

# Внутренняя электронная конверсия изомерного состояния с энергией 14.4 кэВ ядра $^{57}\text{Fe}$ , возбуждаемого излучением плазмы мощного фемтосекундного лазерного импульса

Г.В.Головин, А.Б.Савельев, Д.С.Урюпина, Р.В.Волков

*Зарегистрирован спектр задержанных вторичных электронов, вылетающих из мишени, на поверхности которой находился слой железа, обогащенный изотопом  $^{57}\text{Fe}$  до 98 %, при ее облучении потоком широкополосного рентгеновского излучения и быстрых электронов из плазмы, созданной фемтосекундным лазерным импульсом с интенсивностью  $10^{17}$  Вт/см<sup>2</sup>. В спектре, полученном при задержке 90–120 нс, идентифицированы максимумы на энергиях 5.6, 7.2 и 13.6 кэВ. Последние два максимума появляются вследствие внутренней электронной конверсии изомерного уровня с энергией 14.4 кэВ и временем жизни 98 нс на K- и L-оболочки атома железа соответственно, первый – вследствие каскадного оже-процесса K – L<sub>2</sub>L<sub>3</sub>. Показано, что основным каналом возбуждения изомерного уровня является фото-возбуждение рентгеновским излучением плазмы.*

**Ключевые слова:** квантовая нуклеоника, сверхсильные световые поля, плазма сверхкороткого лазерного импульса, ядерные процессы.

## 1. Введение

Горячая плотная лазерная плазма – многообещающий инструмент для ядерно-физических исследований [1–3]. Уже при «умеренной» интенсивности сверхкороткого лазерного импульса (свыше  $10^{16}$  Вт/см<sup>2</sup>) такая плазма служит источником электронов, ионов и фотонов с энергиями в десятки кэВ [4], а при больших интенсивностях лазерного излучения энергии частиц достигают 1–50 МэВ на нуклон [5]. Одним из наиболее интересных и перспективных направлений исследований в этой области может стать возбуждение изомерных ядерных уровней, обладающих относительно малой по ядерным масштабам энергией, либо уровней, близко расположенных к долгоживущему изомерному состоянию [6–10]. На данный момент известны лишь две экспериментальные работы, в которых наблюдалось гамма-излучение, связанное с релаксацией возбужденных уровней 76.5 эВ изотопа  $^{235}\text{U}$  и 6.237 кэВ изотопа  $^{181}\text{Ta}$  [7, 11], однако попытки воспроизведения этих результатов оказались неудачными [12–15].

Регистрация релаксации возбужденных в плазме ядер сталкивается с серьезными экспериментальными трудностями. Во-первых, это крайне малое количество возбуждаемых ядер (порядка  $10^{-2}$  – 1 на один лазерный импульс в объеме плазмы), что является следствием малой ширины ядерного перехода. При этом плазма является мощным источником широкополосного рентгеновского излучения, в том числе с энергией квантов порядка энергии ядерного перехода. Данное излучение насыщает де-

текторы, не позволяя начать измерение гамма-распада ранее, чем через 1 мкс после «поджига» плазмы.

Для низколежащих ядерных уровней основным является конверсионный канал распада, сопровождающийся испусканием атомом конверсионного электрона, а не гамма-кванта (типичный коэффициент внутренней конверсии для таких уровней составляет от 5–10 до десятков тысяч). Поэтому значительно эффективнее выглядит экспериментальная схема, в которой регистрируются именно конверсионные электроны (с энергетическим и временным разрешением), однако и в этом случае сигнал от одиночных конверсионных электронов нужно выделять на фоне мощного потока собственных электронов плазмы.

В настоящей работе реализован новый подход к проблеме изучения относительно короткоживущих низколежащих изомерных ядерных состояний с использованием горячей плотной лазерной плазмы: возбуждение изомерного уровня происходило вне плазмы на внешней мишени, содержащей относительно небольшое количество исследуемого изотопа, а затем производилась регистрация широкого энергетического спектра электронов с временным разрешением. Эффективность подхода продемонстрирована на примере изотопа  $^{57}\text{Fe}$  с энергией ядерного уровня 14.41 кэВ и временем жизни 98 нс [16].

