

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

96-402

P14-96-402

Ю.П.Гангрский, С.Г.Земляной, Б.Н.Марков,  
Г.В.Мышинский, В.О.Нестеренко, И.В.Ворыхалов\*,  
И.Н.Изосимов\*, А.А.Римский-Корсаков\*, В.В.Смирнов\*

ОБРАЗОВАНИЕ ТЯЖЕЛЫХ АТОМНЫХ КЛАСТЕРОВ  
ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ  
С ВЕЩЕСТВОМ

Направлено в «Журнал экспериментальной и теоретической физики»

---

\*Радиевый институт им.В.Г.Хлопина, Санкт-Петербург

1996

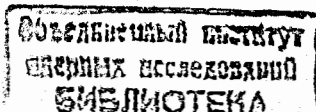
## ВВЕДЕНИЕ

Исследование атомных кластеров является в настоящее время одной из наиболее перспективных и быстро развивающихся областей физики [1-6]. Именно благодаря атомным кластерам появилась уникальная возможность исследовать эволюцию систем от атома к твердому телу. Получаемая в этих исследованиях информация имеет важное значение для развития наших представлений об атоме, ядре, твердом теле, кристаллах.

В экспериментах с кластерами можно выделить ряд направлений. Одним из наиболее перспективных является изучение больших кластеров, сочетающих в себе свойства как микро-, так и макросистем. Представляет большой интерес исследовать механизмы образования таких кластеров в различных процессах и проявление в них оболочечной структуры. Ожидается, что в этих кластерах переход от микро- к макросистемам может происходить при числе атомов в них порядка нескольких десятков тысяч. Это число зависит, естественно, от сорта атомов, температуры и ряда других характеристик кластера. Однако эти вопросы исследованы сравнительно слабо. Особенно мало данных о свойствах кластеров наиболее тяжелых элементов (с атомным номером  $Z_1 > 82$ ). Фактически данные обрываются на свинце, кластеры которого изучались, например, в работах [1, 7-11]. Что же касается кластеров актинидов и элементов трансурановой области, то здесь информация практически отсутствует. Видимо, это в первую очередь связано с трудностями работы с радиоактивными элементами.

В данной работе представлены результаты исследований кластеров тяжелых элементов (Pb, Th, U) в широком диапазоне чисел атомов в них (до миллионов). Впервые рассмотрены атомные кластеры делящихся элементов. Для получения кластеров использовалось взаимодействие мощного импульсного лазерного излучения с указанными металлами. Описывается экспериментальная установка и измерение зависимости выхода кластеров от числа атомов в них при различных мощностях лазерного излучения, что приводило к разным температурам, при которых образуются кластеры.

Взаимодействие мощного лазерного излучения с веществом изучено достаточно подробно [12,13]. При мощностях лазерного излучения (не более  $10^9$  Вт/см<sup>2</sup> в импульсе) основную роль играют три процесса: нагревание без изменения фазового состояния, плавление и испарение, ионизация и образование плазмы. В этих процессах с поверхности облучаемого образца происходит испускание атомов, молекул, одно- и



многозарядных ионов, кластеров и макроскопических частиц вещества. Соотношение между интенсивностями всех этих компонентов определяется как характеристиками лазерного излучения, так и свойствами поверхности облучаемого образца. Это приводит и к существенно разным условиям, в которых происходит образование кластеров. Можно выделить три основных пути образования кластеров: а) конденсация из испаренных атомов в начальный момент разлета вещества, б) развал горячих макроскопических крупинок и в) интенсивное испарение их атомов и димеров. Можно ожидать, что при таком многообразии условий в этих процессах образующиеся кластеры будут характеризоваться большим набором масс и температур.

#### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Используемая в наших опытах установка для исследования кластеров в широком диапазоне масс (от единичных атомов или ионов до макроскопических; частиц) включает три разных метода их регистрации. Детектирование одиночных атомов или однозарядных ионов основано на регистрации их резонансного флуоресцентного излучения, возбуждаемого лазером с перестраиваемой длиной волны. В случае кластеров с числом атомов до нескольких сотен использовалась методика измерения времени пролета. И, наконец, идентификация наиболее тяжелых кластеров (с числом атомов более тысячи) производилась по счету числа осколков деления ядер, входящих в состав кластера.

Принципиальная схема установки представлена на рис.1. Излучение импульсного лазера фокусировалось на исследуемый образец, находящийся в вакуумной камере, которая откачивалась турбомолекулярным насосом до давления  $5 \cdot 10^{-6}$  торр. Для фокусировки лазерного излучения служила линза диаметром 20 мм с фокусным расстоянием 45 мм. Изменение размеров лазерного пятна на поверхности образца производилось движением линзы с помощью вакуумной сильфонной передачи.

