

## ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ И МАТЕМАТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА

**Кулоновский взрыв нанокластеров, скользящих  
вдоль органических поверхностей**В. В. Комаров<sup>1,a</sup>, А. М. Попова<sup>1,a</sup>, И. О. Стурейко<sup>1</sup>, Л. Шмидт<sup>2</sup>, Х. Юнгклас<sup>2,b</sup><sup>1</sup> Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д. В. Скобелевича Московского государственного университета имени М. В. Ломоносова. Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.<sup>2</sup> Филиппс-университет, химический факультет. D-06421, Марбург, Германия.E-mail: <sup>a</sup>porovakomarov@mail.ru, <sup>b</sup>jungclas.staff@uni-marburg.de

Статья поступила 10.02.2012, подписана в печать 15.10.2012.

Предложена модель процесса множественной кулоновской диссоциации (кулоновского взрыва) нанокластера скользящего на атомном расстоянии вдоль органической пленки со скоростью меньшей скорости Бора. Рассматриваются нанокластеры, состоящие из одинаковых атомов, и пленки, молекулы которых содержат подструктуры периодически расположенных двухатомных валентных связей (например,  $C_nH_{2n}$ ), имеющих значительный дипольный момент. Такие структуры способны служить антеннами для ИК-излучения. Показано, что процесс диссоциации скользящего нанокластера происходит под действием пикосекундного импульса фотонов высокой интенсивности ( $10^{14}$ – $10^{16}$  Вт/см<sup>2</sup>), излучаемого ИК-антеннами пленки в результате релаксации накопленных в антенне коллективных колебательных возбуждений (эксимолей). Эти эксимолы резонансно возбуждаются в ИК-антеннах пленки в результате действия периодического кулоновского поля, возникающего во время скольжения нанокластера со скоростью ниже скорости Бора относительно молекул пленки. В рамках предложенной модели проведен анализ результатов экспериментов по распаду ионов  $C_{60}^+$  при их скольжении вдоль органической пленки, содержащей молекулы с ИК-антеннами.

*Ключевые слова:* взрывы нанокластеров, скользящих вдоль органических пленок.

УДК: 539.19+539.2. PACS: 34.10+x, 36.40.–с.

**Введение**

В ряде экспериментальных и теоретических исследований, проведенных в последние годы, был обнаружен процесс кулоновской диссоциации нанокластеров, содержащих тождественные атомы, и фуллеренов при их облучении пикосекундными импульсами ИК-лазеров высокой интенсивности  $10^{13}$ – $10^{16}$  Вт/см<sup>2</sup> [1, 2]. Было показано, что в момент облучения происходит множественный выброс электронов из атомов нанокластера и кулоновское расталкивание образовавшихся в них положительных ионов, ведущее к пикосекундной диссоциации (кулоновскому взрыву) нанокластера.

Как было предсказано в работе [3] и установлено экспериментально [4–6], механизм множественной ионизации атомов нанокластеров в этом процессе зависит от интенсивности ИК-лазерного импульса в указанном выше диапазоне. В работе [4] для анализа кулоновского взрыва было предложено характеризовать множественную ионизацию атомов нанокластера параметром Келдыша  $\gamma$  [3]

$$\gamma = (I_{\text{ион}}/2\Phi)^{1/2}. \quad (1)$$

Здесь  $I_{\text{ион}}$  — потенциал ионизации атомов нанобъекта и  $\Phi$  — средняя кинетическая энергия электронов в поле лазерного излучения.

При  $\gamma > 1$ , когда энергия фотона больше  $I_{\text{ион}}$ , множественная ионизация атомов нанокластера рассматривалась как результат одновременного когерентного поглощения фотонов лазерного излучения.

