

# Возбуждение низколежащих ядерных состояний линейчатым излучением ионов фемтосекундной лазерной плазмы

В. В. Большаков, В. М. Гордиенко, А. Б. Савельев<sup>1)</sup>, О. В. Чутко<sup>1)</sup>

Международный лазерный центр и физический факультет  
Московского государственного университета им. М. В. Ломоносова 119899 Москва, Россия

Поступила в редакцию 20 ноября 2003 г.

После переработки 18 декабря 2003 г.

Предложена схема возбуждения ядер рентгеновскими линиями ионов лазерной плазмы с использованием двух фемтосекундных лазерных импульсов. При этом первый из импульсов формирует плазму заданной кратности ионизации, что позволяет подстроить энергии рентгеновских линий ионов мишени в резонанс с ядерным переходом, а второй служит для генерации горячих электронов, необходимых для генерации рентгеновского излучения.

PACS: 25.20.–x, 52.25.–b, 52.38.Ph, 52.50.Jm, 52.59.Px

1. Основным каналом возбуждения низколежащих ядерных состояний с энергией  $\sim 1\text{--}20\text{ кэВ}$  в горячей плотной плазме, создаваемой фемтосекундным лазерным импульсом с интенсивностью  $10^{16}\text{--}10^{17}\text{ Вт/см}^2$  (фемтосекундная лазерная плазма, ФЛП), является фотовозбуждение собственным тормозным и рекомбинационным рентгеновским излучением плазмы [1]. При этом подавляющий вклад в выход ядер с энергией возбуждения в  $1\text{--}20\text{ кэВ}$  обеспечивает в такой плазме рентгеновское излучение горячего электронного компонента [2], эффективность генерации которого достигает, при указанных интенсивностях лазерного импульса, единиц процентов [3]. Наличие горячих электронов в ФЛП приводит также и к эффективной генерации рентгеновских линий нейтральных атомов и ионов мишени [4, 5], причем спектральная плотность мощности характеристических линий может на несколько порядков превышать плотность мощности тормозного и рекомбинационного излучения плазмы. В ранних работах [6, 7] для возбуждения ядер предлагалось использовать рентгеновские линии нейтральных атомов, однако анализ показывает, что обеспечение точного резонанса рентгеновской линии с ядерным переходом оказывается, как правило, невозможным.

В данной работе предложено, за счет управления кратностью ионизации лазерной плазмы и, соответственно, энергией рентгеновских переходов [4], “настраивать” энергию рентгеновской линии в резонанс с энергией ядерного перехода. Поскольку ионизационное состояние плазмы определяется, в первую очередь, тепловым электронным компонентом, а генера-

ция ионами линейчатого рентгеновского излучения с энергией свыше  $1\text{ кэВ}$  связана с горячим электронным компонентом, нами, на примере ядра  $^{201}\text{Hg}_{80}$  и квазирезонансного  $K\alpha$ -излучения иона алюминия  $\text{Al}^{+9}$ , предложена схема возбуждения ядер с использованием двух лазерных импульсов сверхкороткой длительности. При этом первый из импульсов служит для формирования лазерной плазмы с максимальным по времени и пространству числом ионов с необходимой кратностью ионизации, а второй генерирует горячие электроны, необходимые для генерации рентгеновских линий в момент, когда доля иона определенной кратности ионизации достигает в плазме максимальной величины.

2. Для сравнения эффективностей возбуждения низколежащих ядерных состояний тормозным и линейчатым излучением горячего электронного компонента лазерной плазмы необходимо учесть ряд обстоятельств. Во-первых, радиационная ширина ядерного перехода  $\Gamma_{\text{rad}}$  составляет  $\sim 10^{-13}\text{--}10^{-10}\text{ эВ}$  [8], что много меньше типичной ширины рентгеновской линии  $\Delta E_{\text{line}} \sim 1\text{--}10\text{ эВ}$  [9]. В свою очередь типичная ширина спектра тормозного излучения плазмы оказывается порядка температуры горячих электронов  $T_h \sim 1\text{--}10\text{ кэВ}$  [10]. Во-вторых, сечение резонансного фотовозбуждения ядра  $\sigma_{\gamma 0} = \lambda_0^{*2}/2\pi$  ( $\lambda_0^* = hc/E_0^*$  – длина волны рентгеновского кванта, резонансного к ядерному переходу с энергией  $E_0^*$ ) намного больше сечения “истинного” поглощения этого кванта атомами и ионами среды  $\sigma_{x0}$ . Анализ показывает [8, 9], что для большинства ядер, обладающих низколежащим состоянием (см. таблицу), отношение  $\sigma_{\gamma 0}/\sigma_{x0}$  составляет величины порядка  $10^3$ .