Для получения кластеров использовались импульсные лазеры двух типов - на парах меди (ЛГИ-201) и на иттрий-алюминиевом гранате (ЛТИПЧ-7). Параметры этих лазеров (длина волны  $\lambda$ , частота  $\omega$  и длительность  $\Delta t$  импульсов, энергия  $E$  и плотность мощности  $q$  в импульсе, средняя мощность  $P$ ) представлены в табл.1. Видно, что эти параметры лазеров позволяют менять плотность мощности на образце в широких

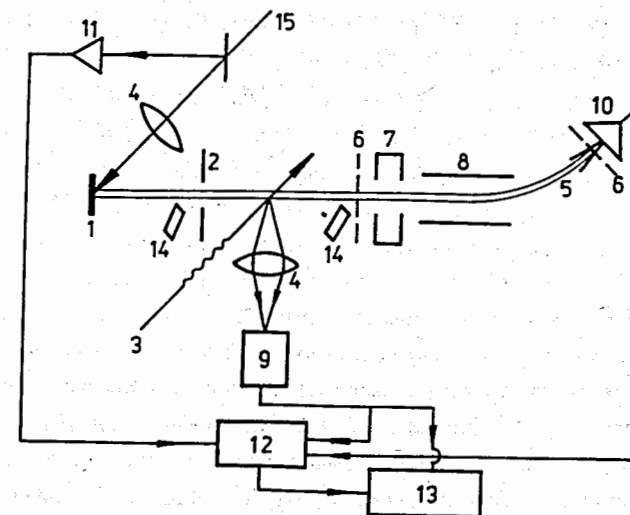


Рис.1. Блок-схема экспериментальной установки: 1 - образец; 2 - коллиматор; 3 - луч непрерывного лазера на красителе; 4 - оптические линзы; 5 - пучок атомов и кластеров; 6 - ускоряющие сетки; 7 - электростатическая линза; 8 - отклоняющие пластины; 9 - фотоумножитель; 10 - детектор ионов; 11 - детектор импульсного лазерного излучения; 12 - временной анализатор; 13 - компьютер; 14 - диэлектрические детекторы; 15 - луч импульсного лазера.

ТАБЛИЦА 1

Параметры лазеров, используемых для получения кластеров

Лазер	$\lambda$ нм	$\omega$ Гц	$\Delta t$ нс	$E_{\text{имп}}$ мДж	$\bar{P}$ Вт	$q$ Вт/см <sup>2</sup>
ЛГИ - 201	510+	$10^4$	20	0,5	5	$10^6 - 10^7$
ЛТИПЧ - 7	570					
	1064	25	10	50	0,12	$10^7 - 3 \cdot 10^9$
	532	25	10	20	0,6	$10^7 - 2 \cdot 10^9$

пределах (от  $10^6$  до  $10^9$  Вт/см<sup>2</sup>) и тем самым изучать процесс образования кластеров в широком диапазоне температур.

Образующийся при взаимодействии импульсного лазерного излучения с поверхностью образца поток атомов, ионов и кластеров формировался системой коллиматоров в пучок с заданной угловой расходимостью. Этот пучок пересекал под прямым углом лазерный луч, который служил для резонансного возбуждения атомов или ионов. Источником этого излучения являлся лазер на красителе (модель 380D SP), накачиваемый ионным аргоновым лазером непрерывного действия (модель 2030 SP). Частота лазерного излучения автоматически сканировалась в заданном диапазоне шириной до 30 ГГц. При использовании системы стабилизации полуширина лазерной линии не превышала 20 МГц, что было существенно меньше доплеровского уширения частоты, вызываемого энергетическим и угловым разбросом пучка атомов или ионов. Спонтанное световое излучение, испускаемое возбужденными атомами или ионами, фокусировалось системой линз на катод фотоумножителя (ФЭУ - 136), работающего в режиме счета одиночных фотонов [14].

Измеренные таким способом спектры резонансных частот атомов или ионов позволяют определить их интенсивность и среднюю скорость (по доплеровскому уширению линии). Эти данные являются источником информации об условиях образования кластеров при взаимодействии мощного лазерного излучения с веществом (о температуре и плотности плазмы на поверхности образца).

