

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ ИЗОМЕРНЫХ ЯДЕР ИЗЛУЧЕНИЕМ ФЕМТОСЕКУНДНОЙ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ

*О. В. Чефонов, М. Б. Агранат, А. В. Овчинников, В. П. Петровский,
А. Б. Савельев-Трофимов, А. А. Юркевич*

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Объединенный институт высоких температур Российской академии наук
(ОИВТ РАН), Москва, Россия

Для регистрации конверсионных электронов, образованных вследствие распада первого возбужденного состояния $3/2^-$ (14.41 кэВ, 98 нс) ядер ^{57}Fe при облучении вторичной мишени, содержащей ядра ^{57}Fe в основном состоянии ($1/2^-, 0.0$), рентгеновским и корпускулярным излучением фемтосекундной лазерной плазмы, созданной на поверхности первичной мишени, использовался экспериментальный подход, описанный в работе [1]. В принципе, наличие двух пространственно разнесенных мишеней и электронного спектрометра с временным разрешением позволяют разделить вклады собственного излучения горячей лазерной плазмы от излучения, связанного с релаксацией низколежащего изомерного уровня, и, в некоторой степени, обеспечить достоверность полученных результатов, говорящих о возбуждении изомерного состояния $3/2^-$ ядра ^{57}Fe . Однако, крайне низкая эффективность процесса возбуждения ядер, связанная с низкими сечениями возбуждения по основным механизмам, ярко выраженный резонансный характер фотопоглощения и экстремально узкая радиационная ширина перехода ядра из основного состояния в низколежащее изомерное состояние [2], налагают жесткие требования на характеристики лазерно-плазменного источника возбуждающего излучения, в частности на спектрально-угловое распределение плотности потока излучения. С другой стороны, высокий радиационный фон лазерно-плазменного источника требует принятия специальных мер для увеличения отношения сигнал/шум средств диагностики продуктов релаксации возбужденных ядер и помехозащищенности методики эксперимента в целом. В отличие от работы [1], в которой использовался лазер с частотой 10 Гц, использование лазера с большей частотой следования импульсов позволит существенно увеличить статистику и значительно сократить время проведения эксперимента.

Экспериментальные исследования по возбуждению изомерных ядер были проведены с использованием излучения фемтосекундной Ti: сапфировой лазерной системы, построенной по традиционной схеме усиления chirпированных импульсов. На выходе лазерной системы формировались импульсы с длиной волны излучения 795 нм, энергией 1,5 мДж, длительностью 40 фс по уровню 0,5 от максимума интенсивности и частотой повторения 1 кГц. Энергетические и временные параметры лазерной системы позволяли достигать интенсивности на поверхности первичной мишени $\sim 10^{17}$ Вт/см².

В экспериментах по лазерно-плазменному взаимодействию при интенсивности 10^{17} Вт/см² и выше становится значимым временной контраст лазерного импульса, то есть отношение интенсивности основного нагревающего импульса к интенсивности пре- и пост-импульсов, а также к интенсивности фона, обусловленного усиленной спонтанной люминесценцией. На рис. 1 приведена корреляционная функция, измеренная с помощью кросс-коррелятора третьего порядка и характеризующая временной профиль интенсивности лазерного импульса в пикосекундном интервале времени. В наносекундном временном диапазоне контраст лазерного импульса регулировался электрооптическим затвором на основе двух скрещенных призм Глана и кристалла DKDP, установленного между призмами. В результате на выходе регенеративного усилителя интенсивность наносекундного предимпульса составила величину не более 10^{-8} от максимума интенсивности основного фемтосекундного лазерного импульса.

Фокусировка лазерного излучения на мишень производилась внеосевым параболическим зеркалом диаметром 50,8 мм с эффективным фокусным расстоянием 76,2 мм и коэффициентом отражения на рабочей длине волны лазера не менее 97%. Пространственное распределение интенсивности

лазерного пучка на мишени в фокальной плоскости параболического зеркала и его поперечное сечение приведены на рис. 2.