<sup>1)</sup>e-mail: chutko@mail.ru, savelev@femto.phys.msu.su

Квазирезонансные ядерные и атомные переходы ( $E_0^*$  – энергия ядерного перехода,  $E_{\text{line}}$  – энергия рентгеновской линии,  $\Delta E_{\text{line}}$  – ширина рентгеновской линии,  $\Delta E$  – величина отстройки энергии рентгеновской линии от энергии ядерного перехода ) по данным [8, 9]

Ядро	$E_0^*$ , эВ	Атом/ион, тип линии	$E_{\text{line}}$ , эВ	$\Delta E_{\text{line}}$ , эВ	$\Delta E$ , эВ
$^{201}\text{Hg}_{80}$	1561	$\text{Al}_{13} (K\beta_{1,3})$	1557.5	$\sim 1$	$\sim 4$
		$\text{Al}_{13}^{+9} (K\alpha_1)$	1561	$\sim 1$	0
$^{205}\text{Pb}_{82}$	2329	$\text{S}_{16}^{+8} (K\alpha_1)$	2332	$\sim 1$	$\sim 3$
$^{181}\text{Ta}_{73}$	6238	$\text{Tb}_{65} (L\alpha_2)$	6238	$\sim 5$	0
$^{57}\text{Fe}_{26}$	14412	$\text{Am}_{95} (L\alpha_2)$	14412	$\sim 15$	0

Из приведенных соотношений следует, что можно пренебречь “истинным” поглощением в среде излучения плазмы, резонансного к ядерному переходу, то есть все рентгеновские кванты, находящиеся в пределах ядерной линии, будут поглощены ядрами. Учитывая относительно малую ширину ядерного перехода, получаем, что общее число возбужденных рентгеновским излучением плазмы ядер  $N^*$  может быть оценено как

$$N^* \sim P(E_0^*) \cdot \Gamma_{\text{rad}}, \quad (1)$$

где  $P(E_0^*)$  – спектральная плотность фотонов плазмы, резонансных к ядерному переходу. Таким образом, увеличение выхода возбужденных рентгеновским излучением плазмы ядер может быть осуществлено за счет увеличения плотности фотонов плазмы вблизи ядерного перехода при использовании резонансных рентгеновских линий, излучаемых лазерной плазмой [4, 5]. Эффективность возбуждения ядерных состояний, по сравнению с возбуждением тормозным излучением горячих электронов, может быть увеличена в

$$\varepsilon^* = \frac{P_{\text{line}}^{\text{opt}}(E_0^*)}{P_{\text{brem}}^{\text{opt}}(E_0^*)} \approx \frac{\eta_{\text{line}}}{\Delta E_{\text{line}}} \Big/ \frac{\eta_{\text{brem}}}{T_h} \quad (2)$$

раз, где индексы line и brem соответствуют случаям линейчатого и тормозного излучения плазмы, а индекс opt обозначает, что расчеты производятся в условиях, обеспечивающих максимальный выход фотонов, резонансных к ядерному переходу. В выражении (2) величина  $\eta_{\text{brem}}$  соответствует коэффициенту конверсии энергии лазерного излучения в тормозное излучение горячих электронов плазмы. По результатам работы [10] при  $T_h \sim 5$  кэВ  $\eta_{\text{brem}}$  составляет величины  $\sim 10^{-6} - 10^{-5}$  и определяется материалом мишени. В случае возбуждения ядерных переходов тормозным излучением плазмы со спектральной плотностью мощности  $\sim \exp(-E/T_h)$  максимальный выход фотонов, резонансных к ядерному переходу с энергией  $E_0^*$ , достигается при  $T_h \sim E_0^*$ . Величина  $\eta_{\text{line}}$  является коэффициентом конверсии