Для определения характеристик кластеров (спектров их масс и скоростей) использовалась система измерения времени пролета заряженными кластерами заданного расстояния (от поверхности образца до детектора) [15]. Образующиеся заряженные кластеры попадали после формирующего коллиматора в область ускоряющего электрического поля. Это поле создавалось высоким напряжением до 2,8 кВ, приложенным к сетке (длина ускоряющего промежутка составляла 30 мм). Полученный таким способом пучок кластеров с заданной энергией фокусировался электростатической линзой и попадал в дрейфовый промежуток длиной 400 мм. В конце этого промежутка располагался детектор кластеров - вторичный электронный умножитель ВЭУ-6. Внутри промежутка находились отклоняющие пластины, которые служили для разделения заряженных и нейтральных кластеров, чтобы последние не попадали на детектор.

Импульсы с этого детектора являлись сигналами "стоп" для временного анализатора, а сигналами "старт" служили импульсы с фотодиода, на который попадала часть импульсного лазерного излучения. Последний сигнал с достаточной точностью соответствовал моменту вылета кластера с поверхности образца. Измеренное время пролета  $T$  связано с массой кластера  $M$  (в массовых единицах) соотношением

$$M = T^2 \left[ \frac{7,25 \cdot 10^{-7} L_1}{(E_0 + U)} + \frac{1,44 \cdot 10^{-6} (E_0 + U)^{1/2} L_2 - E_0^{1/2}}{U} \right]^{-2}, \quad (1)$$

где  $U$  - ускоряющий потенциал (В),  $E_0$  - начальная энергия кластера (эВ),  $L_1$  и  $L_2$  - соответственно длины ускоряющего и дрейфового промежутков (мм).

Таким же способом можно было измерить и распределение по скоростям нейтральных атомов. В этом случае сигналом "стоп" служил импульс с ФЭУ-136, регистрирующего резонансно рассеянное флуоресцентное излучение. Это распределение скоростей также служило источником информации о температуре на поверхности образца.

С увеличением массы однозарядных кластеров их кинетическая энергия не меняется (она определяется ускоряющим напряжением), а скорость падает. Для тяжелых кластеров числом атомов более 10000 скорость становится близкой к тепловой ( $10^4$ - $10^5$  см/с), а сигнал с детектора ионов уменьшается до уровня шумов. Поэтому для регистрации и определения массы таких тяжелых кластеров использовался другой метод. Этот метод применим только для кластеров, состоящих из атомов делящихся элементов (например, Th или U), и основан на счете осколков деления, вызываемого интенсивным потоком нейтронов или  $\gamma$ -квантов. Число осколков деления из кластера определяется выражением

$$N = 2A \int_0^{E_0} \sigma(E) Y(E, t) dE, \quad (2)$$

где  $A$  - число атомов в кластере,  $\sigma(E)$  и  $Y(E, t)$  - сечение деления и интегральный поток за время  $t$  бомбардирующих частиц при их энергии  $E$ .

Для регистрации осколков деления использовался диэлектрический детектор - пленка из лавсана толщиной 20 мкм. После химической обработки детектора (травления в 20% растворе щелочи NaOH в течение 15 мин) треки осколков деления становились видимыми в оптический микроскоп (их длина составляла  $\approx 10$  мкм) [16]. Подсчет числа треков, выходящих из одной точки и обязанных делению атомов кластера, позволяет определить число атомов делящегося элемента в кластере. Связь между этими величинами



определяется выражением

$$A = \frac{N}{2\epsilon \int_0^E \sigma(E) Y(E, t) dE}, \quad (3)$$

где  $\epsilon$  - эффективность регистрации осколков диэлектрическим детектором. В описываемых экспериментах, когда кластеры осаждались на поверхности детектора,  $\epsilon=0,5$ , т.е. наблюдаемое число треков соответствовало числу испытавших деление ядер в кластере.

Из выражения (3) видно, что коэффициент, связывающий число треков с числом атомов в кластере, определяется сечением деления ядер исследуемого образца и интегральным потоком бомбардирующих частиц. Например, в случае образца из  $^{235}\text{U}$  и облучения детектора тепловыми нейтронами сечение деления  $\sigma=5 \cdot 10^{-22} \text{ см}^2$ , а интенсивность нейтронов в тепловой колонке мощного реактора может достигать  $10^{15} \text{ н/с} \cdot \text{см}^2$ . В этих условиях за несколько часов облучения детектора ( $\approx 2 \cdot 10^4 \text{ с}$ ):

$$\int_0^E \sigma(E) I(E) dE dt \approx 10^{-2}, \quad (4)$$

т.е. каждому наблюдаемому треку соответствует около сотни атомов в кластере. Более тяжелые кластеры, содержащие многие тысячи или миллионы атомов, удобнее регистрировать, используя меньшие потоки нейтронов или облучение  $\gamma$ -квантами, где сечение деления заметно меньше ( $\sigma \approx 0,1 + 0,5$  барн). Таким образом, этот метод позволяет детектировать и идентифицировать кластеры, недоступные для методики времени пролета.