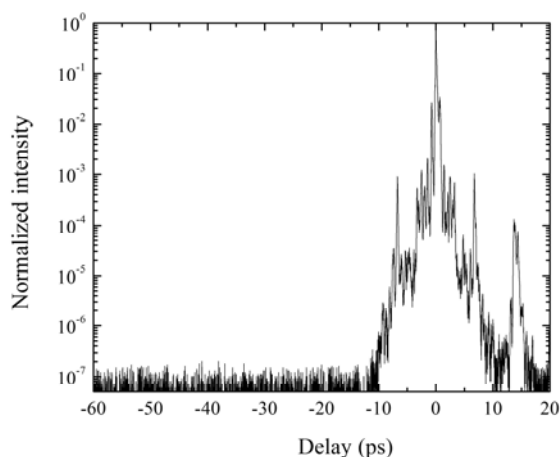


Рис. 1. Временной профиль интенсивности лазерного импульса

Согласно рис. 2, диаметр лазерного пучка по уровню $1/e$ составляет $5,5 \mu\text{m}$, а его продольный профиль удовлетворительно аппроксимируется функцией Гаусса (пунктирная линия на рис. 2). При оценке интенсивности падающего лазерного излучения на поверхность мишени предполагалось, что в таком пятне содержится $\sim 60\%$ энергии лазерного импульса.

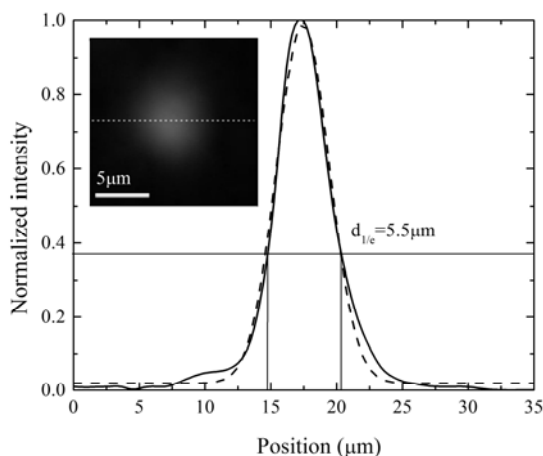


Рис. 2. Пространственное распределение интенсивности лазерного пятна на мишени и его поперечное сечение вдоль горизонтальной оси

Первичная мишень закреплялась на оптической оправе, установленной на моторизованном трехкоординатном вакуумно-совместимом трансляторе. Транслятор позволял перемещать мишень с линейной скоростью до 5 мм/с по горизонтальной координате (перпендикулярно направлению

распространения лазерного излучения при нормальном падении), и со скоростью до $1,25 \text{ мм/с}$ по вертикальной координате и вдоль направления распространения лазерного излучения (для установки мишени в фокальную плоскость параболического зеркала). Программно-управляемый контроллер транслятора синхронизировал по времени момент начала движения мишени с приходом лазерного импульса на мишень, и обеспечивал возможность автоматического перемещения мишени по заданной траектории в фокальной плоскости параболического зеркала. В экспериментах угол падения лазерного пучка на мишень составлял 45° относительно нормали мишени, а трансляторы были установлены таким образом, чтобы при перемещении мишень всегда оставалась в фокальной плоскости параболы. Следует отметить, что при частоте следования лазерных импульсов 1 кГц и скорости перемещения равной 5 мм/с происходит десятикратное воздействие лазерного импульса с одной и той же областью мишени.

Положение мишени в фокальной плоскости контролировалось системой визуализации, состоящей из микрообъектива и видеокамеры. Для защиты отражающего покрытия параболического зеркала от продуктов абляции материала мишени между зеркалом и мишенью была установлена лавсановая пленка толщиной $20 \mu\text{m}$, которая с помощью лентопротяжной системы непрерывно обновлялась во время работы лазера.

Взаимодействие лазерного излучения с мишенью происходило в вакуумной камере, которая откачивалась безмасляным откачным постом на базе турбомолекулярного насоса Varian Turbo-V 550. Во время экспериментов в вакуумной камере постоянно поддерживалось остаточное давление порядка 10^{-5} торр. В качестве первичной мишени (источника излучения) в экспериментах использовались плоскопараллельные полированные пластины из вольфрама размером $25 \times 25 \text{ мм}^2$ и толщиной 2 мм .