энергии лазерного излучения в излучение рентгеновской линии. В соответствии с оценками, проведенными в работе [5], максимальная величина  $\eta_{\text{line}}$  составляет  $\sim 10^{-5} - 10^{-4}$  для  $K\alpha$ -излучения. Таким образом, использование резонансного  $K\alpha$ -излучения ( $\Delta E_{\text{line}} \sim 1$  эВ) лазерной плазмы для возбуждения низколежащих ( $E_0^* \sim 1 - 10$  кэВ) ядерных состояний дает, в сравнении с возбуждением тормозным излучением, выигрыш в числе возбужденных ядер в

$$\varepsilon^* = \frac{P_{\text{line}}^{\text{opt}}(E_0^*)}{P_{\text{brem}}^{\text{opt}}(E_0^*)} \approx \frac{\eta_{\text{line}}}{\eta_{\text{brem}}} \frac{E_0^*}{\Delta E_{\text{line}}} \approx 10^4 \div 10^5 \quad (3)$$

раз, в зависимости от характеристик рентгеновской линии и материала мишени.

3. Анализ литературы и баз данных [8, 9] показал, что подобрать пару элементов, один из которых обладает переходом в атомной оболочке, находящимся в точном резонансе с ядерным переходом другого элемента, очень сложно, поскольку в большинстве случаев отстройка по энергии превышает ширину рентгеновской линии  $\Delta E_{\text{line}}$ . В таблице приведены примеры таких совпадений для изотопов  $^{57}\text{Fe}_{26}$  и  $^{181}\text{Ta}_{73}$ . В работе [11] для компенсации этой отстройки было предложено использовать атомные переходы из сильно возбужденных состояний, поскольку среди множества таких переходов всегда найдется рентгеновская линия, резонансная к ядерному переходу. В действительности переходы из высоковозбужденных состояний обладают малой силой осциллятора и, как следствие, малым выходом флуоресценции. Таким образом, практический интерес для повышения эффективности фотовозбуждения низколежащих ядерных уровней могут представлять лишь атомные (и ионные) переходы с относительно высокой силой осциллятора, а именно,  $K\alpha_{1,2}$ ,  $K\beta_{1,3}$ ,  $L\alpha_{1,2}$ , среди которых  $K\alpha_{1,2}$  обладает максимальным, на 1–3 порядка большим, выходом флуоресценции.

Для большинства ядерных переходов не существует рентгеновских линий нейтральных атомов, находящихся с ними в точном резонансе и принадлежа-

щих к интенсивным сериям. Однако при ионизации вещества энергия рентгеновских квантов увеличивается [4]. Кроме этого, в условиях горячей плотной лазерной плазмы спектральные линии ионов обладают набором спутников [4, 12], связанных, в частности, с переходами из дважды возбужденных состояний, и отстоящих от основной линии излучения на величины  $\sim 1-10$  эВ. Следовательно, контролируя кратность ионизации и плотность лазерной плазмы, можно осуществлять тонкую подстройку энергии рентгеновской линии или спутника в резонанс с ядерным переходом. Таким образом, в качестве источников накачки ядерного перехода могут выступать как атомные, так и ионные рентгеновские переходы, что существенно расширяет возможности рассматриваемой схемы возбуждения ядер.

Следует отметить, что максимальные интенсивности рентгеновских линий ионов достигаются при использовании фемтосекундных лазерных импульсов [4]. При этом, как уже отмечалось нами ранее, наличие высокой доли горячих электронов в сформированной такими импульсами лазерной плазме [5] приводит к эффективной генерации характеристического излучения ионов, кратность ионизации которых определяется температурой тепловых электронов плазмы.