Наиболее удобны для измерений случаи, когда из каждого кластера наблюдается несколько десятков (до сотни) треков. При большом числе треков будут иметь место их наложения, и, следовательно, ошибки в определении их числа. Поскольку число актов деления ядер в кластере является процессом статистическим, то погрешность в определении числа треков, а отсюда и числа атомов в кластере, выражается как:

$$\frac{\Delta N}{N} = \frac{1}{\sqrt{KN}}, \quad (5)$$

где  $K$  - число наблюдаемых кластеров. При  $N$  и  $K$  в диапазоне 10-100 точность определения числа атомов в кластере, которая характеризует массовое разрешение метода, составляла 3-10%. Хотя такое разрешение в ряде случаев недостаточно для получения детальной картины массового распределения, этот метод имеет высокую чувствительность и может быть успешно использован при малых выходах кластеров.

Диэлектрические детекторы осколков практически нечувствительны к

другим видам излучения - свечению плазмы, атомам или ионам. Поэтому их можно было устанавливать в непосредственной близости от поверхности облучаемого образца и таким образом добиваться высокой чувствительности измерений, располагая детекторы на различных расстояниях (10 - 400 мм) от поверхности образца. Сравнивая распределение кластеров по массам для различных детекторов, можно было судить о развале горячих кластеров при их движении от образца.

#### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

На описанной установке были проведены эксперименты по определению спектра масс частиц (от единичных атомов и ионов до микрочастиц), образующихся при воздействии лазерного излучения в широком диапазоне плотностей мощностей на образцы свинца, тория и урана (изотопы  $^{235}\text{U}$  и  $^{238}\text{U}$ ). В табл.2 представлен ряд характеристик этих элементов и для сравнения натрия, широко используемого в исследованиях кластеров [17]. Эти характеристики позволяют судить о термодинамических и электрических свойствах исследуемых элементов. Из сравнения их с натрием видно, что они требуют значительно большей температуры и энергии на атомизацию, но в то же время их сравнительно низкая электропроводность указывает на меньшую концентрацию свободных электронов. В каждом из проведенных экспериментов определялась масса испаренного из образца вещества по его взвешиванию до и после эксперимента и по размеру образующегося на поверхности образца кратера (оба способа приводили к близким результатам).

На рис.2 представлен измеренный спектр времен пролета атомов  $^{238}\text{U}$  при двух различных плотностях мощности лазерного излучения с длиной волны 1060 нм (размер пятна светового излучения на поверхности образца составлял  $\approx 1 \text{ мм}^2$ ). Из этих спектров, зная длину пролетного расстояния (от образца до лазерного луча) и массу атомов, легко рассчитать спектры скоростей и энергий. Соответствующие величины приведены на рис.2 на параллельных осях абсцисс. Полученные спектры соответствуют максвелловским распределениям скоростей и энергий испарившихся из образца атомов. Они позволяют судить о температуре поверхности образца в пятне лазерного излучения. При оценке температуры учитывалось увеличение скорости атомов из-за газодинамического разлета плазмы [13,18]. В табл.3 приведены полученные из обработки измеренных спектров значения средних

ТАБЛИЦА 2

Характеристики исследуемых элементов

	Na	Pb	Th	U
плотность, г/см <sup>3</sup>	0,371	11,34	11,72	19,04
температура кипения, К	1159	978	5063	4303
теплота сублимации, кДж/моль	90,1	178	540	494
удельное сопротивление, 10 <sup>-6</sup> Ом·см	4,28	19,2	13	21

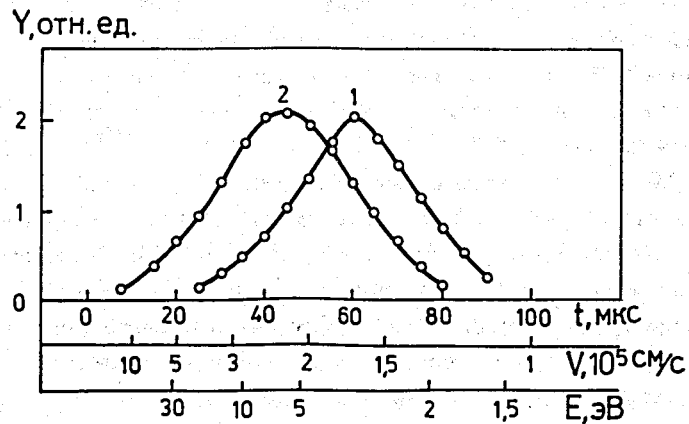


Рис. 2. Спектры времен пролета атомов урана при различных плотностях мощности: 1 -  $q=3 \cdot 10^7$  Вт/см<sup>2</sup>, 2 -  $q=10^8$  Вт/см<sup>2</sup>.

