

## ИЗ ТЕКУЩЕЙ ЛИТЕРАТУРЫ

## Создание экзотических состояний вещества с помощью рентгеновского излучения, генерируемого при фокусировке петаваттного лазерного импульса на твердотельные мишени

С.А. Пикуз (мл.), А.Я. Фаенов, И.Ю. Скобелев, В.Е. Фортов

*Обсуждается возможность использования лазеров с плотностью потока оптического излучения на уровне  $> 10^{20}$  Вт см $^{-2}$  для создания сверхмощного рентгеновского источника, обеспечивающего плотность потока полихроматического рентгеновского излучения не ниже  $10^{19}$  Вт см $^{-2}$ . Столь интенсивное рентгеновское излучение позволяет не только перевести конденсированную мишень в плазменное состояние, но и получить экзотическое состояние плазмы с большой концентрацией полых ионов. Лазеры с плотностью потока порядка  $10^{20}$  Вт см $^{-2}$ , которые пока не получили широкого распространения (имеются лишь в нескольких лабораториях в мире), представляют собой более компактные и менее дорогостоящие установки по сравнению с рентгеновскими лазерами на свободных электронах или лазерами, используемыми для непрямого нагрева термоядерных мишеней. Рассматриваемый источник может обеспечить гораздо более высокую интенсивность рентгеновского излучения, чем сопоставимые по масштабу плазменные рентгеновские лазеры.*

PACS numbers: 32.80. - t, 52.27.Ny, 52.38.Ph, 52.70.La

DOI: 10.3367/UFNr.0184.201407e.0759

Исследования взаимодействия сверхмощного электромагнитного излучения с веществом, при котором под действием излучения изменяется агрегатное состояние вещества, начались, по сути, во второй половине XX в. Эти исследования были инициированы появлением лазеров высокой мощности, а сильной мотивацией их проведения явились предложения по инерциальному термоядерному синтезу. Поскольку до самого последнего времени мощные лазерные системы работали только в оптическом или инфракрасном диапазонах, исследования по взаимодействию практически полностью относились к электромагнитному излучению именно с такими длинами волн, т.е. к ситуации, в которой энергия лазерного фотона гораздо меньше потенциала ионизации атомов (молекул) вещества мишени. В этом случае лазерное излучение поглощается свободными электронами, образовавшимися из электронов внешней атомной оболочки в результате многофотонных или туннельных эффектов (дизлектрики) или имеющимися в зоне про-

водимости (металлы). По мере нагрева свободных электронов становится возможной столкновительная ионизация более глубоких атомных оболочек, в результате возникает высокотемпературная плазма многозарядных ионов. Другими словами, в этом случае энергия лазера сначала идёт на нагрев свободных электронов и лишь затем на повышение внутренней энергии тяжёлых частиц (ионов). Полученное к настоящему времени огромное число очень интересных экспериментальных и теоретических результатов относится именно к случаю взаимодействия мощного электромагнитного излучения с веществом. Современное состояние исследований в этой области отражено, например, в недавних обзорах [1–6].

Только в самое последнее время стало возможным проведение в лабораторных условиях экспериментальных исследований по воздействию на вещество интенсивных потоков фотонов, обладающих энергией, сопоставимой с энергией ионизации внутренних оболочек атомов. Подчеркнём, что речь идёт именно об интенсивных потоках, изменяющих агрегатное состояние вещества. Такие исследования стали возможными благодаря появлению ультрафиолетовых и рентгеновских лазеров, как на свободных электронах (см., например, [7–9]), так и плазменных (см., например, [10–13]). Хотя эти исследования только начались [14–22], они уже позволили получить ряд неожиданных результатов. Например, оказалось, что для рентгеновского излучения пороги абляции существенно ниже, чем для оптического [23–26].

С.А. Пикуз (мл.), А.Я. Фаенов, И.Ю. Скобелев, В.Е. Фортов.  
Объединённый институт высоких температур РАН,  
ул. Ижорская 13, 125412 Москва, Российская Федерация  
E-mail: pikuz@mem3.phys.msu.ru,  
anatoly@hotmail.com,  
faenov@ihed.ras.ru

Статья поступила 20 сентября 2013 г.,  
после доработки 15 ноября 2013 г.

Ключевой особенностью взаимодействия фотонов высоких энергий с веществом является то, что в данном случае фотоны поглощаются за счёт ионизации внутренних оболочек атомов. При этом, с одной стороны, сразу же увеличивается внутренняя энергия ионов, а с другой стороны, появившийся свободный электрон приобретает значительную кинетическую энергию уже в одном элементарном акте взаимодействия. Другими словами, в этом случае начальное возбуждённое состояние вещества оказывается принципиально не таким, как при нагреве оптическим излучением. Естественно, с течением времени различные релаксационные процессы приведут к тому, что при одинаковых удельных энергозатратах состояние получившейся плазмы почти не будет зависеть от длины волны падающего излучения. Но, пожалуй, в наиболее актуальных случаях лазерных импульсов пико- и фемтосекундной длительности такие времена уже не будут представлять особого интереса, а описание процессов, происходящих за несколько фемтосекунд (и даже пикосекунд), потребует рассмотрения особенностей поглощения лазерных фотонов.