Диагностика рентгеновского излучения лазерной плазмы осуществлялась с помощью сцинтилляционных детекторов на базе фотоумножителя ФЭУ-91 и кристалла NaI(Tl) толщиной 25 мм и рентгеновского спектрометра Amptek XR-100T-Cd на основе кристалла CdTe с цифровым импульсным процессором PX-4. Для регистрации корпускулярного излучения лазерной плазмы и конверсионных электронов использовался электростатический спектрометр [1], состоящий из цилиндрического конденсатора и детектора ВЭУ-7 на основе сборки микроканальных пластин (МКП) шевронного типа. Сигналы со сцинтилляционных де-

текторов и ВЭУ-7 регистрировались с помощью цифрового запоминающего осциллографа Tektronix TDS7054. Общая экспериментальная схема показана на рис. 3.

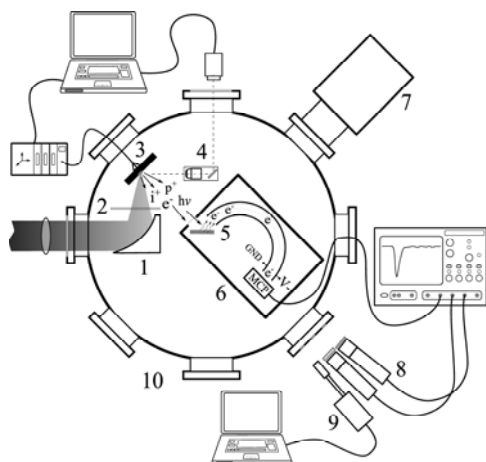


Рис. 3. Общая экспериментальная схема: 1 – внеосевое параболическое зеркало, 2 – защитная лавсановая пленка, 3 – первичная мишень, 4 – система визуализации и контроля положения мишени, 5 – вторичная мишень, 6 – электростатический спектрометр, 7 – вакуумный насос, 8 – сцинтилляционные детекторы, 9 – спектрометр Amptek XR-100T-Cd, 10 – вакуумная камера

На первом этапе исследований для определения характеристик лазерно-плазменного источника возбуждающего излучения были измерены энергетические распределения электронов и рентгеновского излучения лазерной плазмы и сделаны сравнительные оценки температуры горячих электронов при интенсивности лазерного излучения на мишени $\sim 10^{17}$ Вт/см².

При измерении спектрального распределения рентгеновского излучения спектрометр Amptek XR-100T-Cd располагался на расстоянии 12 см от фланца вакуумной камеры, а регистрация рентгеновских квантов проводилась через вклеенное лавсановое окно диаметром 6 мм и толщиной 6 мкм. Суммарное расстояние от источника излучения до спектрометра составляло 90 см. Для обеспечения требуемой радиационной нагрузки на спектрометр, перед чувствительным элементом был установлен коллиматор с апертурной диафрагмой диаметром 400 мкм. Среднее время накопления при измерении рентгеновских спектров не превышало 30 секунд, что эквивалентно 30000 лазерных импульсов. Для качественной оценки диаграммы направленности рентгеновского излучения лазерной плазмы мы провели измерения спектрального распределения рентгеновских фотонов для двух углов наблюдения: по нормали к поверх-

ности мишени и под углом 45° относительно нормали в направлении зеркального отражения лазерного импульса. Результаты измерений показали, что в опытах наблюдается угловая анизотропия выхода рентгеновского излучения, характеризующаяся тем, что интегральный по энергии и времени выход рентгеновского излучения по нормали мишени (угол наблюдения 0°) в среднем в 2 раза превышает выход излучения под углом зеркального отражения лазерного импульса (угол наблюдения 45°). На рис. 4 приведена спектральная плотность потока рентгеновских квантов лазерно-плазменного источника в направлении нормали мишени, восстановленная с учетом ослабления рентгеновского излучения в канале регистрации, телесного угла и эффективности спектрометра.