ТАБЛИЦА 3

Скорости и выходы атомов при облучении образцов Pb и U лазерным излучением

$\lambda$ нм	$q$ Вт/см <sup>2</sup>	$d$ мм	$V$ 10 <sup>5</sup> см/с	$Y$ , ат/имп	
				Pb	U
510+570	$3,0 \cdot 10^7$	0,3	$1,5 \cdot 10^5$	$3,5 \cdot 10^{12}$	$5,0 \cdot 10^{10}$
1064	$1,1 \cdot 10^8$	1,4	$2,0 \cdot 10^5$	$4 \cdot 10^{13}$	$1,5 \cdot 10^{12}$
1064	$2,5 \cdot 10^8$	1,0	$2,2 \cdot 10^5$	$1,5 \cdot 10^{14}$	$1,0 \cdot 10^{13}$
1064	$5,0 \cdot 10^8$	0,7	$2,5 \cdot 10^5$	$6 \cdot 10^{14}$	$4,0 \cdot 10^{13}$
1064	$3,0 \cdot 10^9$	0,3	$2,8 \cdot 10^5$	$2,5 \cdot 10^{14}$	$1,5 \cdot 10^{14}$

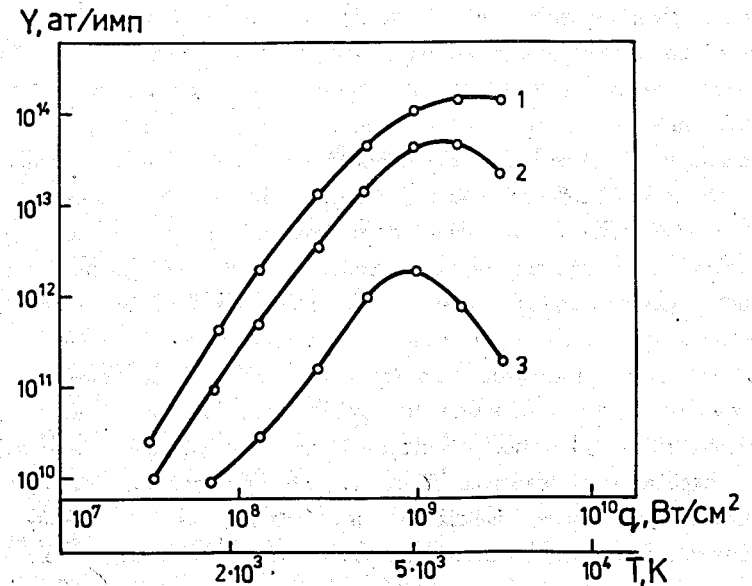


Рис. 3. Зависимость от плотности мощности лазерного излучения полного количества вещества (1), числа нейтральных атомов (2) и кластеров урана с  $N > 1000$  (3) на один импульс лазера.

скоростей и выходов атомов для образцов Рь и U при различных плотностях мощности и диаметре светового пятна лазерного излучения.

На рис.3 представлены измеренные в тех же условиях зависимости от плотности мощности лазерного излучения выхода одиночных атомов  $^{238}\text{U}$  и массы испаренного конденсированного вещества в виде кластеров и макрочастиц (их массовый спектр рассматривается ниже). На параллельной оси абсцисс приведены значения температур поверхности образца. Видно, что для обеих компонент наблюдаются оптимальные плотности мощности (или температуры), при которых их выходы максимальны (для кластеров эта температура ниже). Измерения показали также, что выход ионов во всем исследуемом диапазоне мощностей лазерного излучения не превышает 1% от всего количества испаренного вещества. Поэтому можно заключить, что доля вещества, испаряемая в виде кластеров, нейтральных атомов и макрочастиц, является значительной.

На рис.4 представлены измеренные с помощью методики времени пролета массовые распределения частиц, испаряемых из образцов Рь, и U при воздействии на них лазерного излучения с длиной волны 510 и 570 нм и плотностью мощности  $3 \cdot 10^7$  Вт/см<sup>2</sup>. Видно, что в случае Рь наблюдаются однозарядные кластеры с числом атомов до 10, а в случае U - только одиночные ионы. Такое же распределение по массам с единственным пиком одиночных ионов было получено и для образца из Th. Для обоих элементов доля ионизированных кластеров с числом атомов от 2 до 100 не превышала 1%. Подобная картина наблюдалась и при других плотностях мощности (наименьшая из них  $10^7$  Вт/см<sup>2</sup> и соответствующая ей температура  $\approx 2000$  К) и при другой длине волны лазерного излучения - 1064 нм.