Рассмотрим для примера ядро  $^{201}\text{Hg}_{80}$ , первое возбужденное состояние которого имеет энергию  $E_0^* = 1561$  эВ [8], близкую к энергиям рентгеновских квантов  $K$ -серии атома алюминия (см. таблицу). Энергия линии  $K\beta_{1,3}$  нейтрального атома алюминия имеет отстройку в 4 эВ, что превышает ширину рентгеновского перехода. В то же время энергия  $K\alpha$ -линии алюминия, зависимость которой от кратности ионизации иона изображена на рис.1, увеличивается от 1487 эВ для нейтрального атома до  $\sim 1600$  эВ для гелиоподобного иона алюминия. Эта зависимость была рассчитана нами с помощью программного пакета [13] методом Дирака–Фока. При увеличении заряда ионов алюминия  $Z$  на единицу (начиная с  $Z = 5$ ) энергия  $K\alpha$ -квантов в среднем возрастает на 15 эВ. Энергия  $K\alpha$ -квантов ионов  $\text{Al}^{+9}$  составляет величину  $\sim 1561$  эВ и находится в точном резонансе с энергией перехода  $E_0^*$  в ядре ртути  $^{201}\text{Hg}_{80}$  (с точностью до погрешности в расчетах и измерениях). Таким образом, наиболее эффективное возбуждение ядра  $^{201}\text{Hg}_{80}$  возможно резонансным  $K\alpha$ -излучением ионов  $\text{Al}^{+9}$ . Аналогичная ситуация наблюдается и для других ядер. В частности,  $K\alpha$ -излучение ионов серы  $\text{S}^{+8}$  с энергией  $\sim 2332$  эВ оказывается квазирезонансным по отношению к ядерному переходу с энергией 2329 эВ в ядре  $^{205}\text{Pb}_{82}$  (таблица). При

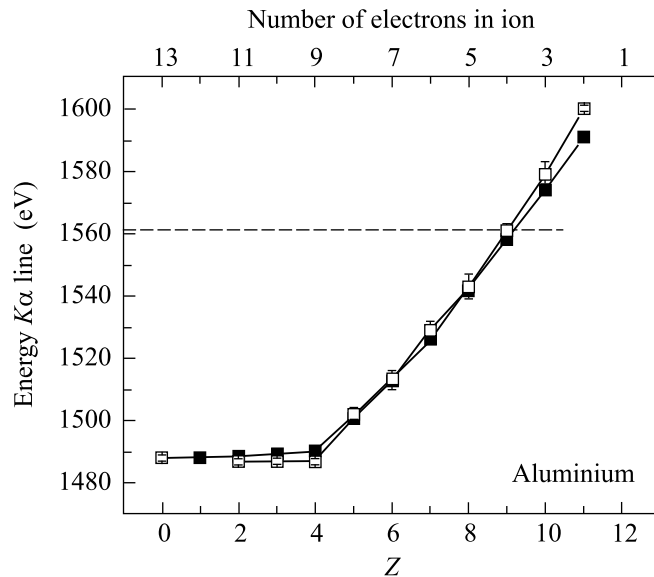


Рис.1. Энергии  $K\alpha$ -квантов ионов алюминия. ■ – результаты расчетов с помощью программного пакета [13] методом Дирака–Фока, □ – результаты работы [4]. Пунктирной линией обозначена энергия перехода в ядре  $^{201}\text{Hg}_{80}$  – 1561 эВ

этом в рассматриваемой схеме выход возбужденных ядер определяется интенсивностью свечения рентгеновской линии иона с вакансией на внутренней оболочке, которая, в свою очередь, определяется долей таких ионов в составе плазмы и вероятностью процессов, приводящих к высвечиванию линии при заданной плотности и температуре плазмы.

4. Генерация рентгеновских линий с энергией квантов свыше 1 кэВ в плазме происходит в основном благодаря ударной ионизации внутренних оболочек ионов и атомов быстрыми электронами плазмы. Следовательно, для оптимизации выхода линейчатого излучения иона с кратностью ионизации  $Z$  необходимо одновременное существование в плазме максимального количества ионов кратности  $Z - 1$  и быстрых электронов, обеспечивающих их ионизацию с внутренних оболочек. При этом следует учитывать, что максимальное содержание в плазме ионов определенной кратности ионизации может наблюдаться как на этапе разогрева плазмы, так и в процессе ее остывания.

Определим параметры фемтосекундного лазерного импульса, обеспечивающие максимальное содержание в алюминиевой плазме ионов  $\text{Al}^{+8}$ , ионизация  $K$ -оболочки которых приводит к высвечиванию  $K\alpha$ -линии ионов  $\text{Al}^{+9}$ , резонансной к ядерному переходу в  $^{201}\text{Hg}_{80}$ , а также рассчитаем моменты времени, в которые наблюдается максимальное содержание ио-

нов  $Al^{+8}$ . В данной работе спутники рентгеновской линии иона  $Al^{+9}$ , связанные с переходом из возбужденных состояний, не рассматриваются, так как максимальная доля такого иона в твердотельной лазерной плазме наблюдается при электронных температурах  $\sim 70$  эВ, не обеспечивающих эффективное возбуждение электронов из основного состояния с  $n = 2$  в состояние с  $n \geq 3$  ( $\Delta E > 250$  эВ). В частности, в работе [4] при наблюдении спектров  $K\alpha$ -излучения фемтосекундной алюминиевой плазмы, создаваемой импульсами с  $I \sim 3 \cdot 10^{16}$  Вт/см<sup>2</sup> (100 фс, 1.5 мДж), интенсивность спутников не превышала интенсивности основной  $K\alpha$ -линии излучения иона  $Al^{+9}$ .