В настоящее время известны два типа лабораторных источников мощных потоков коротковолнового электромагнитного излучения: лазеры на свободных электронах [7–9] и плазменные лазеры [10–13]. В первом случае для генерации когерентного ультрафиолетового или рентгеновского излучения используется энергия пучка электронов, ускоренных до релятивистских энергий. Во втором случае для лазерной генерации используется энергия, запасённая в созданной высокотемпературной плазме, чаще всего лазерной. В принципе лазерная высокотемпературная плазма всегда является весьма ярким источником некогерентного коротковолнового излучения. Если использовать лазер с очень высокой энергией импульса (несколько десятков или сотен килоджоулей) при длительностях, не превышающих 1 нс, то даже тепловое рентгеновское излучение оказывается достаточно мощным для создания термоядерной плазмы. Такой подход, используемый при непрямом нагреве плазмы в мишенях типа хольраум, требует, однако, применения уникальных сверхмощных лазерных установок NIF (National Ignition Facility) [27], Omega [28], LMJ (Laser Mégajoule) [29]. При использовании даже достаточно мощных лазеров интенсивность некогерентного рентгеновского излучения оказывается явно недостаточной для существенного нагрева конденсированных мишеней, хотя, как показано в последние годы, такое излучение может успешно использоваться для радиографических приложений [30–37].

В недавней работе [38] показано, что при использовании лазеров с плотностью потока оптического излучения на уровне  $> 10^{20}$  Вт см<sup>-2</sup> возможно создание рентгеновского источника, обеспечивающего плотность потока полихроматического рентгеновского излучения не ниже  $10^{19}$  Вт см<sup>-2</sup>. Столь интенсивное рентгеновское излучение позволяет не только перевести конденсированную мишень в плазменное состояние, но и получить экзотическое состояние плазмы с большой концентрацией так называемых полых ионов, свойствам которых посвящён недавний обзор [39]. Несмотря на то что лазеры с плотностью потока порядка  $10^{20}$  Вт см<sup>-2</sup> пока не производятся коммерчески, они уже сейчас имеются во многих лабораториях мира, во многом благодаря тому что такие лазеры не являются огромными и сверхдоро-

гостоящими установками, в отличие от рентгеновских лазеров на свободных электронах или лазеров, используемых для непрямого нагрева термоядерных мишеней. Кроме того, рассматриваемый источник может обеспечить гораздо более высокую интенсивность рентгеновского излучения, чем сопоставимые по масштабу плазменные рентгеновские лазеры.

Следует отметить, что полученный источник рентгеновского излучения обладает очень малыми размерами и реализовать названные выше столь высокие потоки рентгеновского излучения можно только в непосредственной близости от него. То есть если сам источник создаётся в фокальном пятне лазерного пучка и, соответственно, имеет микрометровые размеры (от нескольких единиц до нескольких десятков микрометров), то нагреваемая им плазма будет создаваться в той же мишени в пространственных областях, лежащих на расстоянии нескольких радиусов фокусировки от оптической оси, что составит не более нескольких десятков микрометров. Естественно, энергия в эту плазму будет поступать как от лазерного пучка, так и от рентгеновского источника, расположенного в фокальном пятне. Поскольку интенсивность лазерного излучения по мере удаления от оси убывает экспоненциально, а интенсивность рентгеновского излучения уменьшается по степенному закону, то начиная с некоторого расстояния роль рентгеновского излучения в нагреве плазмы станет определяющей. Именно здесь будет создаваться упомянутое выше экзотическое плазменное состояние. Если интенсивность рентгеновского излучения достаточно велика, то это состояние может характеризоваться дополнительно очень важной особенностью.

Дело в том, что очень многие свойства плазмы с высокой плотностью энергии (это может быть плазма внутренних областей звёзд, ядер гигантских планет [40], горячая инерциальная плазма [41]) определяются кинетикой входящих в плазму ионов. Все кинетические процессы можно разделить на две группы: процессы, при которых внутренняя энергия ионов уменьшается, и процессы, при которых их внутренняя энергия возрастает. К первой группе относятся, например, такие процессы, как столкновительное девозбуждение, радиационный распад. Ко второй группе относятся процессы столкновительного возбуждения и ионизации, фотовозбуждения и фотоионизации. В подавляющем большинстве случаев в лабораторной плазме многозарядных ионов среди процессов второго типа доминируют столкновительные процессы. Кинетика именно такой плазмы в основном и изучалась на протяжении многих лет как экспериментально, так и теоретически. Между тем существуют природные объекты, в которых реализуется противоположный случай — ионизация или возбуждение ионов в них обусловлены главным образом радиационными переходами. Такими объектами являются, в частности, ядра активных галактик и двойные рентгеновские звёзды [42].

Экспериментальное воспроизведение в лабораторных условиях плотной многозарядной плазмы, в которой преобладают радиационные механизмы возбуждения, весьма непросто, поскольку требует чрезвычайно мощных источников рентгеновского излучения. Например, по оценкам [38] (подробнее см. ниже), для того чтобы механизмы фотовозбуждения/фотоионизации доминировали в создании полых конфигураций ионов с

зарядом  $\sim 10$ , необходимы потоки рентгеновских фотонов не менее  $5 \times 10^{18}$  Вт см $^{-2}$ . Как оказалось, рассмотренный в [38] источник удовлетворяет даже такому жёсткому условию.