Массовые распределения кластеров с числом атомов более 1000 было измерено с помощью трековой методики счета осколков деления после облучения диэлектрических детекторов в потоке нейтронов. Такие кластеры (или макрочастицы) наблюдались в случае образцов из Th и U. При максимальном флюенсе нейтронов и образце из U одному треку соответствовало 1100 атомов, находящихся на поверхности детектора. Одиночные треки могли принадлежать как отдельным атомам U, так и сгруппированным в кластере с  $A < 1000$ . Сравнение числа треков с числом атомов, измеренных по резонансной флуоресценции, показало, что не менее 95% одиночных треков принадлежит отдельным атомам, а доля кластеров с  $A < 1000$  не превышает 5% от их числа. В то же время случаи с числом треков

более 2 относятся к кластерам (или макрочастицам) с числом атомов более 1000. Пример одного из распределений таких систем по числу атомов в них представлен на рис.5. Для уменьшения статистической ошибки числа кластеров они объединены в группы с диапазонами чисел атомов (A-3A), где A - минимальное число атомов в кластере данной группы. Таким образом, погрешность выходов кластеров каждой группы не превышает 5%. Из рис.5 видно, что, как и при малых числах атомов, в кластерах наблюдается падение их выхода с ростом A. Такая картина характерна для всего диапазона плотностей мощностей лазерного излучения.

В табл.4 представлены выходы различных компонент (атомов, ионов, малых ( $A=2-100$ ) и больших ( $A>1000$ ) кластеров при различных плотностях мощности лазерного излучения. Видно, что для Рь доля малых кластеров составляет  $\approx 10^{-2}$  от числа единичных атомов, в то же время для U и Th она менее  $10^{-3}$ . Доля больших кластеров с выделенным числом атомов  $N > 100$  еще меньше этой величины. Заметный выход этих кластеров наблюдался благодаря более высокой чувствительности методики измерений, отсутствию фона и суммированию по широкому диапазону чисел атомов в кластере.

#### ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Проведенные эксперименты показали существенное различие выходов кластеров разных элементов при воздействии на них мощного лазерного излучения. При одних и тех же условиях облучения наблюдался заметный выход ионизированных кластеров Рь с числом атомов 2-10 и не было обнаружено аналогичных кластеров Th и U (их выход по крайней мере на 2 порядка ниже, чем в случае Рь).

Из измеренных спектров скоростей атомов исследуемых элементов (рис.2) можно оценить температуру плазмы, образующейся при взаимодействии лазерного излучения с поверхностью образцов. В диапазоне плотностей мощности лазерного излучения  $3 \cdot 10^7 - 3 \cdot 10^9$  Вт/см<sup>2</sup> эта температура составляет  $(2-6) \cdot 10^3$  К. Это заметно больше, чем в типичных экспериментальных установках, например, в тех, где используют сверхзвуковые потоки пара через узкое сопло [19]. Столь высокая температура плазмы, очевидно, не является оптимальной для образования кластеров. Однако при более низкой температуре (ее можно получить, снижая мощность лазерного излучения) резко падает выход испаряемых атомов, особенно в случае таких тугоплавких элементов, как Th и U, что, естественно, ведет и к уменьшению выхода кластеров.

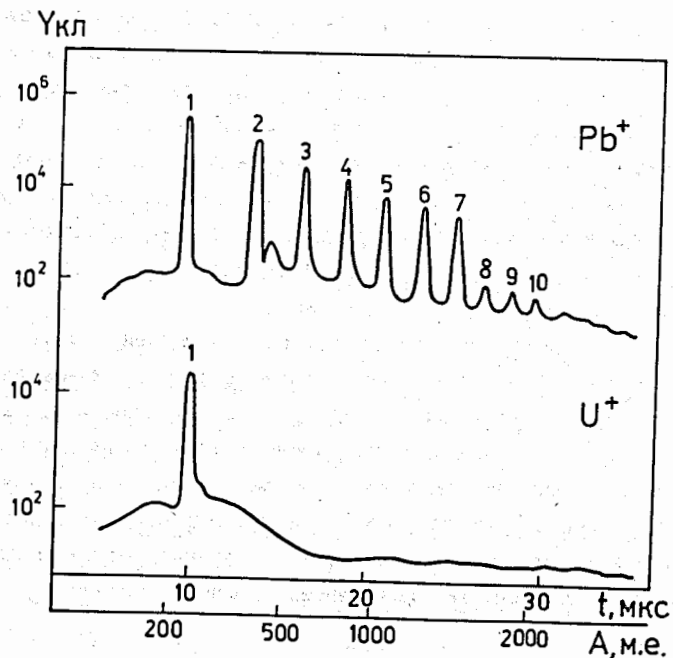


Рис. 4. Распределение по массам кластеров свинца (вверху) и урана (внизу), измеренное методом времени пролета при  $\varphi=3 \cdot 10^7$  Вт/см<sup>2</sup>.