При  $\gamma \leq 1$ , при энергии фотона меньше  $I_{\text{ион}}$ , множественная ионизация атомов нанокластера в поле излучения лазера рассматривалась как туннельный процесс. Вероятность ионизации нанокластера в этом случае на порядок превышает вероятность ионизации при когерентном множественном поглощении фотонов [1, 2]. Для процесса туннельной ионизации была получена функция, определяющая величину пороговой интенсивности  $I_{\text{thr}}(Z)$  лазерного излучения, при которой возникает несколько ионов атомов нанокластера, имеющих определенное значение положительного заряда  $Z$ :

$$I_{\text{thr}}(Z) = cI_{\text{ион}}(Z)^4/128\pi e^6 Z^2. \quad (2)$$

Здесь  $I_{\text{ион}}(Z)$  — потенциал ионизации, равный энергии отрыва электрона;  $c$  — скорость света,  $e$  — заряд электрона.

Туннельный процесс множественной ионизации нанокластеров в поле лазерного излучения высокой интенсивности был экспериментально изучен в работах [4–6]. В этих работах было продемонстрировано удовлетворительное согласие расчетных значений  $I_{\text{thr}}(Z)$  с результатами эксперимента с выходом ионов с положительным зарядом вплоть до  $Z = 6$ .

В настоящей работе проводится анализ пикосекундного процесса многократной ионизации и последующей кулоновской диссоциации молекулярных нанокластеров в момент их скольжения со скоростью ниже скорости Бора относительно органической пленки. Предполагается, что молекулы пленки содержат подструктуры, состоящие из цепей тождественных двух-

атомных связей-диполей. Эти подструктуры (ИК-антенны) способны резонансно поглощать и накапливать ИК-фотоны.

В анализе рассматриваемого процесса используются некоторые результаты наших исследований [7–10], в которых изучались процессы электронного возбуждения и диссоциации, происходящие в молекулах, содержащих ИК-антенны, скользящих вдоль органических пленок. Механизм этих процессов определяется внутримолекулярной передачей энергии от диполей ИК-антенны диполям-ловушкам, находящимся в той же молекуле.

Здесь мы рассматриваем канал релаксации энергии, накопленной в ИК-антенне молекул поверхности за счет межмолекулярных взаимодействий. Показано, что диссоциация скользящего нанокластера, не содержащего ИК-антенны, происходит в результате его множественной ионизации, возникающей под действием дипольного излучения из ИК-антенн, содержащихся в молекулах пленки поверхности.

### Теория процесса

В настоящей работе была поставлена задача изучить механизм пикосекундной кулоновской диссоциации молекулярного нанокластера, не содержащего ИК-антенн, скользящего на атомном расстоянии со скоростью, меньшей  $10^8$  см/с, вдоль органической пленки, молекулы которой содержат такие антенны. Для этого была развита модель, основанная на результатах наших предыдущих исследований [7–10] по анализу процессов возбуждения и накопления колебательной энергии в ИК-антенне в поле ИК-излучения и анализу функции интенсивности периодического кулоновского поля, возникающего в момент скольжения молекул вдоль органической поверхности. В настоящей работе были определены условия, при которых происходит кулоновский взрыв скользящего нанокластера, предложен метод анализа рассматриваемого процесса и получены необходимые формулы.

В работе [8, разд. 2.2] были рассмотрены энергетические свойства молекулярных подструктур, состоящих из  $M$  периодически упорядоченных двухатомных тождественных валентных связей, каждая из которых имеет дипольный момент и при отсутствии взаимодействия между ними может находиться в основном или первом возбужденном колебательных состояниях с энергиями  $\varepsilon_0$  или  $\varepsilon_1$  соответственно. Энергия возбуждения  $M$  диполей оказывается  $M$ -кратно вырожденной. При включении двухчастичного взаимодействия между диполями это вырождение снимается и состоянию  $\varepsilon_1$  соответствует полоса коллективных колебательных состояний. Состояние, являющееся нижней границей этой полосы, называется «эксимоль». Его энергия  $E_{\text{ex}} = \hbar\omega_{\text{ex}}$  определяется из соотношения

$$E_{\text{ex}} = \varepsilon_{01} - \sum E_{ij}, \quad i \neq j, \quad (3)$$

где  $\varepsilon_{01} = \hbar\omega_{01}$  и  $\omega_{01}$  — характеристическая частота валентной связи диполя; второе слагаемое в (3) есть сумма энергий диполь-дипольного взаимодействия диполя  $i$  со всеми соседними диполями  $j$  в ИК-антенне [8, формула (6)]. Время жизни эксимоля  $\tau_{\text{ex}}$  больше времени релаксации  $E_{01}$  изолированного диполя.