Основная идея, предложенная А.Г. Жидковым в работе [43], состоит в следующем. Лазерное излучение высокой мощности фокусируется на мишень, представляющую собой тонкую металлическую фольгу. Вследствие полевой ионизации [44] валентные электроны быстро ионизируются и далее ускоряются до высоких (порядка нескольких МэВ) энергий, если лазерный поток достаточно велик. Во время воздействия интенсивного лазерного импульса на фольгу некоторые из этих горячих электронов будут осциллировать, проходя через фольгу [45, 46], и излучать рентгеновские фотоны самой различной жёсткости, вплоть до  $\gamma$ -излучения (см., например, [46–50]). Механизмами излучения будут как томсоновское рассеяние падающего или рассеянного лазерного излучения, так и тормозное излучение в сильном плазменном поле на границах фольги. По оценкам [38], если интенсивность оптического лазерного излучения превышает  $10^{20}$  Вт см $^{-2}$ , то эти процессы могут привести к формированию потока рентгеновских фотонов с энергией в несколько кэВ и интенсивностью около  $10^{19}$  Вт см $^{-2}$ . Предложенная в [38] концепция схематически представлена на рис. 1.

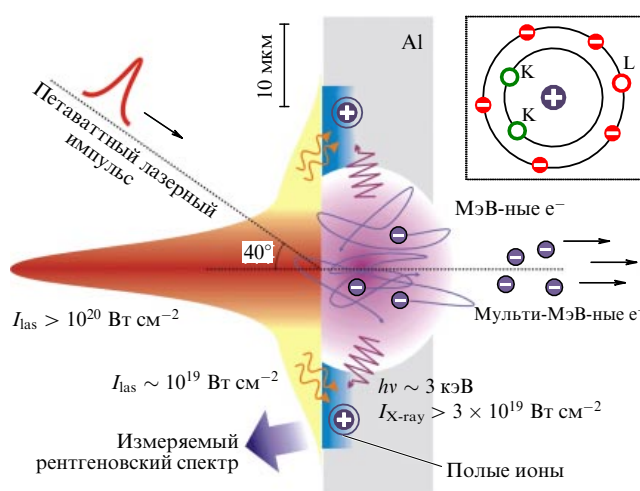
Следует отметить, что если современные рентгеновские лазеры на свободных электронах дают яркие монохроматические рентгеновские пучки когерентного излучения, то в данной схеме рентгеновский источник будет полихроматическим. Когерентность излучения рентгеновских лазеров позволяет использовать их для различных актуальных приложений, таких, например, как рентгеновская интерферометрия. Как недавно экспериментально показано в [51], такие пучки могут быть сфокусированы в пятно диаметром 1 мкм, что уже сейчас позволяет получать крайне высокую плотность потока рентгеновского излучения, на уровне  $(1–6) \times 10^{17}$  Вт см $^{-2}$  [21, 51]. Источник, предложенный в [38], естественно, может быть использован только для задач, в которых когерентные свойства рентгеновского излучения несуще-

ственны. При этом основное преимущество состоит в том, что с помощью имеющихся лазерных установок можно получать рентгеновское излучение с плотностью потока вплоть до  $10^{19}$  Вт см $^{-2}$ , что более чем на порядок превосходит рекордно высокое значение, достигнутое для лазера на свободных электронах [51].

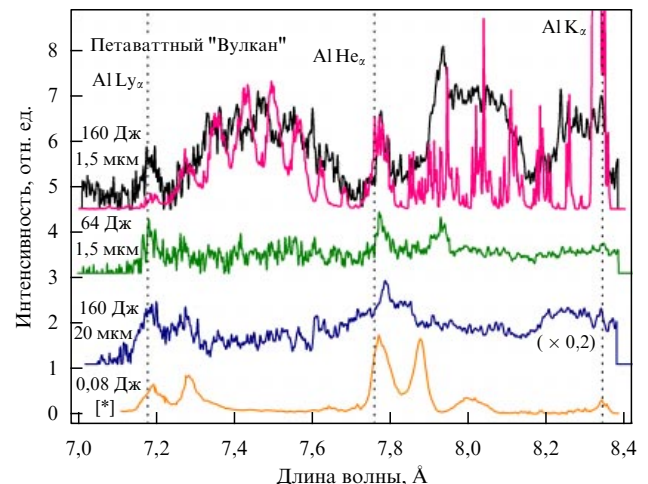
Экспериментально данная концепция была реализована с помощью петаваттной лазерной установки "Вулкан" (Резерфордская лаборатория, Великобритания), которая генерировала лазерный импульс длительностью 0,8 пс на длине волны 1,054 мкм. Лазерный контраст составлял  $10^9$  при энергии импульса до 160 Дж, причём интенсивность лазерного потока достигала максимума ( $3 \times 10^{20}$  Вт см $^{-2}$ ) в фокальном пятне диаметром 8 мкм, где было сосредоточено около 30 % всей энергии лазера. Импульс был р-поляризован, а угол падения лазерного излучения на мишень составлял  $40^\circ$ . В качестве мишеней использовались алюминиевые фольги толщиной 1,5 и 20 мкм.

Диагностика создаваемой плазмы проводилась по излучаемым ею рентгеновским спектрам. Спектры в области длин волн 7,0–8,4 Å (энергии фотонов 1,47–1,77 кэВ) регистрировались высокоразрешающим спектрометром со сферически изогнутым кристаллом слюды. Выбранный спектральный диапазон содержал К-спектры (т.е. спектральные линии, обусловленные переходами оптического электрона в К-оболочку) как многозарядных ионов, так и нейтральных атомов алюминия. Сразу отметим, что основной идеей диагностики была регистрация спектров полых ионов [39], которые также должны были попадать в данный спектральный диапазон. Рентгеновские спектры, излучаемые фольгами с различной толщиной, исследовались при разных параметрах лазерного импульса. Примеры результатов приведены на рис. 2.