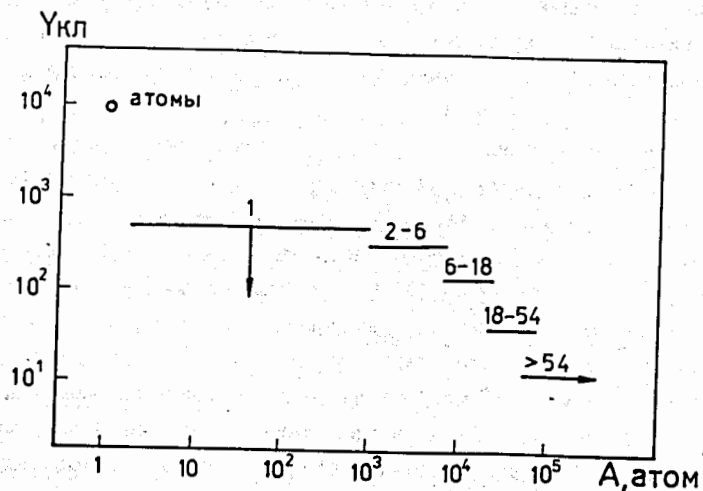


Рис. 5. Распределение по массам кластеров урана, измеренное по числу треков осколков деления,  $\varphi=3 \cdot 10^7$  Вт/см<sup>2</sup>. Цифры у линий - числа наблюдаемых треков осколков деления.

Т А Б Л И Ц А 4

Выходы различных компонент при облучении лазерным излучением с  $\lambda=1064$  нм образцов Рь и U

$\varphi$ Вт/см <sup>2</sup>	$Y_{ат}$ , ат/имп		$Y_{ион}$ , ион/имп		$Y_{кл}$ , кл/имп A=2÷100		$Y_{кл}$ , кл/имп A>1000
	Рь	U	Рь	U	Рь	U	U
$1,1 \cdot 10^8$	$1,5 \cdot 10^{13}$	$5,3 \cdot 10^{11}$	$1,8 \cdot 10^{11}$	$1,0 \cdot 10^9$	$2,5 \cdot 10^{11}$	$<10^9$	$6,5 \cdot 10^{10}$
$2,5 \cdot 10^8$	$5,5 \cdot 10^{13}$	$2,5 \cdot 10^{12}$	$6,5 \cdot 10^{11}$	$2,3 \cdot 10^{10}$	$6,0 \cdot 10^{11}$	$<10^9$	$1,5 \cdot 10^{11}$
$5,0 \cdot 10^8$	$2,2 \cdot 10^{14}$	$1,2 \cdot 10^{13}$	$2,2 \cdot 10^{12}$	$1,2 \cdot 10^{11}$			$1,8 \cdot 10^{12}$
$3,0 \cdot 10^9$	$3,5 \cdot 10^{14}$	$1,8 \cdot 10^{13}$	$4,5 \cdot 10^{13}$	$2,5 \cdot 10^{12}$			$2,7 \cdot 10^{11}$

Вероятность образования малых кластеров с  $A=2-100$  из макроскопических крупинки, наблюдаемых по осколкам деления входящих в их состав ядер Th и U, также очень мала. Их температура, по-видимому, недостаточна для их развала или интенсивного испарения из них атомов, которое могло бы привести к образованию малых кластеров. Такое предположение подтверждается измерениями выходов и массовых распределений крупинки с  $A>10^5$  на различных расстояниях от образца. Оказалось, что выход таких крупинки уменьшается как квадрат расстояния до образца, а массовые распределения, определяемые по числу треков от осколков деления, практически одинаковы. Это может означать, что процессы развала крупинки или испарения из них большого числа атомов, которые могли бы привести к образованию кластеров, маловероятны. Оценки времени, необходимого для испарения такого числа атомов ( $>1000$ ), подобные приведенным в работе [20], показали его большую величину ( $>10^{-3}$  с), что заметно больше времени пролета крупинки до детекторов осколков.

Из макроскопических крупинки с большей вероятностью могли бы образовываться крупные кластеры с  $A>1000$ . Их характерной особенностью является осцилляторный характер зависимости поверхностной энергии и, следовательно, выхода от числа атомов [21]. Однако использованная в данных экспериментах методика счета осколков деления не позволяет выделить такие осцилляции. Поэтому вопросы образования крупных кластеров Th и U из макроскопических крупинки требуют дальнейшего изучения.