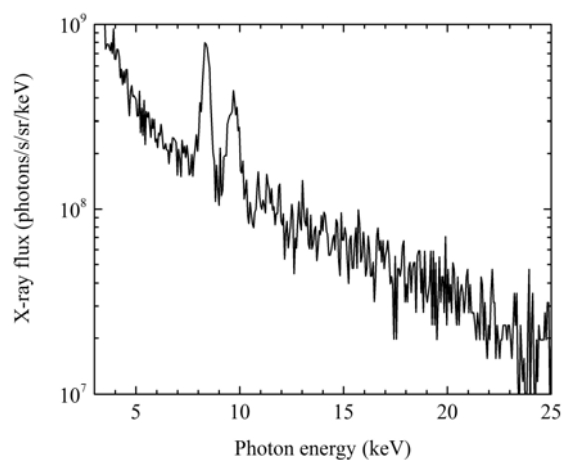


Рис. 4. Спектральное распределение плотности потока фотонов рентгеновского излучения фемтосекундной лазерной плазмы, создаваемой на поверхности вольфрамовой мишени лазерным излучением с интенсивностью $\sim 10^{17}$ Вт/см² и частотой следования лазерных импульсов 1 кГц, в направлении нормали мишени

О наблюдаемой анизотропии выхода рентгеновского излучения говорят и результаты измерений электронных спектров лазерной плазмы. На рис. 5 показаны измеренные спектральные распределения потока ускоренных электронов лазерной плазмы в диапазоне энергий 5–30 кэВ для двух углов эмиссии 0 и 45 градусов с помощью электростатического спектрометра.

При проведении измерений для снижения влияния высокочастотного электромагнитного и рентгеновского излучения лазерной плазмы на сигнал детектора, входящие в состав спектрометра цилиндрический конденсатор (дефлектор), детектор на базе МКП и высоковольтный делитель напряжения были размещены в специальном экранирующем корпусе с внешней свинцовой защитой.

Кроме этого, в качестве дополнительных мер по увеличению помехозащищенности все сигнальные кабели, соединяющие прибор с осциллографом и высоковольтными блоками питания, также были защищены с помощью внешних электростатических экранов с заземлением. Спектральное по энергии распределение электронов измерялось путем последовательного изменения отклоняющего напряжения на обкладках цилиндрического конденсатора, которое пропорционально энергии регистрируемых частиц. Определяемое геометрией спектрометра энергетическое разрешение $\Delta E/E$ составляло 10 %, а максимальная энергия регистрируемых частиц определялась максимально возможным приложенным напряжением к пластинам конденсатора, которое ограничивалось электрической прочностью конструкции спектрометра. Спектрометр располагался на расстоянии 25 см от первичной мишени под соответствующими углами наблюдения, а его телесный угол Ω определялся апертурной диафрагмой диаметром 2 мм, установленной на входном окне корпуса спектрометра. Для каждой точки спектра мы набирали статистику по 16000 лазерных импульсов.

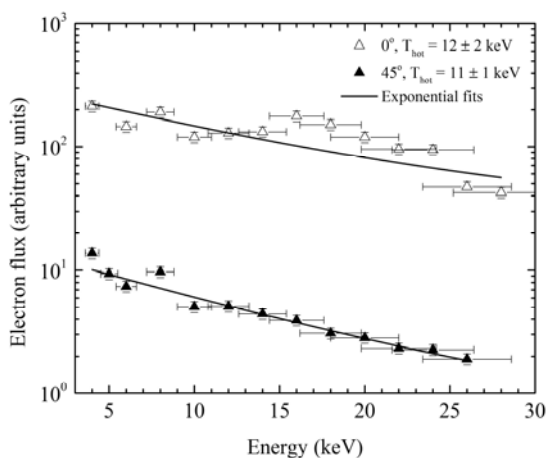


Рис. 5. Измеренные энергетические распределения потока ускоренных электронов фемтосекундной лазерной плазмы, создаваемой на поверхности вольфрамовой мишени лазерным излучением с интенсивностью $\sim 10^{17}$ Вт/см² и частотой следования лазерных импульсов 1 кГц, для двух углов эмиссии 0 и 45 градусов. Треугольными значками представлены экспериментальные данные, сплошными линиями — экспоненциальная аппроксимация экспериментальных данных, по которой определялась температура горячих электронов T_{hot}

Значения по оси ординат, приведенные на рис. 5, соответствуют потоку электронов с энергией E за один лазерный импульс в единицу телесного угла Ω в интервале энергий ΔE , с точностью