При регистрации конверсионного канала распада возбужденного ядерного состояния необходима информация о возможном энергетическом спектре появляющихся в результате этого процесса электронов. Поскольку в процессе внутренней электронной конверсии происходит ионизация одной из атомных электронных оболочек, кинетическая энергия регистрируемых электронов будет равна разности энергий изомерного ядерного состояния и энергии связи электрона на данной оболочке. Для вычисления парциальных коэффициентов конверсии на различные оболочки и нахождения энергетического спектра конверсионных электронов мы воспользовались пакетом программ, реализующих методику Дирака –

Г.В.Головин, А.Б.Савельев, Д.С.Урюпина, Р.В.Волков. Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет и Международный учебно-научный лазерный центр МГУ им. М.В.Ломоносова, Россия, 119992 Москва, Воробьевы горы; e-mail: deer68@yandex.ru, ab\_savelev@phys.msu.ru

Поступила в редакцию 17 января 2011 г., после доработки – 17 февраля 2011 г.

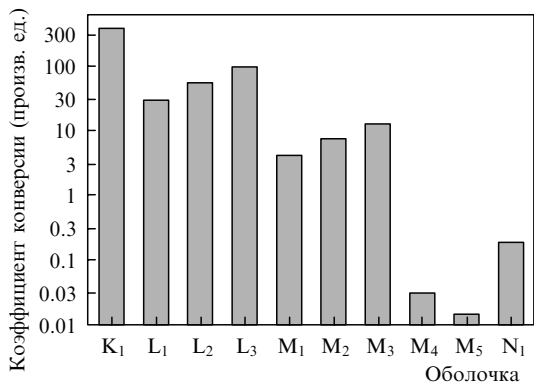


Рис.1. Парциальные вероятности конверсии для изомерного состояния с энергией 14.41 кэВ изотопа  $^{57}\text{Fe}$ .

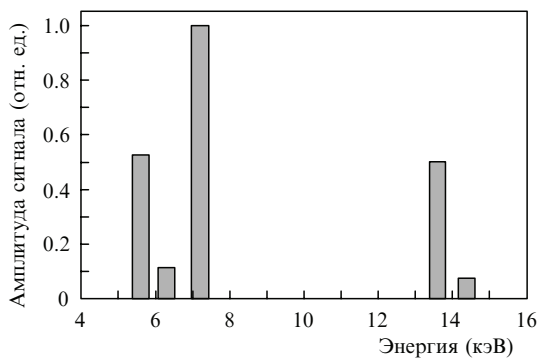


Рис.2. Спектр конверсионных и сопутствующих оже-электронов для изотопа  $^{57}\text{Fe}$  вследствие внутренней электронной конверсии изомерного состояния с энергией 14.41 кэВ.

Фока расчета волновых функций электронов, находящихся в самосогласованном поле атома [17].

Результаты такого расчета для изомерного состояния с энергией 14.41 кэВ ядра  $^{57}\text{Fe}$  представлены на рис.1. Как видно из рисунка, конверсия идет преимущественно через К-оболочку. Это означает, что в результате распада возбужденного ядерного состояния в большинстве случаев появится электрон с кинетической энергией, равной разности энергии возбуждения ядра (14.41 кэВ) и энергии его связи на К-оболочке (7.1 кэВ), а также вакансии на этой оболочке. Вакансия практически мгновенно (за несколько фемтосекунд [18]) будет заполняться за счет оже-переходов электронами с вышележащих оболочек, преимущественно по К-L<sub>2</sub>L<sub>3</sub>- и К-L<sub>3</sub>L<sub>3</sub>-каналам. В результате ожидаемый набор электронов, вылетающих из атома  $^{57}\text{Fe}$  при распаде его первого возбужденного ядерного состояния, должен содержать как электроны, возникающие вследствие ионизации оболочки, через которую происходит внутренняя конверсия, так и электроны, возникающие вследствие оже-процессов в ионизованном атоме (рис.2).