В работе [7] и в обзорной статье [8] было изучено периодическое кулоновское поле, возбуждающее эксимоль в ИК-антенне одной молекулы, скользящей со скоростью  $v_{\text{gr}} \ll 10^7$  см/с на атомном расстоянии относительно другой молекулы или нанокластера, в которых предполагалось существование групп четырех или более атомов периодически расположенных на расстоянии  $\alpha$  друг от друга. Эти группы в указанном процессе можно рассматривать как периодические системы экранированных зарядов, при движении которых возникает периодическое кулоновское поле. В работе [7] были получены аналитические выражения для компонент  $F_x$  и  $F_z$  интенсивности  $\mathbf{F}$  периодического кулоновского поля с частотой, равной  $\omega_{\text{ex}}$ . За ось  $OZ$  было выбрано направление, перпендикулярное оси скольжения  $OX$ . Эти выражения имеют вид

$$\begin{aligned} F_z &= 2\pi\alpha^{-2}Ze[\exp(-R\Theta)], \\ F_x &= 2\pi\alpha^{-2}Ze[\exp(-R\Theta)]\Theta^{-1}, \end{aligned} \quad (4)$$

где  $\Theta = (\omega_{\text{ex}}^2 v_{\text{gr}}^{-2} + 1/\alpha_{\text{eff}}^2)^{1/2}$ ,  $\alpha_{\text{eff}}$  — радиус экранирования атомных зарядов  $Ze$  [7, формулы (26) и (27)]. Если оператор дипольного момента валентной связи в ИК-антенне определить в виде  $\mathbf{D} = [eD_0/r_0]\mathbf{r}$  и матричный элемент  $M_{01}$  ее дипольного перехода из основного состояния в первое колебательное состояние найти в осцилляторном приближении в виде  $M_{01} = (\hbar/2m\omega_{\text{ex}})^{-2}$ , где  $m$  — приведенная масса валентной связи антенны, то функция вероятности  $P_{01}$  возбуждения одного эксимоля с энергией  $E_{\text{ex}}$  в дипольном приближении и в предположении, что  $\mathbf{D}$  параллелен оси  $OZ$ , может быть определена уравнением

$$P_{01} = 2\pi^2\omega_{\text{ex}}[eD_0/r_0]^2(M_{01})^2 F_z^2 \tau_R / E_{\text{ex}} \cdot 3\hbar v_{\text{gr}}. \quad (5)$$

Вследствие делокализации эксимоля каждый диполь из числа  $M$  диполей антенны может  $N = \tau_{\text{gr}}/\tau_{\text{tr}}$  раз служить источником возбуждения эксимолей. Отсюда в ИК-антенне можно рассматривать эффективное число  $M_{\text{eff}} = NM$  диполей, участвующих в возбуждении эксимолей за время  $\tau_{\text{gr}}$ . Для определения числа эксимолей  $K$ , возбуждающихся с максимальной вероятностью, в работе [9] была применена асимптотическая формула биномиального распределения Бернулли для случая  $M_{\text{eff}} \gg 1$  и  $0 < P_{01} < 1$ . Выражение для  $K$  имеет вид  $K = M_{\text{eff}} P_{01}$ .

Так как функция  $P_{01}$  зависит от  $v_{\text{gr}}$ , то значение колебательной энергии  $E(K) = KE_{\text{ex}}$ , накопленной в ИК-антенне за время скольжения  $\tau_{\text{gr}}$ , зависит от кулоновских и структурных параметров скользящих молекул, а также от скорости скольжения  $v_{\text{gr}}$ .

Рассматриваемый процесс диссоциации скользящего нанокластера происходит в результате излучения энергии эксимолей, накопленной в ИК-антенне молекул поверхности одним из ее диполей.