Для проведения расчетов ионизационного состояния лазерной плазмы использовался одномерный код [14], рассчитывающий пространственно-временную эволюцию плазмы с учетом процессов ионизации, теплопроводности и гидродинамики плазмы, сформированной на поверхности твердотельной мишени фемтосекундным лазерным импульсом умеренной интенсивности. На рис.2а изображены характерные пространственные распределения концентрации и среднего заряда алюминиевой плазмы в момент времени  $t = 1.34$  пс после лазерного импульса ( $I = 10^{16}$  Вт/см<sup>2</sup>,  $\tau_{laser} = 200$  фс, отсчет времени ведется от максимума лазерного импульса, имеющего гауссово огибающую), полученные с помощью кода [14]. Интересующие нас ионы  $Al^{+8}$  существуют в двух областях пространства – при малой концентрации плазмы на переднем фронте волны расширения и в глубине мишени при концентрации, близкой к твердотельной. На рис.2б изображена временная зависимость количества ионов алюминия с зарядом  $7.5 < Z < 8.5$  в плазме, сформированной лазерным импульсом с  $E_{laser} = 1$  мДж,  $I = 10^{16}$  Вт/см<sup>2</sup>,  $\tau_{laser} = 200$  фс. Видно, что полученная кривая обладает двумя максимумами, соответствующими формированию ионов заданной кратности в моменты разогрева  $N_{max1}, t_{max1}$  и остывания  $N_{max2}, t_{max2}$  лазерной плазмы. При этом из-за увеличения объема прогретой области мишени на этапе остывания плазмы количество ионов может оказаться больше, чем на этапе разогрева.

Путем варьирования параметров лазерного импульса были определены зависимости величин выхода  $N_{max1}, N_{max2}$  и моментов формирования  $t_{max1}, t_{max2}$  ионов  $Al^{+8}$  от плотности энергии лазерного импульса  $J$  на поверхности твердотельной мишени (рис.3). В результате было получено, что для лазерных импульсов длительностью  $\tau_{laser} \sim 100$ –500 фс пороговая величина плотности энергии лазерного излучения  $J$ , при которой происходит формирование

