

О возможности получения импульсов некогерентного рентгеновского излучения фемтосекундной длительности с помощью лазерной плазмы

В. С. Беляев, Д. В. Ковков, А. П. Матафонов, Г. Ф. Карабаджак, Г. Г. Райкунов, А. Я. Фаенов⁺, С. А. Пикуз, мл.,⁺ И. Ю. Скобелев⁺¹⁾, Т. А. Пикуз⁺, Д. А. Фокин⁺, В. Е. Фортов⁺, Г. Н. Игнатьев*, С. В. Капитанов*, П. С. Крапива*, К. Е. Коротков*

Центральный научно-исследовательский институт машиностроения, 141070 Королев, Россия

⁺Объединенный институт высоких температур РАН, 125412 Москва, Россия

*Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Духова, 127055 Москва, Россия

Поступила в редакцию 17 марта 2013 г.

После переработки 21 мая 2013 г.

Предлагается использовать высокую скорость процессов столкновительной ионизации в сверхплотной лазерной плазме для генерации фемтосекундных импульсов рентгеновского некогерентного излучения. На основании расчетов показано, что использование пикосекундных лазерных импульсов с контрастом $\sim 10^{10}$ позволит сгенерировать рентгеновский импульс длительностью около 10 фс. Адекватность предложенной модели возбуждения линейчатого рентгеновского излучения плазмы проверена в экспериментах, проведенных на пикосекундном лазере умеренно высокого контраста.

DOI: 10.7868/S0370274X13120060

1. Как известно, лазерная плазма является мощным источником некогерентного рентгеновского излучения, и в этом качестве может успешно использоваться для самых разнообразных приложений (см., например, [1–15]). Поскольку при этом длительность $\tau_{x\text{ ray}}$ генерируемого ей рентгеновского импульса является сравнительно короткой (наносекундный и субнаносекундный диапазоны), он может применяться (и успешно применяется) для исследований быстропротекающих процессов, таких, как ударные волны (см., например, [16–19]). Однако для некоторых приложений эта длительность оказывается слишком большой. Возникает вопрос о возможности получения рентгеновских импульсов фемтосекундной длительности.

Напомним, что пока мы интересуемся импульсами наносекундного масштаба, естественным способом их укорочения является укорочение нагревающего лазерного импульса. Однако уже в пикосекундном диапазоне такой способ перестает работать. Действительно, время газодинамической релаксации лазерной плазмы определяется отношением ее первоначального размера d_0 к скорости разлета v_{exp} . Для типичного значения $v_{\text{exp}} \sim 10^7$ см/с и минимально возможного размера $d_0 \sim 1$ мкм (в действительно-

сти лазерный импульс обычно удается сфокусировать в пятно с $d_0 \sim 10$ мкм) газодинамическое время жизни плазмы будет составлять $\tau_{\text{plas}} \sim 10$ пс. Отсюда следует, что если сокращение длительности лазерного импульса до десятка пикосекунд еще может уменьшать длительность излучаемого ей рентгеновского импульса, то его дальнейшее укорочение уже никак не будет влиять на величину $\tau_{x\text{ ray}}$, поскольку она будет определяться более длительным временем газодинамической релаксации τ_{plas} . В принципе сократить время газодинамической релаксации на один-полтора порядка возможно при использовании больших лазерных потоков, когда скорость разлета повышается до значений $\sim 10^8$ см/с, и за счет применения мишеней из фольг толщиной порядка сотен ангстрем, что уменьшает начальную толщину плазмы и приводит к более быстрому спаду ее плотности в ходе разлета. Экспериментальные исследования, проводившиеся с конца 1980-х годов, позволили при использовании массивных твердотельных мишеней получить рентгеновские импульсы длительностью порядка пикосекунды (см., например, [20–28]). При этом, как и следовало ожидать, существенное сокращение длительности лазерного импульса до величины 150 фс не позволило существенно сократить длительность рентгеновского импульса (см., например, [21, 24]). Использование мишеней с внутрен-

¹⁾e-mail: igor.skobelev@gmail.com

ней наноструктурой (тонкие фольги, кластеры) позволило продвинуться в субпикосекундную область. На сегодняшний день рекордным, по-видимому, является результат [26], где было получено $\tau_{x\text{ray}} = (0.2-0.3)$ пс. Отметим также предложение [29] по созданию рентгеновского источника с длительностью импульса 0.1 пс.