В соответствии с квантовой теорией излучения диполей [11] интенсивность пикосекундного импульса фотонов  $I(K)$ , возникающего при релаксации  $K$  эксимолей, имеет вид

$$I(K) = M_{01}^2 \omega_{\text{ex}}^4 e^2 K^6 / 4\pi c^3 R^2, \quad (6)$$

где  $R$  — расстояние от диполя антенны, являющегося источником излучения, до поверхности нанокластера

отложенное на луче, соединяющем этот диполь с центром массы нанокластера. В формуле (6) проведено усреднение по углу, определяющему направление потока фотонов. Мы рассчитали величину  $I(K)$  для пикосекундного потока фотонов, возникающих при релаксации  $K$  эксимолей, накопленных в антенне  $C_nH_{2n}$  в диапазоне изменения значения  $K$  от 10 до 3000. В расчете были использованы следующие параметры:  $\omega_{ex} = 1.2 \cdot 10^{14} \text{ с}^{-1}$ ,  $M_{01}^2 = 2.8 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$ ,  $R = 2.5 \text{ \AA}$ . Результаты расчетов приведены в табл. 1. Заметим, что изменение числа  $K$  в случае скольжения нанокластера относительно молекул органической пленки, содержащей ИК-антенны  $C_nH_{2n}$ , при фиксированном параметре  $n$ , можно варьировать изменением величины скорости скольжения.

Таблица 1

**Интенсивность импульса фотонов  $I(K)$ , рассчитанная по формуле (7) для ряда значений  $K$**

$K$	500	700	900	1100
$I(K), \text{ Дж/см}^2 \cdot \text{с}$	$1.4 \cdot 10^{12}$	$1.1 \cdot 10^{13}$	$4.96 \cdot 10^{13}$	$1.66 \cdot 10^{14}$
$K$	1300	1400	1600	1800
$I(K), \text{ Дж/см}^2 \cdot \text{с}$	$4.5 \cdot 10^{14}$	$7.0 \cdot 10^{14}$	$1.57 \cdot 10^{14}$	$3.17 \cdot 10^{15}$

Как следует из табл. 1, при возбуждении  $K > 1100$  эксимолей в ИК-антенне  $C_nH_{2n}$  можно ожидать кулоновский взрыв скользящего нанокластера, так как интенсивность пикосекундного импульса фотонов релаксации указанного числа эксимолей имеет величину, достаточную для этого процесса. Наши оценки показали, что  $K > 1100$  эксимолей могут возбуждаться в ИК-антенне  $C_nH_{2n}$  ( $n \geq 50$ ) при скольжении вдоль нее нанокластера, состоящего из атомов углерода.

### Эксперимент

Для демонстрации кулоновского взрыва нанокластера в рассматриваемом процессе был проведен эксперимент, в котором осуществлялось скольжение ионов фуллерена  $C_{60}^+$  на расстоянии  $R = 2.5 \text{ \AA}$  со скоростью  $v_{gr} = 1,18 \cdot 10^6 \text{ см/с}$  вдоль органической пленки. Молекулы этой пленки содержали ИК-антенны  $C_{30}H_{60}$ . При этом экранированные заряды атомов углерода в скользящих ионах  $C_{60}^+$  создавали периодическое кулоновское поле, возбуждающее эксимолы с энергией 0.07 эВ в ИК-антеннах молекул пленки.

Экспериментальная установка для масс-спектроскопического анализа была сконструирована нами ранее для изучения фрагментации молекул различных пептидов и детально описана в работах [8, 10]. В этой установке положительные ионы  $C_{60}^+$ , десорбированные с поверхности мишени под действием лазерного излучения с длиной волны 335 нм, ускорялись потенциалом  $U$  до энергии 8 КэВ и направлялись на конвертер под углом  $\beta = 12^\circ$  по отношению к нормали. Конвертер из полированного алюминия был покрыт органической пленкой, молекулы которой содержат углеводороды  $(CH_2)_n$  с длиной цепей  $n = 30$ . Для осуществления процесса скольжения нанокластеров вдоль поверхности конвертера без их проникновения в нее на конвертер подавался положительный потенциал  $U_k = U \cos^2 \beta$  и

перед конвертером, в 7 мм от него, располагалась заземленная сетка. Таким образом, на атомных расстояниях от конвертера нормальная составляющая скорости положительных падающих ионов под действием положительных потенциалов конвертера и экранированных зарядов атомов конвертера оказывалась равной нулю, что обеспечивало их скольжение вдоль конвертера в течение пикосекундного интервала времени с последующим отклонением от поверхности под углом  $\beta$ .