Как видно из рис. 2, уменьшение энергии импульса от 160 до 64 Дж приводит к заметным изменениям в излучательном спектре. При более низкой энергии лазера спектр содержит в основном резонансные линии  $He_x$  и  $Ly_x$  вместе с их диэлектронными сателлитами. При максимальной лазерной энергии спектры резко меняют-



**Рис. 1.** Схема формирования в релятивистской лазерной плазме сверхяркого источника рентгеновского излучения, воздействие которого на окружающее вещество приводит к образованию плазмы полых ионов [38].



**Рис. 2.** (В цвете онлайн.) Рентгеновские спектры, излучаемые фольгами различной толщины при различной энергии нагревающего лазерного импульса (по данным работы [38]). Положения спектральных линий  $Ly_x$ ,  $He_x$  и  $K_x$  для неподвижных ионов алюминия показаны вертикальными пунктирными прямыми.

ся — "обычные" спектральные линии уже не доминируют в наблюдаемом спектре, а наиболее интенсивным оказывается излучение в спектральных диапазонах 7,3–7,7 Å и 7,9–8,3 Å.

Первый спектральный диапазон, как показано в [38], связан с переходами в ионах алюминия, имеющих две вакансии в К-оболочке и одну или несколько вакансий в L-оболочке, т.е. с переходами в полых ионах. Отметим, что такие полые ионы (одна из возможных конфигураций схематически показана на вставке рис. 1) существенно отличаются от ранее рассматривавшихся полых атомов с LM-переходами [52]. Суммарный спектр обусловлен ионами многих кратностей, от Al III до Al X. Для того чтобы все эти ионы существовали, необходимо наличие высокой плотности (на уровне  $10^{23}$  см<sup>-3</sup>), при которой трёхчастичная рекомбинация будет эффективно противодействовать ионизации рентгеновскими фотонами, не позволяя им полностью ионизовать плазму.

Излучение в более длинноволновом диапазоне (7,9–8,3 Å) подобно рассмотренному выше, с тем лишь отличием, что оно обусловлено переходами в ионах, имеющих одну вакансию в К-оболочке. Эта часть спектра излучается в несколько более поздние времена, когда не только электронная плотность плазмы становится меньше, но и существенно уменьшается интенсивность нагревающего рентгеновского излучения.

Как мы отмечали выше, накачивающее рентгеновское излучение возникает при прохождении через фольгу электронов, осциллирующих в лазерном поле. При увеличении толщины фольги такой процесс становится всё менее эффективным. Это является главной причиной исчезновения в наблюдаемом спектре линий полых ионов при толщине фольги 20 мкм (см. рис. 2, синяя кривая).

На рисунке 2 для сравнения приведён спектр (самая нижняя кривая), полученный при более низком лазерном потоке,  $5 \times 10^{17}$  Вт см<sup>-2</sup> (энергия импульса 80 мДж) [53]. Такой спектр типичен для твердотельной плазмы, созданной высококонтрастным лазерным импульсом умеренной интенсивности, когда никакого дополнительного нагрева рентгеновским излучением не происходит. Хорошо видно, что и спектров полых ионов в данном случае не наблюдается.

Различие излучательных спектров показывает, что при больших энергозкладах, характерных для экспериментов [38, 54], физическая картина создания и нагрева плазмы отличается от наблюдаемой при более низких интенсивностях. В данном случае сначала быстро происходит полевая ионизация валентных электронов мишени [43]. Затем эти электроны ускоряются в сильном электромагнитном лазерном поле и их пондеромоторная энергия при интенсивностях более  $10^{20}$  Вт см<sup>-2</sup> достигает 10 МэВ [55]. Тонкая алюминиевая фольга практически прозрачна для таких релятивистских электронов [43], но эти электроны быстро теряют энергию вследствие тормозного излучения [56] и нелинейного томсоновского рассеяния [57, 58]. Зависимость мощности генерируемого рентгеновского излучения от напряжённости лазерного поля можно оценить, используя радиационную силу трения [44]. Оценки [38, 54] показывают, что эта сила возрастает пропорционально высокой степени лазерной амплитуды (четвёртой или шестой, в зависимости от типа радиационного процесса и плотности плазмы), и для лазерных потоков порядка  $5 \times 10^{20}$  Вт см<sup>-2</sup> она

может составлять около  $10^{19}$  Вт см<sup>-2</sup> при средней энергии фотонов, лежащей в кэВ-диапазоне.

Эти рентгеновские фотоны взаимодействуют с ионами и атомами алюминия, производя вакансии во внутренних К- и L-оболочках. Существенно, что сечение фотоионизации более глубоких оболочек выше, чем менее глубоких. Отметим также, что фотоны кэВ-энергий намного более эффективны для удаления К-электронов, чем электроны с такими же энергиями [39]. В работе [59], где для нагрева плазмы использовался лазер похожей мощности, но применялись толстые мишени, установлено, что возбуждение полых ионов происходило посредством ионизации быстрыми электронами, но эффективность такого процесса была крайне низкой.