до значения коэффициента усиления детектора ВЭУ-7. Здесь, под коэффициентом усиления детектора понимается произведение эффективности регистрации на коэффициент усиления сборки микроканальных пластин (отношение выходного тока к входному току МКП), который в основном зависит от приложенного напряжения на МКП, коэффициента вторичной электронной эмиссии и калибра канала МКП. В нашем случае неопределенность в коэффициенте усиления МКП связана с режимом работы детектора, когда на вход МКП поступает либо большое количество электронов одновременно, либо, когда одиночные частицы приходят с высокой частотой следования, которая и определяет средний ток такого квазинепрерывного режима. В таком режиме работы выходной ток МКП сначала растет линейно с ростом входного тока до некоторой величины примерно равной 10 % от тока проводимости, после чего происходит насыщение, и коэффициент усиления МКП может значительно снижаться вплоть до величин в несколько единиц. Это связано с тем, что в канале МКП остается электрический заряд, образованный от предыдущего импульса, и к моменту прихода следующего импульса распределение ускоряющего потенциала вдоль канала не оптимально, из-за чего и происходит снижение коэффициента усиления.

Результаты измерений электронных спектров показывают, что в наших экспериментах мы наблюдаем примерно двадцатикратное превышение эмиссии ускоренных электронов по нормали мишени по сравнению с выходом под углом зеркального отражения лазерного импульса. Следовательно, наличие ярко выраженной анизотропии в спектрально-угловом распределении ускоренных электронов приводит к неоднородности и в угловом распределении рентгеновского излучения лазерной плазмы, что мы и наблюдаем в эксперименте.

Результаты оценок температуры горячих электронов в предположении, что энергетическое распределение горячих электронов лазерной плазмы описывается распределением Максвелла с некоторой температурой T_{hot} , показаны на рис. 5 сплошными линиями. Несмотря на заметное количественное отличие распределений для разных углов эмиссии, форма спектра электронов для обоих углов примерно одинакова, и, как результат, экспоненциальная аппроксимация также дает схожее значение температуры горячих электронов: $T_{hot} = 12 \pm 2$ кэВ для 0 градусов и $T_{hot} = 11 \pm 1$ кэВ для 45 градусов. Оценка температуры горячих электронов в диапазоне энергий 10–25 кэВ, получен-

ная с помощью экспоненциальной аппроксимации коротковолновой части рентгеновского спектра, представленного на рис. 4, дает значение $T_{hot} = 8 \pm 2$ кэВ [3]. В области энергий свыше 30 кэВ температура горячих электронов определялась методом фильтров по измерениям интегрального выхода жесткого рентгеновского излучения с помощью сцинтилляционных детекторов в двух спектральных диапазонах, и составляет величину $T_{hot} = 17 \pm 2$ кэВ.

Проведенные исследования показали, что излучение лазерно-плазменного источника, созданного на поверхности массивной мишени из вольфрама фемтосекундными лазерными импульсами с интенсивностью $\sim 10^{17}$ Вт/см² и частотой следования 1 кГц, сконцентрировано в направлении нормали мишени и содержит необходимые спектральные компоненты для возбуждения низколежащего изомерного состояния $3/2^-$ (14,41 кэВ, 98 нс) ядер ^{57}Fe .

В качестве вторичной мишени мы использовали кремниевую подложку размером 1×1 см² толщиной 400 мкм с напыленным слоем железа, обогащенного по изотопу ^{57}Fe до 98 %, толщиной 100 нм. Вторичная мишень устанавливалась внутри корпуса электростатического спектрометра непосредственно перед входной щелью цилиндрического конденсатора (апертура щели 3×1 см²) под углом 45 градусов на расстоянии 2 см от центра щели. Излучение лазерно-плазменного источника попадало на вторичную мишень под углом 45° относительно нормали первичной мишени через свинцовую диафрагму диаметром 8 мм, которая была установлена на боковой стенке корпуса. Расстояние от источника до диафрагмы составляло 22 см, а расстояние от диафрагмы до вторичной мишени – 3 см. В такой геометрии телесный угол вторичной мишени, под которым виден лазерно-плазменный источник, составляет 10^{-3} стерадиан.