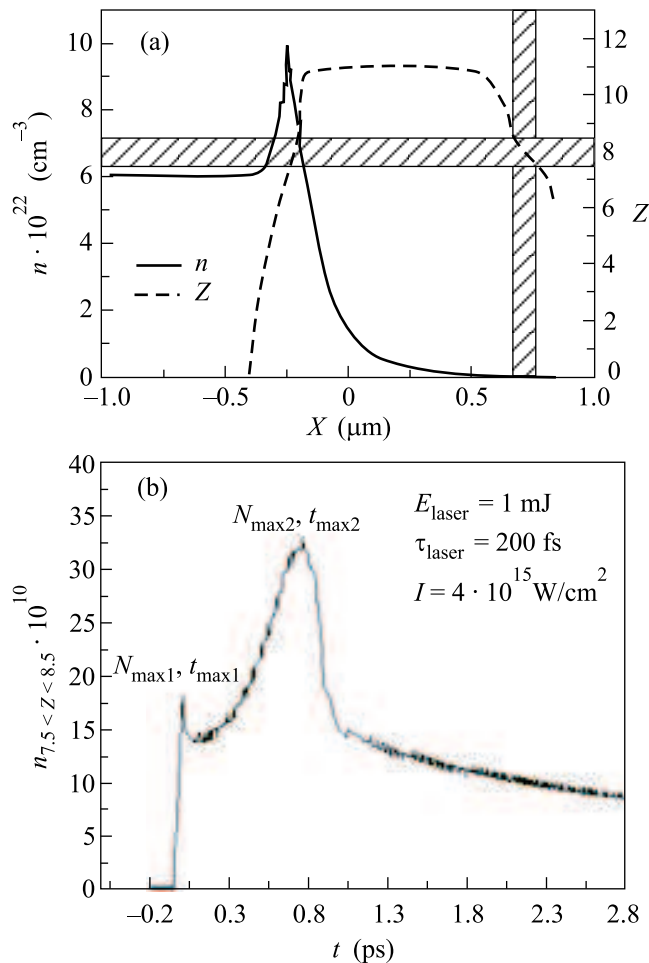


Рис.2. (а) Пространственное распределение концентрации  $n$  и кратности ионизации  $Z$  алюминиевой лазерной плазмы в момент времени  $t = 1.34$  пс после лазерного выстрела ( $I = 10^{16}$  Вт/см<sup>2</sup>,  $\tau_{laser} = 200$  фс); (б) Временная зависимость количества ионов алюминия  $N$  с зарядом  $7.5 < Z < 8.5$  в лазерной плазме ( $E_{laser} = 1$  мДж,  $I = 10^{16}$  Вт/см<sup>2</sup>,  $\tau_{laser} = 200$  фс). Момент времени  $t = 0$  соответствует максимуму интенсивности лазерного излучения

ионов алюминия  $Al^{+8}$ , составляет 100–200 Дж/см<sup>2</sup>. Величины  $N_{max1}$  и  $N_{max2}$  достигают максимальных значений  $\sim 10^{11}$ – $10^{12}$  штук/выстрел при плотностях энергии лазерного импульса  $J \sim 300$  Дж/см<sup>2</sup> и уменьшаются с дальнейшим ростом  $J$ . При этом величина  $t_{max1}$  и время существования ионов  $Al^{+8}$ , сформированных на этапе ионизации плазмы, нормированные на длительность лазерного импульса  $\tau_{laser}$ , уменьшаются с увеличением плотности энергии  $J$  лазерного излучения, что связано с ростом скорости ионизации плазмы. С ростом плотности энергии  $J$  увеличивается также время жизни плазмы и возрастают как величина  $t_{max2}$ , так и полное время существ-