На первый взгляд относительная медленность газодинамических процессов вообще не позволяет использовать лазерную плазму как источник рентгеновских импульсов с длительностью в единицы или десятки фемтосекунд. Во всяком случае, до сих пор не выдвигалось даже теоретических предложений по их получению с помощью лазерной плазмы. В действительности в лазерной плазме имеют место и более быстрые процессы, использование которых позволяет решить поставленную задачу. Речь идет об электрон-ионных неупругих столкновениях, которые, в частности, определяют эволюцию ионизационного состава лазерной плазмы. Например, вероятность столкновительной ионизации в плазме твердотельной плотности может составлять величину $\sim 10^{15} \text{ с}^{-1}$. Это означает, что изменения концентрации того или иного иона могут происходить в ней за времена порядка фемтосекунды. Соответственно создаваемое ионом линейчатое излучение будет обладать примерно такой длительностью.

Именно такой способ генерации сверхкоротких рентгеновских импульсов и предлагается в настоящей работе. Сначала мы рассмотрим результаты расчетов с помощью простой нестационарной кинетической модели. Затем проверим адекватность этой модели в экспериментах, проведенных на лазере с пикосекундной длительностью импульса. И наконец, сформулируем условия возможного эксперимента по генерации некогерентных рентгеновских импульсов фемтосекундной длительности.

2. Нас интересует генерация рентгеновских импульсов с длительностью не более пикосекунды. При построении кинетической модели, описывающей ее излучательные свойства, можно пренебречь газодинамическими процессами, т.к. за такие времена плазма не способна разлететься на расстояния, сравнимые с ее начальным размером, определяемым пятном фокусировки. В системе кинетических уравнений для населенностей N_i основных состояний ионов необходимо учесть только процессы ионизации, поскольку рекомбинация станет важна лишь на стадии газодинамического разлета плазмы, т.е. на значительно больших временах:

$$\frac{dN_i}{dt} = -N_i W_{i,i+1} + N_{i-1} W_{i-1,i}, \quad (1)$$

$$N_e = \sum_{k=1}^{Z_n} (k-1) N_k. \quad (2)$$

В этой системе уравнений величина N_i является населенностью основного состояния иона со спектроскопическим символом i , величины $W_{i,i+1}$ представляют собой вероятности ионизации иона i , индекс “ i ” меняется от 1 до $Z_n + 1$, а Z_n – заряд ядра атома мишени.

Поскольку мы рассматриваем времена, когда разлет плазмы еще не начался, помимо уравнений (1), (2) выполняется условие нормировки $\sum N_k = N_0$, где N_0 – плотность атомов в твердотельной мишени. Вводя средний заряд ионов $\langle Z - 1 \rangle$, уравнение для плотности электронов можно переписать в виде $N_e = \langle Z - 1 \rangle N_0$. Строго говоря, средний заряд является функцией времени. Однако если лазерная мишень сделана из химического элемента с большим зарядом ядра, то при воздействии лазерного импульса внешние оболочки быстро ионизируются и дальнейший рост степени ионизации уже не будет существенен, поскольку число электронов во внутренних оболочках гораздо меньше, чем во внешних. Поэтому далее будем считать $\langle Z - 1 \rangle$, а следовательно, и электронную плотность плазмы константами, что не является слишком грубым предположением. Мы будем рассматривать случай нагрева мишени очень коротким лазерным импульсом, что позволяет считать константой и температуру электронов плазмы. Безусловно, рассматриваемая модель является упрощенной и претендует лишь на получение качественных результатов. Однако, как мы увидим в дальнейшем она способна дать и достаточно адекватное количественное описание экспериментальной ситуации. То, как скажется на результатах конечная длительность лазерного импульса, мы обсудим ниже.

Вероятности ионизации в системе уравнений (1) должны рассчитываться из решения системы квазистационарных кинетических уравнений для возбужденных состояний ионов. Однако если рассматривать случай высоких температур, то роль каскадной ионизации окажется мала (см., например, [30, 31]) и $W_{i,i+1}$ с хорошей точностью будет равна скорости ионизации основного состояния иона i электронным ударом, для которой можно использовать известную формулу Ситона (см., например, [32]):

$$W_{ik} = 4.3 \cdot 10^{-8} m N_e (\text{Ry}/E_{ik})^{3/2} \beta^{-1/2} e^{-\beta}, \quad (3)$$

где $\beta = E_{ik}/T_e$, E_{ik} – потенциал ионизации иона i , $\text{Ry} = 13.6 \text{ эВ}$, а m – число электронов в валентной оболочке.