Вторичные положительные ионы, образующиеся при диссоциации  $C_{60}^+$  в процессе его скольжения, регистрировались по времени пролета в интервале значений  $m/z$  от 0 до 800 [12]. В полученном масс-спектре проявились пики, соответствующие ионам  $C_{58}^+$ ,  $C_{56}^+$ ,  $C_{54}^+$ ,  $C_{52}^+$  и  $C_{50}^+$ . В этом спектре, в интервале значений  $m/z$  от 0 до 200, наблюдалось также значительное число вторичных положительных ионов, в том числе положительные ионы углерода, возникающие при диссоциации  $C_{60}^+$ . Заметим, что полученный нами спектр фрагментов диссоциации скользящих  $C_{60}^+$  аналогичен спектрам из работ [13, 14], где изучался кулоновский взрыв  $C_{60}^+$  под действием пикосекундного лазерного импульса с интенсивностью в диапазоне  $10^{14} - 10^{15} \text{ Вт/см}^2$ .

Расчеты показали, что в условиях рассматриваемого эксперимента в ИК-антеннах органической пленки конвертера за время  $\tau_{gr}$  с наибольшей вероятностью накапливается  $K = 1400$  эксимолей. Как следует из табл. 1, интенсивность потока релаксации  $K = 1400$  эксимолей равна  $7.5 \cdot 10^{14} \text{ Вт/см}^2$ . Оценки показали, что на расстоянии  $R = 2.5 \text{ \AA}$  в области радиационного пятна облучения иона  $C_{60}^+$  имеется 12 атомов углерода.

Для анализа результатов эксперимента был установлен тип возможного механизма множественной ионизации этих атомов углерода. Расчеты параметров Келдыша  $\gamma$  для известных значений потенциалов ионизации  $I_{ion}(Z)$  при образовании ионов  $C^+$ ,  $C^{2+}$ ,  $C^{3+}$  и  $C^{4+}$  (табл. 2) показали, что для всех  $Z$  и  $I_{ion}(Z)$  [15] указанных ионов углерода  $\gamma < 1$ . Следовательно, можно считать, что процесс множественной ионизации атомов углерода ионов  $C_{60}^+$  под действием потока фотонов релаксации  $K = 1400$  эксимолей является туннельным и для оценки числа различных многозарядных ионов углерода можно использовать метод анализа, предложенный в работе [4]. Этот метод, проверенный в ряде экспериментальных исследований, позволяет оценить количество ионизованных атомов с определенным значением  $Z$  на основе сравнения значений  $I_{thr}$  с величиной интенсивности импульса лазерного излучения. В соответствии с этим методом была рассчитана функция пороговой интенсивности пикосекундного импульса фотонов  $I_{thr}$  для образования ионов углерода  $C^+$ ,  $C^{2+}$ ,  $C^{3+}$  и  $C^{4+}$ . Результаты этого расчета представлены в табл. 2. Сравнение значений  $I_{thr}$  с величиной потока релаксации эксимолей в рассматриваемом эксперименте показало, что в данном случае возможны однократная ионизация 50% атомов углерода в ионе  $C_{60}^+$  и незначительная двукратная ионизация этих атомов, находящихся в области облучения потоком фотонов. Можно предположить, что при скольжении  $C_{60}^+$  в течение времени скольжения  $\tau_{gr} = 2 \cdot 10^{-12} \text{ с}$  происходит одно-

Таблица 2  
**Рассчитанные по формуле (2) значения пороговой интенсивности  $I_{\text{thr}}$  для образования ионов углерода с зарядами +1, +2, +3, +4**

$z$	+1	+2	+3	+4
$I_{\text{ion}}$ эВ	11.3	24.4	47.9	64.5
$I_{\text{thr}}$ Вт/см <sup>2</sup>	$6.5 \cdot 10^{13}$	$7.0 \cdot 10^{14}$	$2.5 \cdot 10^{15}$	$5.0 \cdot 10^{15}$

кратная ионизация шести из двенадцати возможных атомов углерода на поверхности фуллерена.