Для получения достаточно высокой заселённости состояний полых ионов К<sup>2</sup>-типа (т.е. с двойной вакансией в К-оболочке (см. подробнее обозначения полых ионов в [39])), сравнимой с заселённостью обычных автоионизационных уровней (т.е. уровней с одной вакансией в К-оболочке), фотоионизация должна быть основным механизмом распада автоионизационных состояний. Действительно, если  $Q_K$  — скорость заселения уровня с одной К-вакансией, то скорость заселения  $Q_{K^2}$  уровня с двумя К-вакансиями будет выражаться как  $Q_{K^2} = Q_K W_{ph} / (\Gamma_K + A_K + W_{ph})$ , где  $W_{ph}$ ,  $\Gamma_K$  и  $A_K$  — вероятности фотоионизации, автоионизации и радиационного распада соответственно. Поскольку вероятности распада состояний К и К<sup>2</sup> одного порядка, отношение их заселённостей будет определяться отношением скоростей заселения  $Q_{K^2}/Q_K$ , т.е. величиной  $W_{ph}/(\Gamma_K + A_K + W_{ph})$ , которая близка к единице при выполнении условия  $W_{ph} > \Gamma_K + A_K$ . Поскольку  $W_{ph} = (I_{X-ray}/\hbar\omega_{X-ray}) \sigma^{ph}$  (где  $I_{X-ray}$  — поток накачивающего рентгеновского излучения с энергией фотонов  $\hbar\omega_{X-ray}$ ,  $\sigma^{ph}$  — сечение фотоионизации), а  $\Gamma_K > A_K$ , это означает, что должно выполняться условие  $(I_{X-ray}/\hbar\omega_{X-ray}) \sigma^{ph} > \Gamma_K$ . Для иона Al XII сечение фотоионизации К-оболочки при  $\hbar\omega_{X-ray} \sim 2$  кэВ составляет  $5,5 \times 10^{-20}$  см<sup>2</sup>, а вероятности автоионизации  $\sim 10^{15}$  с<sup>-1</sup>. Поэтому, для того чтобы полые ионы доминировали в плазме, необходимо выполнение условия  $I_{X-ray} > 10^{19}$  Вт см<sup>-2</sup>, что как раз соответствует сделанным выше оценкам.

Для получения количественных оценок спектры полых ионов в [38, 54] моделировались с помощью кинетических расчётов по программе АТОМИС [60]. Сначала был сделан нестационарный расчёт для упрощённой атомной модели, позволивший определить характеристики основной части плазмы. Результаты расчёта показали, что при рассматриваемой высокой плотности электронов выход на стационарный режим происходит очень быстро. Расчёт проводился с учётом всех элементарных атомных процессов, которые могли происходить в плазме (фотоионизация, столкновительная ионизация, автоионизация, столкновительное возбуждение, фотовозбуждение и девозбуждение, радиационная и тройная рекомбинация).

После этого проводились стационарные расчёты для детальной атомной модели, позволяющие определить эмиссионный спектр как функцию электронной температуры  $T_e$ , плотности  $N_e$  и радиационной температуры  $T_r$ . При этом учитывалось, что функция распределения электронов может быть немаксвелловской, и её высокоэнергетическая часть описывалась температурой горячих электронов  $T_h$ . Действующее на плазму радиационное

поле считалось излучением чёрного тела с температурой  $T_r$ . Структуры атомов и ионов, так же как и сечения столкновительных процессов, рассчитывались с помощью Лос-Аламосского пакета программ для атомной физики. Заселённости состояний ионов находились из решения системы стационарных кинетических уравнений при различных значениях  $T_e$ ,  $N_e$ ,  $T_r$  и  $T_h$ . Эффекты самопоглощения учитывались в рамках приближения фактора ускользания Бибермана–Холстейна. Рассчитанные значения населённостей использовались для определения эмиссионного спектра. При этом применялась развитая ранее смешанная модель массива неразрешаемых спектральных переходов (mixed-Unresolved-Transition-Array) [61].

Для правильного моделирования рассматриваемого экзотического плазменного состояния необходимо было включить в рассмотрение более 16000 представляющих ионы алюминия атомных конфигураций, в которых до пяти электронов были перемещены из внутренних K- и L-оболочек во внешние оболочки M, N и т.д. Учёт многократно возбуждённых состояний, как оказалось, чрезвычайно важен для адекватного описания наблюдаемого спектра. В частности, было найдено, что радиационные переходы типа L–K, многие из которых сами по себе являются очень слабыми, могут давать чётко выраженные максимумы в наблюдаемом спектре вследствие сложения огромного числа переходов, различающихся только конфигурацией внешних оболочек и имеющих поэтому очень близкие значения длин волн.

На рисунке 3а розовой кривой показан результат расчёта [38] спектра для плазмы, подвергающейся воздействию радиационного поля (РП) с температурой  $T_r = 3$  кэВ. Плазма имеет температуру основной части электронов  $T_e = 55$  эВ, электронную плотность  $N_e = 3 \times 10^{23} \text{ см}^{-3}$  и содержит небольшую (5%) фракцию горячих электронов с  $T_h = 5$  кэВ. Видно, что в расчётном спектре чётко проявляются переходы из полых конфигураций ионов алюминия различных кратностей. Сравнение с результатами эксперимента (чёрная и розовая кривые) показывает, что кинетический расчёт очень хорошо воспроизводит почти все особенности наблюдаемого спектра. В частности, обнаружено, что переходы в  $K^2$ -полых ионах, располагающиеся в области 7,2–7,7 Å, проявляются в наблюдаемом спектре для всех кратностей ионизации, от Al IV до Al IX. Интересно, что суммарные интенсивности переходов, связанных с тем или иным ионом, находятся в согласии с распределением ионов по стадиям ионизации, показанным на вставке рис. 3а. Эмиссионные линии в [38, 54] были идентифицированы для состояний с 2–6 электронами, удалёнными из K- и L-оболочек.