## 2. Эксперимент

Лазерная плазма в наших экспериментах (рис.3) создавалась излучением лазера на Ti:сапфире (длительность и энергия импульса 50 фс и 1.5 мДж), которое фокусировалось под углом 45° к поверхности толстой стальной пластины безаберрационным объективом ( $F/D \approx 6$ ) в пятно диаметром примерно 4 мкм (интенсивность в фокусном пятне  $\sim 10^{17}$  Вт/см<sup>2</sup>). Контраст излучения на наносекундном масштабе был не хуже  $2 \times 10^{-7}$  и опреде-

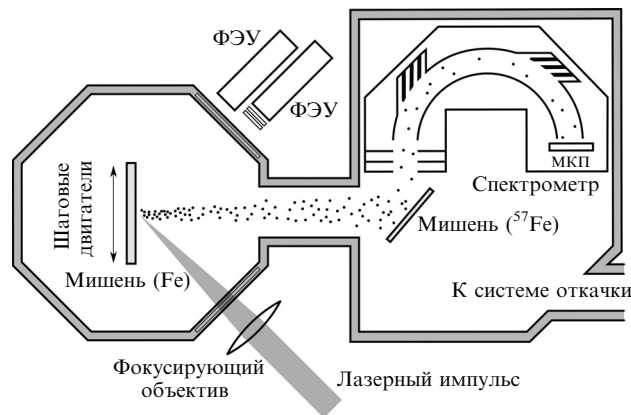


Рис.3. Экспериментальная установка.

лялся коротким предимпульсом, «просачивающимся» из регенеративного усилителя, а на пикосекундном масштабе – коротким предимпульсом с относительной амплитудой  $3 \times 10^{-5}$  и опережением 23 пс [19].

Средняя энергия рентгеновского излучения (и, следовательно, горячих электронов) образующейся плазмы измерялась в каждом импульсе методом фильтров с помощью двух ФЭУ со сцинтилляторами NaI толщиной 5 мм [20] и составила  $11 \pm 2$  кэВ. После каждого лазерного импульса мишень смещалась так, чтобы излучение взаимодействовало с ровной поверхностью, а не с кратером, оставшимся после предыдущего выстрела. Электроны и ионы, ускоренные в плазме вдоль нормали к поверхности первой мишени, бомбардировали вторую мишень, расположенную на расстоянии 27 см от первой. Вторая мишень представляла собой кремниевую пластину площадью около 1 см<sup>2</sup> с нанесенным на нее тонким (200 нм) слоем железа, обогащенного изотопом  $^{57}\text{Fe}$  до концентрации 98 %. Как показали дополнительные эксперименты, средняя энергия электронов составляла  $13 \pm 1$  кэВ, а ионов –  $26 \pm 3$  кэВ на заряд [21]. Угол падения частиц на вторую мишень был равен примерно 45°. Выбитые из этой мишени электроны проходили через отклоняющие пластины электростатического спектрометра [20], входное окно которого (2 × 0.5 см) располагалось на расстоянии 4 см от второй мишени, и регистрировались шевронной микроканальной пластиной (МКП) ВЭУ-7. Вторая мишень и электронный спектрометр находились в отдельной вакуумной камере, соединенной вакуумно-плотно с камерой взаимодействия. Варьируя напряжение на пластинах спектрометра, мы изменяли энергию регистрируемых частиц в диапазоне от 6 до 16 кэВ на единицу заряда, а полярность прикладываемого напряжения определяла знак заряда регистрируемых частиц. Разрешение спектрометра по энергии, обусловленное в основном его геометрией, составляло 10 %. В камерах, в которых были установлены обе мишени и спектрометр, поддерживался вакуум на уровне  $10^{-5}$  Тор. Электронный ток с ВЭУ-7 регистрировался с помощью РС1-платы АЦП PLX9054 (ЗАО «Руднев-Шилиев») с частотой оцифровки 500 МГц и разрешением 8 бит.