В данной постановке экспериментов предполагается, что при воздействии на вторичную мишень излучением фемтосекундной лазерной плазмы сначала происходит возбуждение низколежащего изомерного уровня ядра ^{57}Fe с энергией 14,41 кэВ и временем жизни 98 нс. Затем, ядро из возбужденного переходит в основное состояние посредством излучения гамма-кванта с энергией, соответствующей энергии уровня, либо за счет внутренней конверсии, когда энергия ядра передается через виртуальный фотон одному из электронов атомной оболочки, с последующим испусканием конверсионного электрона с энергией равной разности между энергией ядерного изомерного перехода и энергией связи на соответствующей

оболочки атома, с которой электрон был испущен. Вероятность внутренней конверсии характеризуется коэффициентом внутренней конверсии α , который определяется как отношение потока конверсионных электронов к потоку гамма-квантов, испущенных за один и тот же промежуток времени. Для изомерного уровня ядра ^{57}Fe с энергией 14,41 кэВ коэффициент α имеет значение 8,56. Согласно расчетам [4], наиболее вероятным процессом девозбуждения будет являться конверсия электрона с *K*-оболочки атома железа (энергия связи 7,113 кэВ). Испущенный атомом конверсионный электрон в этом случае будет иметь кинетическую энергию $\sim 7,3$ кэВ, а образованная электронная вакансия будет заполняться электроном с более высокой атомной оболочки. Выделяющаяся энергия при переходе на нижележащий уровень может быть испущена в виде кванта характеристического рентгеновского излучения или оже-электрона. Наиболее вероятными переходами в последнем случае будут оже-переходы типа *KLL* в диапазоне энергий 5,5–5,7 кэВ. Следовательно, если приведенные выше рассуждения правомочны, то начиная с момента прихода излучения на вторичную мишень, и в течение времени жизни изомерного уровня мы должны наблюдать в реальном энергетическом спектре отдельные линии (ввиду моноэнергетичности описанных процессов) с энергиями, которые соответствуют энергиям конверсионных и оже-электронов, на некоторой непрерывной подложке, обусловленной процессами рассеяния на вторичной мишени.

Таким образом, регистрация в эксперименте электронов с соответствующими энергиями во временном интервале, равном времени жизни уровня, но с положительной задержкой относительно начального момента времени прихода излучения плазмы на мишень, является прямым доказательством возбуждения изомерного состояния $3/2^-$ (14,41 кэВ, 98 нс) ядра ^{57}Fe . С другой стороны, косвенным доказательством о возбуждении первого изомерного состояния ядра ^{57}Fe может служить сравнение полученных результатов с результатами аналогичных измерений, проведенных, например, с мишенью, содержащей ядра ^{56}Fe , которые имеют низколежащее изомерное состояние 2^+ (846,78 кэВ, 6,07 пс). В связи с полной идентичностью электронных оболочек изотопов ^{56}Fe и ^{57}Fe , но принципиальным отличием в первых изомерных состояниях данных ядер, мы вправе ожидать отличие и в результатах измерений энергетических распределений конверсионных электронов при последующем их сравнении.

Результаты измерений приведены на рис. 6 и 7. В экспериментах с мишенью, содержащей ядра ^{56}Fe , регистрировались электроны с энергиями в диапазоне 3–14 кэВ. Для каждого значения энергии было проведено 111000 измерений, где каждое измерение соответствует одному воздействию лазерного импульса на первичную мишень. В опытах с изотопом железа ^{57}Fe было проведено два цикла измерений. В первом цикле измерений регистрировались электроны в диапазоне энергий от 5 кэВ до 11 кэВ, во втором – от 4 кэВ до 13,5 кэВ. Количество измерений для каждого значения энергии в обоих циклах составило 41000.

Для построения энергетических распределений, представленных на рис. 6, 7, нами был выбран для анализа временной интервал с 20 нс по 100 нс после начала воздействия излучения на вторичную мишень. Выбор нижней границы интервала был связан с окончанием основных процессов возбуждения ядер вторичной мишени, а верхняя граница интервала ограничивалась временем жизни изомерного уровня ядра ^{57}Fe (98 нс). В данном временном интервале для каждого единичного измерения подсчитывалось суммарное количество зарегистрированных электронов. Далее, данные, полученные во всех испытаниях, были объединены в последовательные группы по 1000 измерений в каждой. Из каждого множества сгруппированных измерений были удалены группы с нулевыми значениями. Для каждой группы рассчитывалась величина $N_j(E)$ – среднее значение числа зарегистрированных электронов с энергией E . Таким образом, для каждого цикла измерений и для всех значений энергии, составляющих энергетические распределения, были получены выборки случайных величин – «числа зарегистрированных электронов данной энергии». Общее количество выборок составляло 26 для ^{56}Fe ; 14 для ^{57}Fe – для первого цикла измерений и 12 – для второго цикла измерений. На следующем шаге, для всех выборок рассчитывались статистические средние $N_0(E)$ и среднеквадратические отклонения $S(E)$, и, для дальнейшего анализа были использованы группы измерений, для которых среднее значение числа зарегистрированных электронов по группе $N_j(E)$ удовлетворяло соотношению: $N_0(E) - 2S(E) \leq N_j(E) \leq N_0(E) + 2S(E)$. Таким образом, для каждого значения энергии E были сформированы выборки объемом 35–39 элементов в опытах с изотопом железа ^{57}Fe и выборки объемом 97–111 элементов в опытах с изотопом железа ^{56}Fe . Для полученных выборок вновь рассчитывались статистические средние $N_0(E)$ и среднеквадратические отклонения $S(E)$. Проверка нормальности распределений слу-