В спектральной области 7,7–8,3 Å наблюдаются переходы из состояний с одной вакансией в L-оболочке, т.е. так называемые диэлектронные сателлиты, которые излучаются главным образом областями плазмы с меньшей плотностью, образовавшейся в результате разлёта первоначально созданной твердотельной плазмы.

Для убедительного подтверждения того, что именно внешнее радиационное поле ответственно за возбуждение  $K^2$ -полых ионов, на рис. 3а приведены результаты расчётов (красная и серая кривые) при отсутствии источника фотонакачки. Видно, что в этом случае не наблюдается никаких спектров полых ионов, в том числе расположенных в области 7,2–7,7 Å. Красная

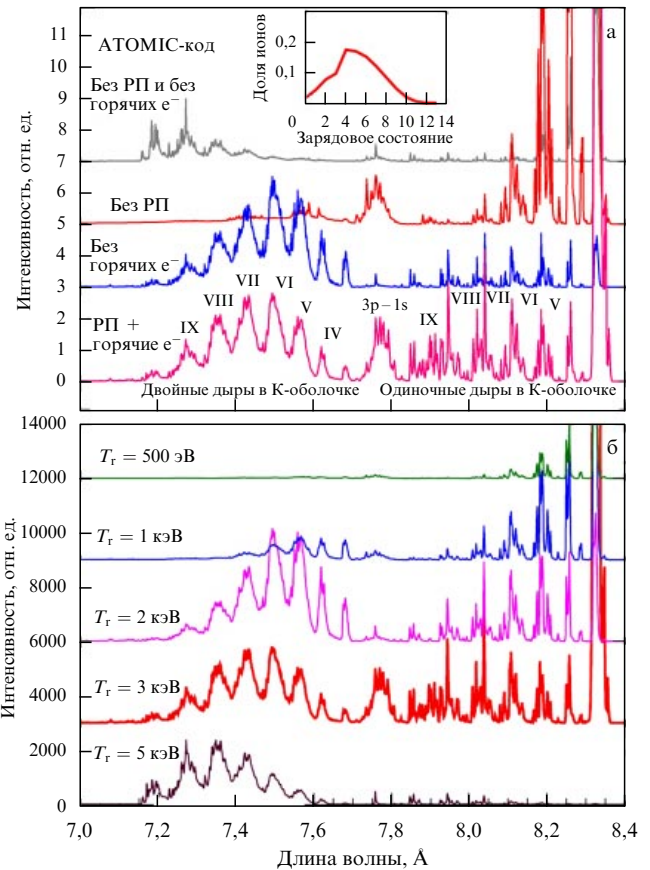


Рис. 3. (В цвете онлайн.) Спектры излучения плазмы твердотельных алюминиевых мишеней [38] (рассчитанные по программе АТОМИС [60]), демонстрирующие зависимость спектра от: (а) наличия либо отсутствия в плазме быстрых электронов и/или интенсивного источника рентгеновского кэВ-излучения (радиационного поля — РП); (б) радиационной температуры рентгеновского источника в диапазоне от 0,5 до 4 кэВ (с учётом одновременного воздействия потока быстрых электронов).

кривая показывает, что добавление горячих электронов с  $T_h = 5$  кэВ не исправляет ситуации. Отсюда следует, что именно внешнее радиационное поле приводит к резкому изменению наблюдаемого спектра.

Синяя кривая показывает роль фотонакачки в условиях, когда горячих электронов в плазме нет. Видно, что при наличии фотонакачки горячие электроны способствуют возбуждению полых ионов, но их вклад весьма невелик.

На рисунке 3б показана роль температуры внешнего радиационного поля. Хорошо видно, что до тех пор пока  $T_r < 500$  эВ, фотопроцессы не могут возбудить заметное число полых ионов, поскольку вероятности фотоионизации и фотовозбуждения оказываются недостаточно велики, и кинетика плазмы определяется, как обычно, столкновительными процессами и спонтанным радиационным распадом. При повышении  $T_r$  до 1 кэВ в спектре появляется небольшое число новых линий, но только при  $T_r = 2$  кэВ происходит резкое изменение излучательного спектра, связанное с переходом от столкновительной кинетики к преимущественно радиационной кинетике. Ещё большее увеличение  $T_r$  сначала приводит к улучшению согласия результатов расчётов с экспериментальными данными (при  $T_r = 3$  кэВ), а затем (при  $T_r = 5$  кэВ) согласие ухудшается.

Сопоставление расчётных и экспериментальных результатов показывает, что единственный способ объяснения результатов, наблюдавшихся на установке "Вулкан", состоит в учёте внешнего радиационного поля с характерной энергией фотонов около 3 кэВ. Напомним, что причина появления такого поля, которая была рассмотрена выше, определяется двумя факторами: 1) использованием лазера с плотностью потока до  $3 \times 10^{20}$  Вт см<sup>-2</sup>; 2) использованием в качестве мишени тонкой (1,5 мкм) фольги. При невыполнении хотя бы одного из этих условий мощный источник рентгеновского излучения не возникает и, как следствие, не происходит формирования плазмы полых ионов.