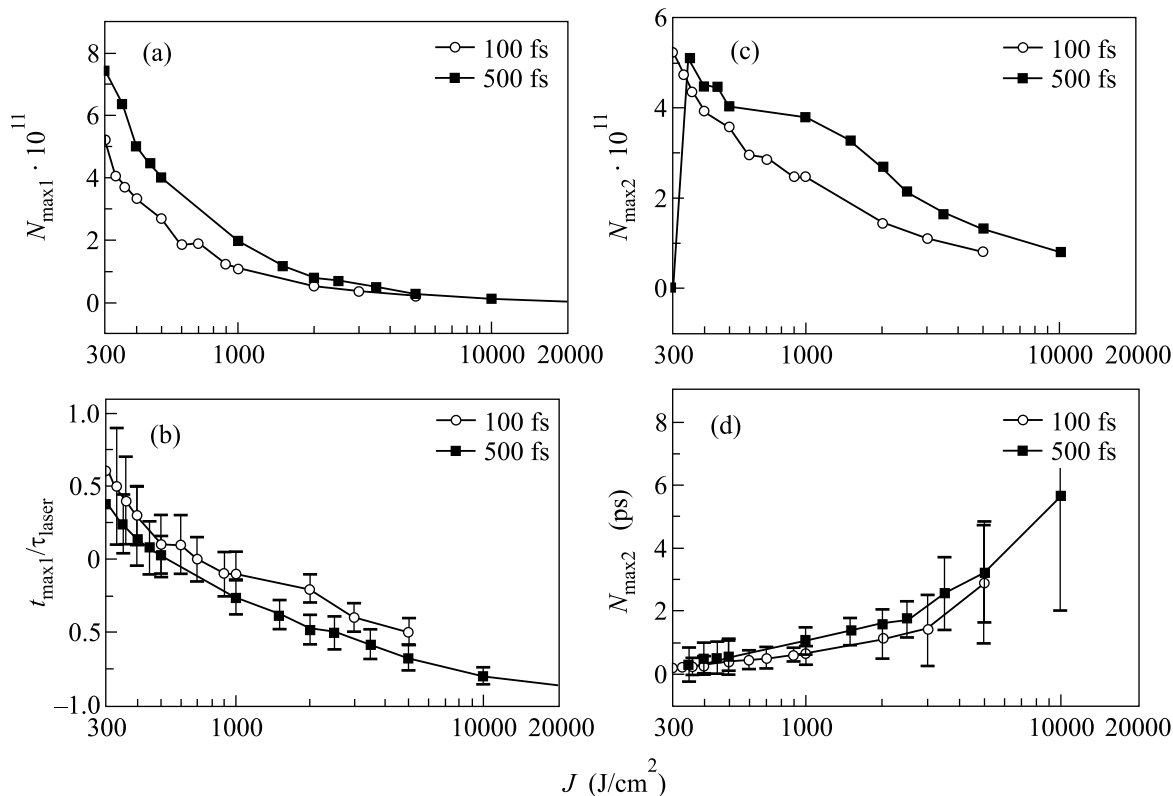


Рис. 3. Зависимости величин выхода ( $N_{\max 1}$ ,  $N_{\max 2}$ ) и моментов формирования ( $t_{\max 1}$ ,  $t_{\max 2}$ ) ионов алюминия  $\text{Al}^{+8}$  от плотности энергии лазерного импульса на поверхности мишени. Расчеты проведены для энергии лазерного импульса  $E_{\text{laser}} = 1$  мДж

воания ионов  $\text{Al}^{+8}$ , сформированных при остывании плазмы.

Из полученных результатов следует, что максимально достижимое количество ионов  $\text{Al}^{+8}$ , сформированных на этапах ионизации и остывания лазерной плазмы, оказывается по порядку величины одинаковым. Для генерации  $K\alpha$ -линии ионов  $\text{Al}^{+9}$ , квазирезонансной к ядерному переходу в  $^{201}\text{Hg}_{80}$ , необходимо ионизовать  $K$ -оболочку ионов  $\text{Al}^{+8}$ , что может быть осуществлено только горячими электронами лазерной плазмы [4, 5]. Известно, что горячий электронный компонент формируется в основном вблизи максимума интенсивности лазерного излучения [3, 10]. Таким образом, нам необходимо обеспечить условия, при которых величина  $t_{\max 1}$  совпадает с моментом максимума интенсивности лазерного импульса  $t_{\max 1} = 0$ , что достигается в случае  $J \sim 500$  Дж/см<sup>2</sup> (рис.3). Из результатов работ [4, 5] следует, что наиболее эффективная генерация  $K\alpha$ -излучения в лазерной плазме происходит в случае, когда температура горячих электронов достигает величины  $T_h \sim 6E_{\text{line}}$ , что для  $K\alpha$ -линии алюминия соответствует  $T_h \sim 9$  кэВ. Для достиже-

ния такой температуры горячих электронов необходимо, чтобы интенсивность лазерного импульса составляла  $\sim 10^{17}$  Вт/см<sup>2</sup> [3], что при плотности энергии  $J \sim 500$  Дж/см<sup>2</sup> соответствует длительностям импульса  $\sim 5$ –10 фс.

Хотя современные фемтосекундные лазерные технологии могут обеспечить излучение с такими характеристиками [15], формирование плазмы столь коротким лазерным импульсом на поверхности твердотельной мишени происходит в существенно ином, не адиабатическом режиме. В частности, значительно ниже окажется температура тепловых электронов, кратность ионизации и т.д. В то же время, генерация горячих электронов импульсом длительностью менее 10 фс может оказаться столь же эффективной, что и в случае более длинных импульсов. Поэтому необходимо использовать двухимпульсную схему, в которой максимумы интенсивности импульсов совпадают, а длительности существенно различны: “длинный” импульс (100–500 фс) формирует плазму заданной кратности ионизации, а “короткий” обеспечивает генерацию горячих электронов в момент времени  $t_{\max 1}$ .

Иная картина формируется на этапе остывания плазмы: время, в течение которого существуют ионы алюминия  $Al^{+8}$ , составляет величины порядка единиц пикосекунд. Это также позволяет осуществлять эффективную генерацию  $K\alpha$ -линии ионов  $Al^{+9}$  в двухимпульсной схеме, в которой первый лазерный импульс используется для формирования лазерной плазмы, а второй служит для эффективной генерации горячих электронов в момент, когда количество ионов  $Al^{+8}$  достигает своего максимума на этапе остывания плазмы, сформированной первым импульсом. Следует добавить, что возможность изменения величин энергии и задержки второго импульса относительно первого в эксперименте позволит добиться условий, оптимальных для генерации  $K\alpha$ -линии ионов  $Al^{+9}$ , а длительность импульсов уже не имеет в этом случае большого значения.