Типичный сигнал, полученный в одном лазерном импульсе с детектора ВЭУ-7 при регистрации электронов, представлен на рис.4. Данный сигнал подвергался процедуре фильтрации – из него вычитался сигнал, усредненный по нескольким тысячам таких же сигналов, что исключало медленно меняющуюся часть, связанную с

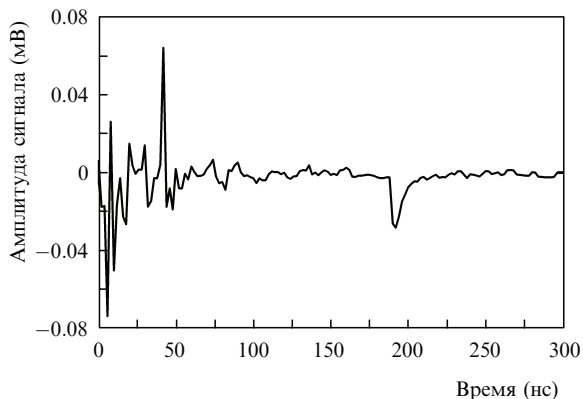


Рис.4. Типичный сигнал, полученный с детектора ВЭУ-7 при регистрации электронов.

паразитными наводками. «Шум» на рис.4 при задержках от 0 до 50–90 нс после момента создания плазмы связан с регистрацией ВЭУ-7 потока «горячих» электронов из плазмы, рассеянных на второй мишени в направлении приемного окна спектрометра. Пичок характерной формы (резкий фронт и пологий спад), наблюдавшийся при задержке 190 нс, соответствует регистрации одиночного электрона.

### 3. Обработка и обсуждение полученных результатов

Для набора энергий регистрируемых электронов мы провели около 10000 измерений, в каждом из которых посчитали все события, связанные с регистрацией одиночных электронов. На рис.5 представлена характерная зависимость среднего электронного тока от времени. На ней хорошо видны максимумы, появляющиеся с задержкой в 120–200, 500–600 и 675–750 нс относительно момента образования плазмы. Анализ средних токов для всех энергий регистрируемых электронов (4–20 кэВ) показал, что времена задержек не зависят от энергии электронов (по крайней мере, с точностью до 10 нс). Эти задержки хорошо согласуются с временами прилета на вторую мишень быстрых ионов из плазмы ( $H^+$ ,  $C^+$ ,  $Fe^{2+}$ ), имеющих энергию 26 кэВ на единицу заряда (соответственно 130, 500 и 710 нс). Отметим, что данная энергия совпадает со средней энергией ионов, измеренной в дополнительных экспериментах. Максимумы в электронном токе связаны, таким образом, с ионизацией сильно связанных электронов (в основном с К-оболоч-

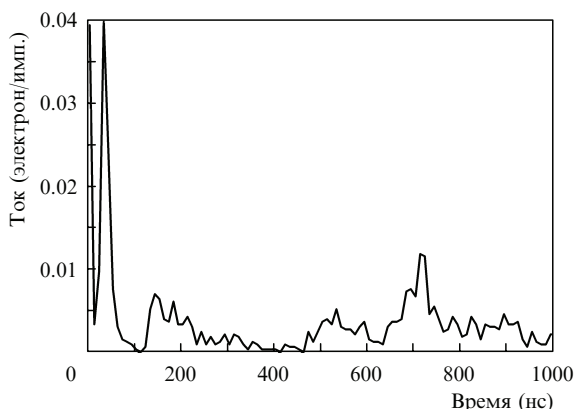


Рис.5. Типичная динамика электронного тока на МКП.

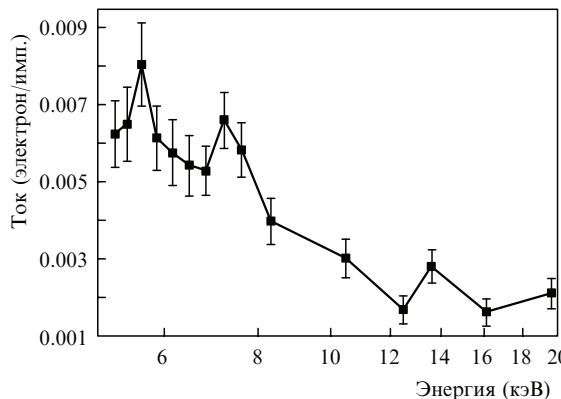


Рис.6. Спектр электронов в интервале 90–120 нс после создания плазмы, внешняя мишень –  $^{57}Fe$ .