Мы отмечаем выше, что мощность такого источника рентгеновского излучения на сегодняшний день заметно превышает мощность рентгеновских лазеров на свободных электронах. Возникает вопрос о том, насколько эффективно в таком источнике энергия лазерного импульса преобразуется в энергию рентгеновского излучения. Прежде всего следует отметить, что коэффициент конверсии лазерного излучения в рентгеновское зависит от интенсивности лазерного излучения и, как показывают расчёты, может достигать порядка 30 % (по мощности) при интенсивности лазера 10 ПВт [46]. В рассматриваемом нами эксперименте поглощение лазерного импульса осуществлялось в фокальном пятне диаметром 8 мкм. При используемой плотности потока лазерного излучения  $3 \times 10^{20}$  Вт см<sup>-2</sup> это даёт мощность поглощённой лазерной энергии порядка  $1,5 \times 10^{14}$  Вт. Рентгеновское излучение будет генерироваться преимущественно в направлении, параллельном поверхности мишени (т.е. перпендикулярно ускорению быстрых электронов), и рентгеновский поток пойдёт главным образом через боковую поверхность цилиндра, основанием которого является фокальное пятно, а высотой — амплитуда осциллирующих быстрых электронов, которая должна быть не меньше толщины мишени. Для измеренного в [38] потока рентгеновского излучения,  $\sim 10^{19}$  Вт см<sup>-2</sup>, отсюда получаем мощность рентгеновского излучения  $3,8 \times 10^{12}$  Вт. То есть в данном случае коэффициент конверсии составлял около 2,5 %.

Из результатов работы [38] можно выделить два результата, представляющих, на наш взгляд, наибольшую актуальность.

Первый из них касается создания сравнительно компактного лабораторного рентгеновского источника с мощностью, достаточной для получения нового экзотического состояния плазмы, возникающего при воздействии коротковолнового излучения на твёрдое тело. Такой источник может использоваться в экспериментальных исследованиях, которые до настоящего времени могли проводиться лишь с помощью рентгеновских лазеров на свободных электронах, представляющих собой уникальные дорогостоящие установки, доступ к которым весьма ограничен. Например, указанный источник можно использовать в исследованиях по реализации высоковозбуждённых дискретных состояний ионов в неидеальной плазме, вызывающих особый интерес в последнее время [20].

Следует отметить, что при использовании лазерных потоков со сверхвысокой плотностью, превышающей  $10^{22}$  Вт см<sup>-2</sup>, этот источник должен стать источником  $\gamma$ -излучения огромной яркости [46–48]. Как следует, например, из расчётов [46], при использовании лазера с

мощностью 10 ПВт и длительностью импульса 30 фс возможна генерация импульса  $\gamma$ -излучения с энергией фотонов порядка 20 МэВ и мощностью около 2,75 ПВт, т.е. вполне сопоставимой с мощностью лазера накачки. В этом случае плазма полых ионов может быть получена для самых тяжёлых элементов периодической системы.

Второй результат связан с возможной диагностикой этого экзотического плазменного состояния. Работа [38] подтвердила предположение [39] о том, что наиболее подходящим инструментом диагностики воздействия коротковолнового излучения на вещество при больших плотностях вложенной энергии будут спектры полых ионов.

## Список литературы

1. Андрияш А В и др. *УФН* **176** 1110 (2006); Andriyash A V et al. *Phys. Usp.* **49** 1084 (2006)
2. Хазанов Е А, Сергеев А М *УФН* **178** 1006 (2008); Khazanov E A, Sergeev A M *Phys. Usp.* **51** 969 (2008)
3. Фортвов В Е *УФН* **179** 653 (2009); Fortov V E *Phys. Usp.* **52** 615 (2009)
4. Гаранин С Г *УФН* **181** 434 (2011); Garanin S G *Phys. Usp.* **54** 415 (2011)
5. Коржиманов А В и др. *УФН* **181** 9 (2011); Korzhimanov A V et al. *Phys. Usp.* **54** 9 (2011)
6. Фортвов В Е *Физика высоких плотностей энергий* (М.: Физматлит, 2013)
7. Emma P et al. *Nature Photon.* **4** 641 (2010)
8. Altarelli M *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B* **269** 2845 (2011)
9. Ishikawa T et al. *Nature Photon.* **6** 540 (2012)
10. Elton R C *X-ray Lasers* (Boston: Academic Press, 1990)
11. Rocca J J *Rev. Sci. Instrum.* **70** 3799 (1999)
12. Daido H *Rep. Prog. Phys.* **65** 1513 (2002)
13. Suckewer S, Jaeglé P *Laser Phys. Lett.* **6** 411 (2009)
14. Rohringer N et al. *Nature* **481** 488 (2012)
15. Vinko S M et al. *Nature* **482** 59 (2012)
16. Young L et al. *Nature* **466** 56 (2010)
17. Nagler B et al. *Nature Phys.* **5** 693 (2009)
18. Vinko S M et al. *Phys. Rev. Lett.* **104** 225001 (2010)
19. Alonso-Mori R et al. *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **109** 19103 (2012)
20. Ciricosta O et al. *Phys. Rev. Lett.* **109** 065002 (2012)
21. Cho B I et al. *Phys. Rev. Lett.* **109** 245003 (2012)
22. Magnitskiy S et al. *Nature Commun.* **4** 1936 (2013)
23. Inogamov N A et al. *Appl. Phys. A* **101** 87 (2010)
24. Стариков С В и др. *Письма в ЖЭТФ* **93** 719 (2011); Starikov S V et al. *JETP Lett.* **93** 642 (2011)
25. Норман Г Э, Стариков С В, Стегайлов В В *ЖЭТФ* **141** 910 (2012); Norman G E, Starikov S V, Stegailov V V *JETP* **114** 792 (2012)
26. Norman G et al. *J. Appl. Phys.* **112** 013104 (2012)
27. Lindl J D et al. *Phys. Plasmas* **11** 339 (2004)
28. Laboratory for Laser Energetics, OMEGA 60, [http://www.lle.rochester.edu/omega\\_facility/](http://www.lle.rochester.edu/omega_facility/)
29. The Laser Megajoule, <http://www-lmj.cea.fr/en/lmj/index.htm>
30. Гасилов С В и др. *Письма в ЖЭТФ* **87** 286 (2008); Gasilov S V et al. *JETP Lett.* **87** 238 (2008)
31. Pikuz S A (Jr.) et al. *Laser Part. Beams* **28** 393 (2010)
32. Ben-Ismaïl A et al. *Appl. Phys. Lett.* **98** 264101 (2011)
33. Kneip S et al. *Appl. Phys. Lett.* **99** 093701 (2011)
34. Maddox B R et al. *Phys. Plasmas* **18** 056709 (2011)
35. Zhang L et al. *Opt. Express* **19** 25812 (2011)
36. Stoeckl C et al. *Rev. Sci. Instrum.* **83** 10E501 (2012)
37. Ohira S et al. *J. Appl. Phys.* **112** 063301 (2012)
38. Colgan J et al. *Phys. Rev. Lett.* **110** 125001 (2013)
39. Скобелев И Ю и др. *УФН* **182** 49 (2012); Skobelev I Yu et al. *Phys. Usp.* **55** 47 (2012)
40. Chabrier G *Plasma Phys. Control. Fusion* **51** 124014 (2009)