Малые кластеры в основном должны формироваться за счет конденсации испаренных атомов. Это имеет место в случае свинца, где наблюдалось образование ионизированных кластеров Рь с числом атомов 2-10. Однако для U и Th наблюдались только отдельные ионизированные атомы. По всей видимости, такое различие связано с существенно разными теплофизическими свойствами Рь, с одной стороны, и Th и U - с другой (см. табл.2). Если для менее теплоемкого свинца условия образования малых кластеров были достаточно приемлемыми, то для Th и U, видимо, необходим выбор более оптимальных условий. Вероятно, их можно было бы достичь с помощью системы охлаждения кластеров [1], позволяющей более тонко регулировать условия их образования. Это предполагается сделать в дальнейших исследованиях.

В соответствии с предыдущими исследованиями [7-10], массовое распределение ионизированных кластеров Рь демонстрирует резкие падения выходов при  $A > 7$ . Это в основном объясняется икосаэдральной упаковкой атомов в кластерах свинца [8-10], вызывающей особенности при  $A=7, 10, 13$  и  $19$ .

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенные эксперименты показали, что используемая в них установка, включающая три различных методики, имеет большие перспективы в исследованиях процесса образования кластеров тяжелых элементов в широком диапазоне их масс. Показано, что при взаимодействии мощного лазерного излучения с веществом выход кластеров существенно зависит от температуры образующейся плазмы. В то же время распределение кластеров по числу атомов в них значительно менее критично к этим условиям. Вероятность образования кластеров в таких условиях существенно разная для различных элементов (она заметно больше для Рь по сравнению с Th и U). Впервые исследованы атомные системы делящихся элементов - U и Th. При этом предложена новая методика измерения числа атомов в них, основанная на подсчете осколков деления.

В заключение авторы выражают благодарность Ю.Ц.Оганесяну и Ю.Э.Пенионжквичу за постоянный интерес к работе, В.В.Кресину за полезные обсуждения, В.П.Перелыгину и сотрудникам его группы за помощь в обработке и просмотре диэлектрических детекторов осколков деления.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. W.A de Heer, W.D.Knight, M.Y.Chou e.a., Solid-St. Phys. 40, 93 (1987).
2. V.V.Kreisin, Phys. Rep., 220, 1 (1992).
3. В.О.Нестеренко, ЭЧАЯ, 23, 1665 (1992).
4. W.A de Heer, Rev. Mod. Phys., 65, 611 (1993).
5. M.Brack, Rev. Mod. Phys., 65, 677 (1993).
6. C.Brechignac and J.P.Connerade, J. Phys., B27, 3795 (1994).
7. J.Muhlbach, K.Satteler, P.Pfau and E.Recknagel, Phys. Rev. Lett., 87A, 415 (1992).
8. K.Satteler, Surf. Sci., 156, 292, (1985).
9. H.S.Lim, C.K.Ong and F.Ercolessi, Surf. Sci., 270, 1109, (1992).
10. H.S.Lim, C.K.Ong and F.Ercolessi, Z. Phys. D, 26, 45, (1993).
11. H.R.Siekmann, E.Holubkrappe, B.Wrenger e.a., Z. Phys. B, 90, 201, (1993).
12. Д.Рэди, Действие мощного лазерного излучения на вещество, М., Мир, 1974.
13. Ю.А.Быковский, С.М.Сильнов, Е.А.Сотниченко, Б.А.Шестаков, ЖЭТФ, 93, 500(1987).
14. Ю.П.Гангрский, К.П.Маринова, Б.Н.Марков, и др., Изв. АН СССР, сер. физ., 49, 2261(1985).
15. И.Н.Изосимов, И.В.Ворыхалов, А.А.Римский-Корсаков, Изв. РАН, сер. физ., 59, 21(1995).
16. Р.А.Флейшер, П.Б.Прайс, Треки заряженных частиц в твердых телах, М., Атомиздат, 1981.
17. Физические величины. Справочник под редакцией И.С.Григорьева и Е.З.Мейлихова, М., Энергоиздат, 1991.
18. Я.Б.Зельдович, Ю.П.Райнер, Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений, М., Наука, 1966.
19. S.Bjornholm, J.Borggreen, O.Echt e.a., Phys. Rev. Lett., 65, 1627 (1990).
20. Б.М.Смирнов, ЖЭТФ, 110, 47 (1996).
21. Б.М.Смирнов, ЖЭТФ, 108, 1816 (1995).

Рукопись поступила в издательский отдел  
25 октября 1996 года.