ки) при ионном ударе [22] и, возможно, с энергетичными отрицательными ионами, формирующимися при разлете плазмы и рассеивающимися на поверхности второй мишени [23, 24]. Отметим, что время пролета от второй мишени через спектрометр до МКП для электронов с энергией свыше 14 кэВ составляет менее 4 нс.

Таким образом, регистрация конверсионных электронов в условиях данного эксперимента возможна в диапазоне задержек 90–120 нс после создания плазмы. Полученный в этом временном диапазоне электронный спектр представлен на рис.6. Для расчета погрешностей исследовано статистическое распределение зарегистрированных электронов. Так как событие регистрации электрона – редкое (примерно одно событие на десять реализаций), реализации были объединены в группы по 75, и по ним была построена частотная гистограмма распределения, которая затем сравнивалась с обычно используемым в ядерной физике распределением Пуассона (рис.7). В качестве количественной меры подобия распределений выбран критерий Пирсона ( $\chi^2$ ). Его рассчитанное значение для экспериментальных данных составило 0.87, что соответствует уровню значимости 0.08 (при этом уровне квантиль распределения Пирсона  $\chi^2_q = 0.93 > 0.87$ ). Таким образом, с вероятностью 92% экспериментальное распределение зарегистрированных электронов соответствует распределению Пуассона. Все погрешности, приведенные в настоящей работе, соответствуют доверительным интервалам этого распределения для достоверности 0.95.

Зарегистрированный спектр имеет максимумы для энергий 5.6, 7.2 и 13.6 кэВ, что находится в хорошем со-

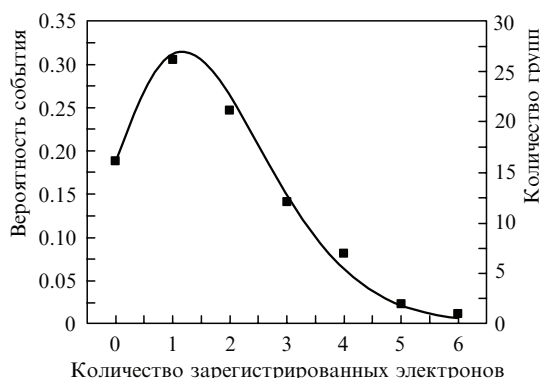


Рис.7. Частотная гистограмма распределения зарегистрированных электронов.

ответствии с расчетным спектром (см. рис.2). Ширина максимумов обусловлена энергетическим разрешением спектрометра. Обсудим природу максимумов по отдельности. Максимум в спектре вблизи энергии 5.6 кэВ является следствием  $K-L_2L_3$ -перехода, заполняющего вакансию на  $K$ -оболочке. Такая вакансия может образоваться при ионизации  $K$ -оболочки как излучением плазмы, так и за счет процесса внутренней электронной конверсии при распаде ядерного уровня  $^{57}\text{Fe}$  с энергией 14.41 кэВ через эту оболочку [25]. Максимум вблизи энергии 7.2 кэВ, в принципе, может быть также связан с атомным процессом – например, некоторым  $K-MM$ -переходом. Однако вероятность такого оже-перехода крайне мала по сравнению с вероятностью  $K-L_2L_3$ -перехода. Поэтому одновременно с этим максимумом должен наблюдаться максимум вблизи энергии  $K-L_2L_3$ -перехода (5.6 кэВ), причем его амплитуда должна быть во много раз больше, чем амплитуда максимума при 7.2 кэВ. Поскольку в полученных нами спектрах амплитуды максимумов при энергиях 5.6 и 7.2 кэВ примерно одинаковы, можно сделать вывод, что максимум для энергии 7.2 кэВ связан с релаксацией ядерного уровня  $^{57}\text{Fe}$ , а максимум вблизи 5.6 кэВ – с последующим  $K-L_2L_3$ -переходом.