41. Atzeni S, Meyer-Ter-Vehn J *The Physics of Inertial Fusion. Beam Plasma Interaction, Hydrodynamics, Hot Dense Matter* (Oxford: Clarendon Press, 2004)
42. Behar E, Sako M, Kahn S M *Astrophys. J.* **563** 497 (2001)
43. Zhidkov A et al. *Phys. Rev. Lett.* **88** 185002 (2002)
44. Zhidkov A, Sasaki A *Phys. Plasmas* **7** 1341 (2000)
45. Antici P et al. *Phys. Plasmas* **14** 030701 (2007)
46. Nakamura T et al. *Phys. Rev. Lett.* **108** 195001 (2012)
47. Ridgers C P et al. *Phys. Rev. Lett.* **108** 165006 (2012)
48. Pandit R R, Sentoku Y *Phys. Plasmas* **19** 073304 (2012)
49. Kostyukov I Yu, Nerush E N, Litvak A G *Phys. Rev. ST Accel. Beams* **15** 111001 (2012)
50. Capdessus R, d'Humières E, Tikhonchuk V T *Phys. Rev. Lett.* **110** 215003 (2013)
51. Yumoto H et al. *Nature Photon.* **7** 43 (2013)
52. McPherson A et al. *Nature* **370** 631 (1994)
53. Andiel U et al. *Appl. Phys. Lett.* **80** 198 (2002)
54. Pikuz S A et al. *High Energy Density Phys.* **9** 560 (2013)
55. Gavrilin M (Ed.) *Atoms in Intense Laser Fields* (Boston: Academic Press, 1992)
56. Nozawa S, Itoh N, Kohyama Y *Astrophys. J.* **507** 530 (1998)
57. Sarachik E S, Schappert G T *Phys. Rev. D* **1** 2738 (1970)
58. Ландау Л Д, Лифшиц Е М *Теория поля* (М.: Физматлит, 2001); Landau L D, Lifshitz E M *The Classical Theory of Fields* (Oxford: Pergamon Press, 1983)
59. Evans R G et al. *App. Phys. Lett.* **86** 191505 (2005)
60. Colgan J et al. *High Energy Density Phys.* **7** 77 (2011)
61. Mazevet S, Abdallah J (Jr.) *J. Phys. B At. Mol. Opt. Phys.* **39** 3419 (2006)

### Production of exotic states of matter with the use of X-rays generated by focusing a petawatt laser pulse onto a solid target

S.A. Pikuz (Jr.), A.Ya. Faenov, I.Yu. Skobelev, V.E. Fortov

Joint Institute for High Temperatures, Russian Academy Sciences,

ul. Izhorskaya 13, 125412 Moscow, Russian Federation

E-mail: pikuz@mem3.phys.msu.ru, anatoly@hotmail.com, faenov@ihed.ras.ru

The possibility is discussed of using optical laser radiation with a flux density of  $> 10^{20}$  W cm<sup>-2</sup> to create an ultraintense X-ray source capable of producing polychromatic radiation with a power flux density of  $10^{19}$  W cm<sup>-2</sup> or higher. The X-ray radiation of so high an intensity permits not only transforming a condensed target to a plasma state but also obtaining an exotic plasma state with a high density of hollow ions. Currently still not in wide use and available in only a few laboratories in the world, lasers with a flux density of about  $10^{20}$  W cm<sup>-2</sup> are more compact and lower-cost compared to free-electron X-ray lasers or lasers used for the indirect heating of fusion targets. The source under discussion can produce by far higher X-ray intensities than plasma X-ray lasers of a similar scale.

PACS numbers: **32.80** -t, 52.27.Ny, 52.38.Ph, 52.70.La

DOI: 10.3367/UFNr.0184.201407e.0759

Bibliography — 61 references

Received 20 September 2013, revised 15 November 2013

*Uspekhi Fizicheskikh Nauk* **184** (7) 759–765 (2014)

*Physics–Uspekhi* **57** (7) (2014)