чайных величин в каждой выборке для материала ^{56}Fe проводилась с помощью критерия Пирсона. Для каждого значения энергии E_i в диапазоне 3–14 кэВ значения критериальных статистик χ^2 , $i = 1, 26$ с $k = 19$ степенями свободы находятся в диапазоне значений от 4,2 до 21,5, что, в сочетании с соответствующими значениями P -value $\geq 25\%$, не дает оснований отвергать «нулевую» гипотезу о нормальности соответствующих распределений. Нормированное множество средних значений $N_0(E_i)$, $i = 1, 26$ числа электронов с энергией E_i для материала ^{56}Fe было использовано в качестве множества базовых значений для сравнения с измерениями, проведенными на материале ^{57}Fe .

Нормировка множества значений $\{^1N_0(u_i)$ и $^1S_0(u_i)$, $i = 1, 14\}$, характеризующих материал ^{57}Fe (первый цикл измерений), проводилась таким образом, чтобы сумма квадратов отклонений $N_0(W)$ от $^1N_0(W)$ для значений энергии $W = E_i = u_i = (5,3 \text{ кэВ}, 6,2 \text{ кэВ}, 6,5 \text{ кэВ}, 6,8 \text{ кэВ}, 7,9 \text{ кэВ})$ – достигала минимального значения. Аналогично, нормировка множества значений $\{^2N_0(v_i)$ и $^2S_0(v_i)$, $i = 1, 12\}$, характеризующих материал ^{57}Fe (второй цикл измерений), проводилась при условии минимизации отклонений от соответствующих значений $N_0(W)$ для материала ^{56}Fe для энергий $W = E_i = v_i = (4,0 \text{ кэВ}, 4,3 \text{ кэВ}, 6,8 \text{ кэВ}, 7,9 \text{ кэВ}, 12,0 \text{ кэВ})$.

Нормированные значения среднего числа электронов для материалов ^{56}Fe и ^{57}Fe (первый и второй циклы измерений), полученные с помощью процедуры, описанной выше, представлены на рис. 6 и 7, соответственно.

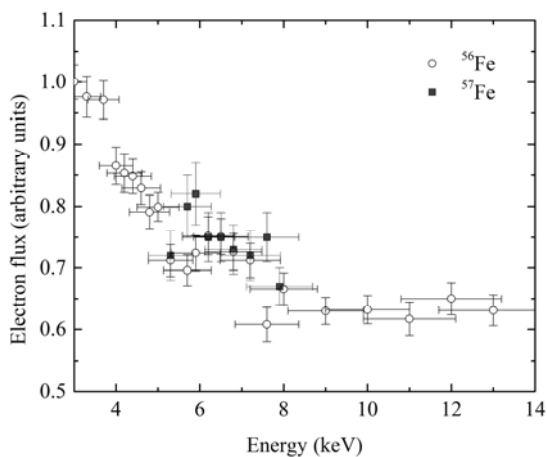


Рис. 6. Нормированные энергетические распределения среднего значения числа зарегистрированных электронов для материалов ^{56}Fe и ^{57}Fe в интервале времени 20–100 нс (первый цикл измерений). Полые кружки – измерения для материала ^{56}Fe , серые квадраты – измерения для материала ^{57}Fe . Вертикальные границы показывают стандартное отклонение среднего соответствующей выборки

