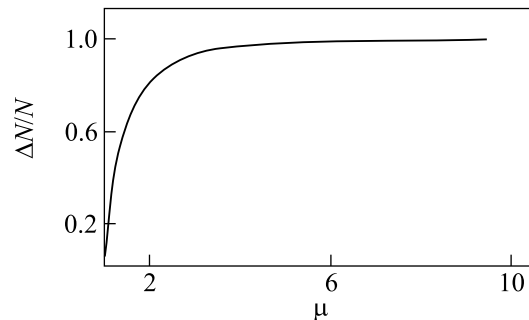


Рис.5. Зависимость относительного числа частиц в двухпоточковом слое от параметра μ

μ . Для значений $\mu > 2$ практически все легкие ионы в конце концов окажутся в двухпоточковом слое, ширина которого для фиксированного момента времени оказывается линейной по μ .

Обсудим энергетический спектр ускоряемых легких ионов (7) после образования области двухпоточкового движения. Он представлен на рис.6 для момен-

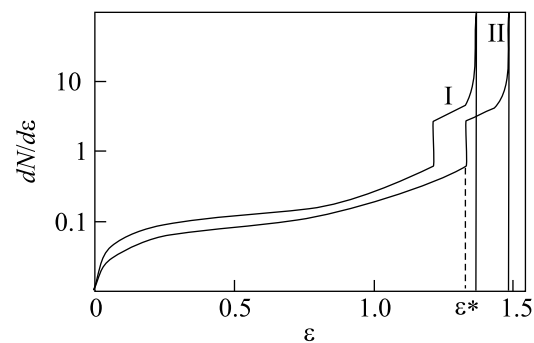


Рис.6. Спектральные распределения легких ионов по энергиям для моментов времени $t = 10$ (I), 100 (II) и параметра $\mu = 2$

тов времени $t = 10$ (I), 100 (II). Наличие максимумов $u_{\max} = u(r_{\max})$ в пространственных распределениях скорости $u(r)$ на рис.3 отвечает существованию пиков (сингулярностей) в энергетических спектрах

ускоренных частиц. При достаточно больших временах, когда $r_2 \leq r_{\max}$, согласно зависимости $u(r)$ на рис.3, изменению координаты r внутри двухпоточкового слоя $r_2 \leq r \leq r_3$ соответствует изменение энергии легких ионов ε в интервале от $\varepsilon^* = u^{*2}$ до $\varepsilon_{\max} = u_{\max}^2$. Разность $\Delta\varepsilon = \varepsilon_{\max} - \varepsilon^*$ характеризует спектральный разброс по энергии ионов в двухпоточковой области, а поскольку при $\mu > 2$ почти все легкие частицы кластера с течением времени оказываются в этой области (рис.5), то можно говорить о формировании моноэнергетического спектра легких ионов с шириной $\Delta\varepsilon$.

После того как функция $r(u)$ становится многозначной, появляются частицы, которые, начиная движение из разных точек пространства, в процессе ускорения наберут одинаковую скорость. При этом в спектральном распределении частиц при энергии ε^* появляется скачок, обусловленный вкладом частиц, относящихся ко второй ветви $r(u)$ в области $\{u^*, u_{\max}\}$. Энергиям, меньшим ε^* , отвечают частицы, находящиеся в кластере – для них спектр имеет корневую зависимость $dN/d\varepsilon \propto \sqrt{\varepsilon}$, а также часть частиц вылетевших за поверхность кластера, но не достигших скорости u^* . Такие достаточно медленные частицы локализованы в области, границы которой определяются из рис.3а, б при проектировании на ось абсцисс той части кривой $u(r)$ в фазовом пространстве, которая лежит ниже горизонтальной линии u^* (отмечена на рисунке рис.3б).