5. Таким образом, высокая спектральная яркость характеристического рентгеновского излучения позволяет увеличить эффективность возбуждения низколежащих ядерных состояний на 4–5 порядков. Большие интенсивности рентгеновских линий, испускаемых плазмой фемтосекундного лазерного импульса, делают ее одним из наиболее перспективных источников рентгеновского излучения, используемого для возбуждения ядер. При этом возможность управления кратностью ионизации лазерной плазмы позволяет использовать для этих целей рентгеновские линии как нейтральных атомов мишени, так и различных ионов. Контролируя кратность ионизации плазмы, можно осуществлять подстройку положения рентгеновской линии ионов в точный резонанс с энергией ядерного перехода, что существенно расширяет возможности данного метода. При этом наиболее перспективной на наш взгляд является методика использования двух лазерных импульсов – греющего, для создания плазмы определенной кратности ионизации, и импульса сверхкороткой длительности для генерации горячих электронов, создающих вакансии на электронных оболочках ионов, которые затем заполняются с испусканием рентгеновских квантов.

В заключение отметим, что в качестве мишеней, используемых в эксперименте по возбуждению ядер ртути  $^{201}Hg_{80}$   $K\alpha$ -излучением лазерной плазмы алюминия, могут выступать пористый алюминий с

внедренными в поры частицами ртути, сплав ртути и алюминия в виде амальгамы или алюминиевая пленка, нанесенная на подложку из материала с достаточно высоким содержанием ртути. Оценки показывают, что при энергии греющего импульса  $\sim 20$  мДж ( $J \sim 500$  Дж/см<sup>2</sup>) и при энергии импульса, генерирующего горячие электроны  $\sim 1$  Дж число ядер ртути  $^{201}Hg_{80}$ , возбужденных  $K\alpha$ -излучением ионов  $Al^{+9}$ , составляет величину  $\sim 10^2$ – $10^3$  штук/выстрел.

Работа поддержана партнерским грантом МНТЦ – EOARD # 2651p.

1. А. В. Андреев, В. М. Гордиенко, А. Б. Савельев, *Квантовая электроника* **31**, 941 (2001).
2. A. V. Andreev, O. V. Chutko, A. M. Dykhne et al., *Hyperfine Interactions* **143**, 23 (2003).
3. А. Варанавичюс, Т. В. Власов, Р. В. Волков и др., *Квантовая электроника* **30**, 523 (2000).
4. A. Rousse, P. Audebert, J. P. Geindre et al., *Phys. Rev.* **E50**, 2200 (1994).
5. D. Salzmann, Ch. Reish, I. Uschmann et al., *Phys. Rev.* **E65**, 036402 (2002).
6. В. С. Летохов, *Квантовая электроника* **4**, 125 (1973).
7. V. S. Letokhov and E. A. Yukov, *Laser Physics* **4**, 382 (1994).
8. *Nuclear Data Sheets* **85**, 415 (1991); **62**, 101 (1991); **71**, 421 (1994); **69**, 679 (1993).
9. М. А. Блохин, И. Г. Швейцер, *Рентгеноспектральный справочник*, М.: Наука, 1982.
10. Р. В. Волков, В. М. Гордиенко, П. М. Михеев, А. Б. Савельев, *Квантовая электроника* **30**, 896 (2000).
11. A. A. Andreev, A. V. Charukchev, and V. E. Yashin, *SPIE Proc.* **4352**, 102 (2001).
12. G. C. Junkel-Vives, J. Abdallah, Jr., T. Augustine et al., *Phys. Rev.* **E65**, 036410 (2002).
13. И. М. Банд, В. И. Фомичев, *Комплекс программ RAINE V. Описание программы самосогласования атомного поля релятивистским методом Дирака-Фока*, Ленинград, Препринт ЛИЯФ # 498, 1979.
14. V. M. Gordienko, M. A. Joukov, A. B. Savel'ev, *Application of High Field and Short Wavelength Sources*, Eds. L. DiMauro, M. Murnane and A. H'Huiller, Plenum Press, New York 1998, p. 155.
15. T. Brabec and F. Krausz, *Rev. Mod. Phys.* **72**, 545 (2000).