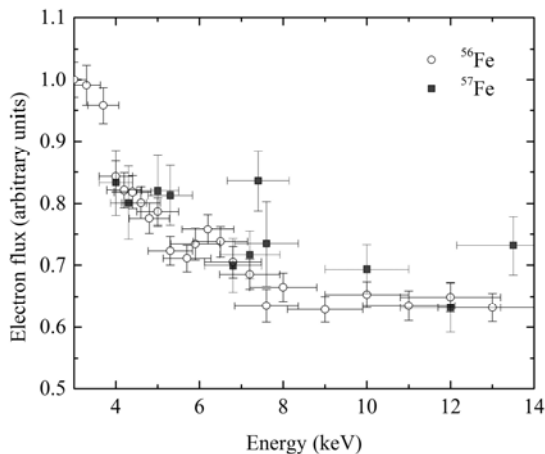


Рис. 7. Нормированные энергетические распределения среднего значения числа зарегистрированных электронов для материалов ^{56}Fe и ^{57}Fe в интервале времени 20–100 нс (второй цикл измерений). Полые кружки – измерения для материала ^{56}Fe , серые квадраты – измерения для материала ^{57}Fe . Вертикальные границы показывают стандартное отклонение среднего соответствующей выборки

В качестве «нулевой» гипотезы рассматривается предположение, что для каждой совпадающей пары $E_i = u_i$ ($E_i = v_i$ – для второго цикла измерений с изотопом ^{57}Fe) соответствующие выборки $\{N_j(E_i), j = 1, n_i\}$ и $\{^1N_j(u_i), j = 1, m_i\}$ ($\{^2N_j(v_i), j = 1, k_i\}$ – для второго цикла измерений) принадлежат одной генеральной совокупности, то есть несовпадения $N_0(E_i)$ и $^1N_0(u_i)$ ($^2N_0(v_i)$) носят случайный характер. Для проверки «нулевой» гипотезы используется критерий Стьюдента для независимых выборок. Результаты расчета числа степеней свободы t -распределения, t -статистика и величина P -value, характеризующая вероятность ошибочно отвергнуть «нулевую» гипотезу, для всех совпадающих значений энергии $E_i = u_i$ ($E_i = v_i$) показывает, что

для первого цикла измерений при $E_i = (5,7 \text{ кэВ}, 5,9 \text{ кэВ}, 7,6 \text{ кэВ})$ нулевая гипотеза отвергается с вероятностью 95 %, 91 % и 99 % ($t = 2,0, 1,7, 2,8$; $\nu = 57, 61, 71$; P -value = 5 %, 9 %, 1 %), соответственно. Для второго цикла экспериментов с изотопом ^{57}Fe статистически значимые отличия с вероятностью 95 % ($t = 2,1$; $\nu = 63$; P -value = 5 %) достигается при $E_i = 7,4 \text{ кэВ}$.

Проведенный статистический анализ экспериментальных данных показывает, что наблюдаемые линии в электронных спектрах, измеренных при воздействии фемтосекундного лазерно-плазменного источника на мишень, содержащую ядра ^{57}Fe , можно с высокой вероятностью интерпретировать как линии, соответствующие процессам внутренней электронной конверсии, которые свидетельствуют о возбуждении изомерного состояния $3/2^-$ (14.41 кэВ, 98 нс) ядра ^{57}Fe .

Список литературы

1. Golovin G. V., Savel'ev-Trofimov A. B., Uryupina D. S., Volkov R. V. 2011 Internal electron conversion of the isomeric ^{57}Fe nucleus state with an energy of 14.4 keV excited by the radiation of the plasma of a high-power femtosecond laser pulse. *Quantum Electron*, 41(3), p. 222–226.
2. Tkalya E. V., 2004, Mechanisms for the Excitation of Atomic Nuclei in Hot Dense Plasma *Laser Physics*, 14(3), p. 360–377/
3. Giulietti D., Gizzi L. A. 1998, X-Ray Emission from Laser Produced Plasmas *La Rivista del Nuovo Cimento*, 21, 1.
4. Kibedi T., Burrows T. W., Trzhaskovskaya M. B., Davidson P. M., Nestor Jr C. W. 2008. Evaluation of theoretical conversion coefficients using *BrIcc Nucl. Instr. and Meth. A* 589(2), p. 202–229.