Для оценки кинетической энергии кулоновского расталкивания образовавшихся положительных ионов углерода предположим, что эти ионы можно распределить в три следующих набора из двух групп положительных ионов с суммарными зарядами  $q_1$  и  $q_2$ :  $q_1 = 3, q_2 = 3$ ;  $q_1 = 2, q_2 = 4$ ;  $q_1 = 1, q_2 = 5$ . Поскольку во время пикосекундной ионизации  $C_{60}^+$  не происходит существенного изменения его объема, то можно считать, что расстояния  $R_{1,2}$  между центрами положительных зарядов ионов углерода  $C^+$  в перечисленных группах оказывается порядка  $2 \text{ \AA}$ .

Кинетическая энергия кулоновского расталкивания для этих групп была рассчитана по формуле

$$E_{\text{kin}}(q_1, q_2) = 14.4 \cdot q_1 q_2 / R_{1,2}. \quad (7)$$

Рассчитанные значения  $E_{\text{kin}}(q_1, q_2)$  для перечисленных групп оказались равными 65, 57 и 36 эВ соответственно.

Как известно [16], энергии, необходимые для диссоциации фуллеренов по каналам с образованием фрагмента  $C_{58}^+$ ; фрагментов  $C_{58}^+, C_{56}^+$ ; фрагментов  $C_{58}^+, C_{56}^+, C_{54}^+$ ; фрагментов  $C_{58}^+, C_{56}^+, C_{54}^+, C_{52}^+$  и фрагментов  $C_{58}^+, C_{56}^+, C_{54}^+, C_{52}^+, C_{50}^+$ , имеют значения: 30, 36, 42, 48 и 54 эВ соответственно. Сравнение этих значений с результатами наших расчетов для  $E_{\text{kin}}(q_1, q_2)$  показывает, что представленная нами модель кулоновского взрыва объясняет образование фрагментов  $C_{58}^+, C_{56}^+, C_{54}^+, C_{52}^+$  и  $C_{50}^+$  при диссоциации  $C_{60}^+$  в условиях анализируемого эксперимента.

### Заключение

В работе предложена теоретическая модель пикосекундного кулоновского взрыва нанокластеров, не содержащих ИК-антенны (например, подструктуры  $C_n H_{2n}$ ), во время их скольжения на атомных расстояниях со скоростями ниже скорости Бора вдоль органических

поверхностей, молекулы которых содержат указанные антенны.

Предполагается, что энергия, необходимая для диссоциации нанокластера, накапливается в ИК-антеннах поверхности и в виде дипольного излучения вызывает множественную ионизацию в скользящих нанокластерах. Кулоновское расталкивание ионизованных атомов внутри нанокластера приводит к его взрыву. В работе получены аналитические выражения для интенсивности потока энергии радиационной релаксации эксимолей, накопленных в ИК-антеннах поверхности, и для пороговой интенсивности, при которой происходит множественная ионизация атомов нанокластера. Экспериментальное исследование диссоциации скользящих вдоль органических пленок ионов фуллеренов  $C_{60}^+$ , проведенное нами на масс-спектрометре Филиппс-университета в Марбурге (ФРГ) [10], показало применимость предложенной модели кулоновского взрыва для анализа подобных процессов.