Максимум в спектре вблизи энергии 13.6 кэВ не может быть результатом оже-перехода или какого-либо иного атомного процесса. Действительно, максимальная энергия связи электрона с атомом Fe составляет 7.1 кэВ ( $K$ -оболочка), поэтому за счет внутриатомных межоболочечных переходов энергия испущенного атомом электрона не может превышать этого значения. Следовательно, пик с данной энергией также можно объяснить только распадом ядерного уровня  $^{57}\text{Fe}$ . Отметим, что отношение максимумов, соответствующих конверсионным процессам через  $K$ - и  $L$ -оболочки (7.2 и 13.6 кэВ), должно составлять  $\sim 2$  (см. рис.2). Из наших экспериментальных данных следует, что это отношение равно  $2.4 \pm 0.9$ .

Дополнительным обоснованием того факта, что нами действительно наблюдается внутренняя электронная конверсия изомерного уровня изотопа  $^{57}\text{Fe}$ , служат также данные, представленные на рис.8, в, полученные при замене мишени из изотопа  $^{57}\text{Fe}$  на мишень из обычного железа (содержание изотопа  $^{57}\text{Fe}$  составляет 2%, а изотопа  $^{56}\text{Fe}$  – 98%). Отметим, что для изотопа  $^{56}\text{Fe}$  первое возбужденное состояние ядра имеет энергию 847 кэВ [16]. Как видно из представленных данных, максимумов вблизи 5.6 и 7.2 кэВ в этом случае не наблюдается.

Количество зарегистрированных конверсионных электронов в случае мишени из  $^{57}\text{Fe}$  можно оценить по величине максимума вблизи энергии 7.2 кэВ. В соответствии с этой оценкой, с учетом геометрии установки и временного интервала регистрации, на один лазерный импульс приходится  $1 \pm 0.5$  возбужденных ядер.

Поскольку конверсионные электроны наблюдались во временном окне 90–120 нс после образования лазерной плазмы на первичной мишени, возбуждение изомерного уровня изотопа  $^{57}\text{Fe}$  с энергией 14.41 кэВ может быть связано либо с фотовозбуждением рентгеновским излучением плазмы, либо с возбуждением при неупругом рассеянии электронов плазмы [8, 26, 27]. Для выявления основного источника возбуждения ядер нами был проведен дополнительный эксперимент, в котором для предотвращения возбуждения электронами перед второй мишенью была установлена лавсановая пленка толщиной 20 мкм. Эта пленка задерживала электроны и ионы,

летающие из плазмы с поверхности первой мишени, и пропускала только кванты жесткого рентгеновского излучения. Действительно, по формуле Виддингтона–Томпсона [28] получаем, что в лавсане (плотность  $\sim 1.4 \text{ г/см}^3$ ) длина пробега электрона с начальной энергией 14 кэВ составляет 3 мкм. Для вычисления пробегов ионов можно воспользоваться моделью Бете–Блоха [28] для электронного торможения. Тогда для протона с начальной энергией 26 кэВ расстояние до его полного торможения составит 1.3 мкм, для остальных ионов, ускоренных в плазме, – значительно меньше. Рентгеновское же излучение поглощается лавсаном (в основном за счет фотоэффекта) намного слабее. Массовый коэффициент поглощения для лавсана при энергии квантов в 14 кэВ составляет около  $1.1 \text{ см}^2/\text{г}$  [29], таким образом, тормозной путь для таких фотонов оказывается примерно равным 1.5 см. Следовательно, единственным механизмом возбуждения ядер второй мишени в этом эксперименте могло быть только фотовозбуждение.

Результат данного эксперимента представлен на рис.8, а. Временной интервал регистрации спектров был расширен до 50–140 нс, т. к. ни горячие электроны из плазмы, ни протоны на вторую мишень не попадали и, соответственно, не приводили к зашумлению электронных токов. В электронном спектре отчетливо видны максимумы для энергий 7.2 и 5.6 кэВ, отвечающие конверсионным электронам с  $K$ -оболочки и сопутствующим  $K-L_2L_3$ -электронам соответственно. С учетом геометрии установки и временного интервала регистрации количество возбужденных ядер на один лазерный импульс составило  $0.9 \pm 0.3$ , что совпадает в пределах погрешности