Частицы, отвечающие энергиям, меньшим ε^* , движутся в области однопоточковости, и на больших временах их число становится малым. Таким образом, как уже отмечалось, при выходе на стационар, для $\mu \gtrsim 2$ практически все легкие частицы кластера оказываются в двухпоточковом режиме и отвечают области спектра $\{\varepsilon^*, \varepsilon_{\max}\}$, где имеется пик. Спектральная ширина этой области $\Delta\varepsilon$ растет с μ , но даже для значений $\mu \sim 10$ она оказывается узкой, составляет величину порядка $\sim 15 \div 20\%$ от полной ширины спектра. Такой спектр можно приближенно считать монохроматическим и говорить о формировании оболочки моноэнергетических частиц. Из полученных решений (2) и (5) можно показать, что для значений $\mu \lesssim 10$, представляющих наибольший практический интерес, за время $t \gtrsim 50$ энергетические характеристики легких ионов перестают меняться, и их можно оценить по следующим приближенным формулам: $\varepsilon_{\max} \simeq 0.66 + 0.9(\mu - 1)$ и $\varepsilon^* \simeq 0.66\mu$.

В заключение отметим, что аналитическое решение задачи о кулоновском взрыве плазменного микросгустка с легкими и тяжелыми ионами показало возможность генерации моноэнергетических легких

ионов при воздействии мощных коротких лазерных импульсов на молекулярный кластер или искусственно приготовленную нано/микро мишень с легкими и тяжелыми атомами. Экспериментальное подтверждение этого эффекта явилось бы важным шагом на пути создания источников моноэнергетических ионов мульти-мегаэлектрон-вольтных энергий для различных практических приложений. В настоящее время проведение таких экспериментов сдерживается из-за требования высокого контраста лазерного импульса, препятствующего разрушению кластера до прихода основного импульса. Однако развитие лазерных нанотехнологий позволяет надеяться на быстрый прогресс в получении контролируемых высококонтрастных лазерных импульсов и качественных субмикронных мишеней сложного состава. В этой связи отметим недавнюю работу [14], демонстрирующую возможности значительного улучшения контраста импульса мощного лазера.

Работа выполнена при финансовой поддержке грантов Российского фонда фундаментальных исследований ## 06-01-00137, 06-02-16103, 08-01-00291 и МНТЦ # 2289. Один из авторов (И.А.А.) благодарен Благотворительному общественному фонду содействия отечественной науке, Учебно-научному комплексу ФИАН, а также фонду некоммерческих программ “Династия” за финансовую поддержку научной работы.

1. T. Ditmire, T. Donnelly, A. M. Rubenchik et al., Phys. Rev. A **53**, 3379 (1996).
2. V. P. Krainov and M. B. Smirnov, Phys. Rep. **370**, 237 (2002).
3. S.-W. Bahk, P. Rousseau, T. A. Planchon et al., Opt. Lett. **29**, 2837 (2004).
4. I. Last and J. Jortner, Phys. Rev. Lett. **87**, 033401 (2001).
5. V. F. Kovalev, V. Yu. Bychenkov, and K. Mima, Phys. Plasmas **14**, 103110 (2007).
6. G. Grillon, Ph. Balcou, J.-P. Chambaret et al., Phys. Rev. Lett. **89**, 065005 (2002).
7. S. Ter-Avetisyan, M. Schmurser, D. Hilscher et al., Phys. Plasmas **12**, 012702 (2005).
8. M. Hohenberger, D. R. Symes, K. W. Madison et al., Phys. Rev. Lett. **95**, 195003 (2005).
9. A. Heidenreich, J. Jortner, and I. Last, Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A. **103**, 589 (2006).
10. I. Last and J. Jortner, J. Chem. Phys. **120**, 8329 (2004).
11. В. Ф. Ковалев, В. Ю. Быченков, ЖЭТФ **101**, 212 (2005).
12. А. В. Гуревич, К. П. Зыбин, УФН **165**, 723 (1995).
13. V. F. Kovalev, K. I. Popov, V. Yu. Bychenkov et al., Phys. Plasmas **14**, 053103 (2007).
14. V. Chvykov, P. Rousseau, S. Reed et al., Opt. Lett. **31**, 1456 (2006).