### Список литературы

1. Fennel Th., Meiwes-Broer K.-H., Tiggesbäumker J. et al. // Rev. Mod. Phys. 2010. **82**, N 2. P. 1793.
2. Seifert G., Gutierrez R., Schmidt R. // Phys. Lett. A. 1996. **211**. P. 357.
3. Келдыш Л.В. // ЖЭТФ. 1964. **47**. P. 1945.
4. Augst S., Strickland D., Meierhofer D.D. et al. // Phys. Rev. Lett. 1989. **63**. P. 2.
5. Lesius M.S., Dobosz S., Normand D., Schmidt M. // Phys. Rev. Lett. 1998. **80**. P. 261.
6. Perry M.D., Landen O.L., Campbell E.M. // Phys. Rev. Lett. 1988. **60**. P. 1270.
7. Jungclas H., Wieghaus A., Schmidt L. et al. // J. Am. Soc. Mass. Spectrom. 1999. **10**. P. 471.
8. Jungclas H., Komarov V.V., Popova A.M. et al. // Z. Phys. Chem. 2007. **221**. P. 1075.
9. Комаров В.В., Попова А.М., Стурейко И.О., Юнгклас Х. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2004. № 3. С. 3.
10. Wieghaus A., Schmidt L., Popova A.M. et al. // Rapid Comm. Mass Spectrom. 2001. **15**. P. 1625.
11. Dirac P.A. The Principles of Quantum Mechanics. Oxford, 1958.
12. Комаров В.В., Попова А.М., Шмидт Л. и др. // Масс-спектрометрия. 2007. **4**, № 3. P. 193.
13. Hohmann H., Callegari C., Furrer S. et al. // Phys. Rev. Lett. 1994. **73**. P. 1919.
14. Kou J., Nakashima N., Sakabe S. et al. // Chem. Phys. Lett. 1998. **289**. P. 334.
15. Таблицы физических величин: Справочник. М., 1976.
16. Wurz P., Lykke K. // J. Phys. Chem. 1992. **92**. P. 10129.

### Coulomb explosion of nanoclusters by grazing along organic films

V. V. Komarov<sup>1,a</sup>, A. M. Popova<sup>1,a</sup>, I. O. Stureiko<sup>1</sup>, L. Schmidt<sup>2</sup>, H. Jungclas<sup>2,b</sup>

<sup>1</sup>D. V. Skobel'syn Institute of Nuclear Physics, Faculty of Physics, M. V. Lomonosov Moscow State University, Moscow 119991, Russia.

<sup>2</sup>Philipps-University, D-06421 Marburg, Germany.

E-mail: <sup>a</sup>popovakomarov@mail.ru, <sup>b</sup>jungclas.staff@uni\_marburg.de.

A model presented for multiple Coulomb dissociation (Coulomb explosion) of nanoclusters grazing along organic films with velocities less than Bohr velocity. Nanoclusters consisting from identical atoms and films with molecules containing substructures of periodically located diatomic valence bonds (e.g.,  $C_n H_{2n}$ ) are considered. These substructures can served as antennas for IR radiation. The dissociation process of grazing nanoclusters occurs by action of picosecond phonons impulse ( $10^{14} - 10^{16} \text{ W/cm}^2$ ) irradiated from films IR antennas after relaxation

of collective vibration excitations (excimols). The excimols are resonantly excited and accumulated in films IR antennas by nanoclusters grazing along these films with definite velocity. In the frame of the presented model we analyze experimental results of  $C_{60}^+$  ions dissociation by their grazing along organic films.

*Keywords:* Coulomb explosion of nanoclusters grazing along organic films.

PACS: 34.10+x, 36.40.-c.

*Received 10 February 2012.*

English version: *Moscow University Physics Bulletin* 1(2013).

#### Сведения об авторах

1. Комаров Вячеслав Викторович — доктор физ.-мат. наук, профессор, вед. науч. сотрудник; e-mail: popovakomarov@mail.ru.
2. Попова Анна Михайловна — доктор физ.-мат. наук, профессор, вед. науч. сотрудник; e-mail: popovakomarov@mail.ru.
3. Стурейко Игорь Олегович — докторант; e-mail: stureiko@mail.ru.
4. Шмидт Лотар — докт. физ.-мат. наук; e-mail: jungclas.staff@uni\_marburg.de.
5. Юнгклас Хартмут — докт. физ.-мат. наук, профессор; e-mail: jungclas.staff@uni\_marburg.de.