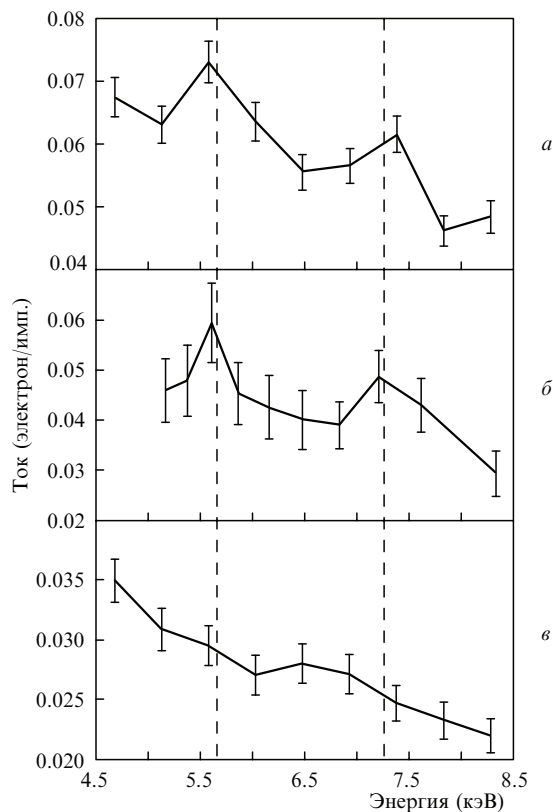


Рис.8. Спектры электронов: с установленным перед второй мишенью из  $^{57}\text{Fe}$  лавсаном, интервал 50–140 нс после создания плазмы (а); без лавсана, интервал 90–120 нс (б); без лавсана и со второй мишенью из  $^{56}\text{Fe}$ , интервал 50–120 нс (в). Штриховые линии соответствуют оже-пику (5.6 кэВ) и конверсионному процессу (7.2 кэВ).

измерения с данными, полученными в эксперименте без лавсана. Таким образом, фотовозбуждение является основным механизмом возбуждения в нашем эксперименте, в то время как роль неупругого электронного рассеяния неочевидна и требует дополнительного исследования.

#### 4. Заключение

В работе развит новый экспериментальный подход к проблеме регистрации низкоэнергетических ядерных переходов с использованием лазерной плазмы. Горячая плотная плазма создавалась облучением мишени мощным фемтосекундным лазерным импульсом. Формирующиеся при таком взаимодействии потоки рентгеновского излучения и других быстрых частиц из плазмы облучали вторую мишень, содержащую изотоп  $^{57}\text{Fe}$  с энергией первого возбужденного ядерного состояния 14.4 кэВ и временем жизни 98 нс. Распад возбужденного ядерного состояния регистрировался по энергетическим спектрам электронов, вылетающих из второй мишени. Использование в эксперименте конфигурации из двух мишеней оказалось существенным для уменьшения «засветки» регистрирующей аппаратуры прямым потоком электронов плазмы. Кроме того, данная конфигурация позволяет проводить измерения с малым количеством дорогостоящего изотопа.

Проведенные нами исследования показали, что в электронных спектрах, полученных при задержках в 90–120 нс после создания плазмы, наблюдаются максимумы, соответствующие процессу внутренней электронной конверсии на К- и L-оболочках атома железа при изомерном ядерном переходе с уровня 14.4 кэВ в изотопе  $^{57}\text{Fe}$  и сопутствующему оже-переходу К– $L_2L_3$ . Дополнительные исследования показали также, что основным источником возбуждения изомерного ядерного состояния является жесткое рентгеновское излучение плазмы, при этом во второй мишени возбуждается в среднем одно ядро за один лазерный импульс.

Отметим, что оценки эффективности фотовозбуждения, выполненные с учетом светимости лазерной плазмы для ширины линии возбуждения порядка радиационной ширины ядерного перехода, оказываются меньше указанной величины на несколько порядков. В частности, это указывает на необходимость проведения дальнейших экспериментов и развития адекватной теории протекающих процессов.

Авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность И.М.Банд за возможность использования программного пакета, Б.В.Марьину за прототип электронного спектрометра, а также А.В.Андрееву и Е.В.Ткале за плодотворные и критические дискуссии по механизмам возбуждения изомерных состояний. Данная работа вряд ли была бы возможна без И.М.Лачко, создавшего первый вариант экспериментальной установки.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (гранты № 09-02-12112-офи\_м и 10-02-01376а) и Министерства образования и науки РФ (госконтракт № 02.740.11.0223).

1. Андреев А.В., Гордиенко В.М., Савельев-Трофимов А.Б. *Квантовая электроника*, **31**, 941 (2001).
2. Ledingham K.W.D., P. McKenna, R.P. Singhal. *Science*, **300**, 1107 (2003).
3. Ledingham K.W.D., Galster W. *New J. Phys.*, **12**, 45005 (2010).
4. Gibbon P., Forster E. *Plasma Phys. Control. Fus.*, **38**, 769 (1996).
5. Mourou G.A., Tajima T., Bulanov S.V. *Rev. Mod. Phys.*, **78**, 309 (2006).
6. Андреев А.В., Гордиенко В.М., Дыхне А.М. и др. *Письма в ЖЭТФ*, **66**, 331 (1997).
7. Андреев А.В., Волков Р.В., Гордиенко В.М. и др. *Письма в ЖЭТФ*, **69**, 371 (1999).
8. Андреев А.В., Волков Р.В., Гордиенко В.М. и др. *ЖЭТФ*, **118**, 1343 (2000).
9. Афонин В.И., Какшин А.Г., Мазунин А.В. *Физика плазмы*, **36**, 273 (2010).
10. Андреев А.А., Ваньков А.К., Платонов К.Ю. и др. *ЖЭТФ*, **121**, 1004 (2001).
11. Izawa Y., Yamanaka C. *Phys. Lett. B*, **88**, 59 (1979).
12. Большов Л.А., Арутюнян Р.В., Стрижов В.Ф. и др. *Ядерная физика*, **53**, 36 (1991).
13. Malka G., Aeonard M.M., Chemin J.F., et al. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **4510**, 58 (2001).
14. Claverie G., Aeonard M.M., Chemin J.F., et al. *Phys. Rev. C*, **70**, 44303 (2004).
15. Gobet F., Hannachi F., Aeonard M., et al. *J. Phys. B*, **41**, 145701 (2008).
16. <http://www.nndc.bnl.gov/>.
17. Банд И.М., Фомичев В.И. *Препринт ЛИЯФ № 498* (Л., 1979).
18. Drescher M., Hentschel M., Kienberger R., et al. *Nature*, **419**, 803 (2002).
19. Большаков В.В., Воробьев А.А., Волков Р.В. и др. *Прикладная физика*, **1**, 18 (2009).
20. Gordienko V.M., Lachko I.M., Mikheev P.M., et al. *Plasma Phys. Control. Fus.*, **44**, 2555 (2002).
21. Волков Р.В., Гордиенко В.М., Лачко И.М. и др. *ЖЭТФ*, **103**, 303 (2006).
22. Головин Г.В., Савельев А.Б., Урюпина Д.С. и др. *Письма в ЖЭТФ*, **89**, 584 (2009).
23. Волков Р.В., Гордиенко В.М., Лачко И.М. и др. *Письма в ЖЭТФ*, **76**, 171 (2002).
24. Chutko O.V., Gordienko V.M., Lachko I.M., et al. *Appl. Phys. B*, **77**, 831 (2003).
25. Kawachi T., Matsumoto M., Fukutani K., et al. *Rev. Sci. Instrum.*, **78**, 103303 (2007).
26. Tkalja E.V. *Laser Phys.*, **14**, 360 (2004).
27. Harston M.R., Chemin J.F. *Phys. Rev. C*, **59**, 2462 (1999).
28. Бобыль А.В., Карманенко С.Ф. *Физико-химические основы технологии полупроводников. Пучковые и плазменные процессы в планарной технологии* (СПб.: изд-во Политехнического ун-та, 2005).
29. Hubbell J.H., Seltzer S.M. *Tables of X-Ray Mass Attenuation Coefficients and Mass Energy-Absorption Coefficients 1 keV to 20 MeV for Elements Z = 1 to 92 and 48 Additional Substances of Dosimetric Interest* (Gaithersburg, MD: NIST, 1995).