В настоящей работе в качестве мишени мы взяли медную твердотельную мишень, поскольку, с одной стороны, Cu имеет достаточно большой заряд ядра, а значит, и большое число электронов, а с другой – для меди существуют экспериментальные данные [33–36], хотя и полученные для плазмы с меньшей плотностью. Результаты расчета для медной мишени, полученные численным решением системы (1), (2) с вероятностями ионизации (3) и значениями энергий уровней, взятыми из [37], приведены на рис. 1. В представленных расчетах полагалось

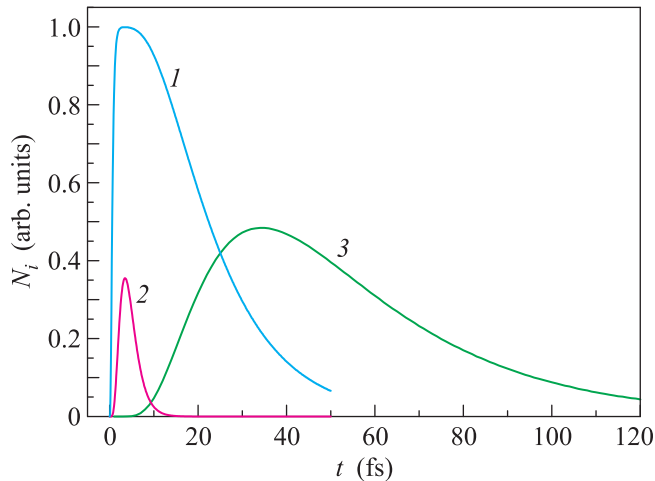


Рис. 1. Временные профили концентраций различных ионов меди, рассчитанные для $T_e = 1$ кэВ и $N_e = 10^{24}$ см $^{-3}$: 1 – суммарная концентрация всех ионов меди от Cu XIII до Cu XIX, 2 – концентрация иона Cu XVI, 3 – концентрация иона Cu XX

$\langle Z - 1 \rangle = 12$, $N_0 = 8.45 \cdot 10^{22}$ см $^{-3}$, $T_e = 1$ кэВ. Кривая 1 на рис. 1 соответствует суммарной концентрации всех ионов меди от Cu XIII (Cl-подобный) до Cu XIX (Na-подобный), кривая 2 – концентрации иона Cu XVI (Si-подобный), а кривая 3 – концентрации иона Cu XX.

Прежде всего отметим, что в рассматриваемом нестационарном режиме концентрации всех ионов имеют схожие временные зависимости. Для иона i передний фронт такой зависимости определяется скоростью ионизации $W_{i-1,i}$, а задний – величиной $W_{i,i+1}$. Поскольку $W_{i-1,i} > W_{i,i+1}$, задний фронт является более пологим, а поскольку скорость ионизации убывает с ростом Z , при увеличении Z время жизни иона возрастает. Особенно отчетливо это видно при переходе от иона с внешней M -оболочкой к иону с валентной оболочкой L , т.е. к Ne-подобному Cu XX. В этом случае скорость ионизации дополнительно резко падает из-за скачка потенциала иони-

зации, а время жизни иона, соответственно, заметно увеличивается, что хорошо видно из рис. 1.

Как видно из рис. 1, ионы меди различных степеней ионизации будут существовать в плазме с рассмотренными параметрами в интервале времен от нескольких фемтосекунд до нескольких десятков фемтосекунд. Примерно такой же будет длительность свечения рентгеновских спектральных линий, излучаемых этими ионами. Наименьшим окажется время жизни ионов с малым Z . Естественно, ими будут излучаться наиболее длинноволновые линии. Если мы хотим получить излучение, например, в диапазоне 44–58 Å, то мы должны взять ион Cu XVI. Как видно из рис. 1, в этом случае можно ожидать длительности рентгеновского импульса на уровне 5 фс. Разумеется, плазма будет излучать и в других спектральных диапазонах, причем время свечения в них может быть существенно большим. Поэтому для получения короткого рентгеновского импульса излучение плазмы должно быть пропущено через полосовой фильтр. В качестве такого фильтра могут использоваться как дифракционные приборы, так и наборы абсорбционных фильтров. Вырезая узкий спектральный диапазон, мы можем получать более короткий рентгеновский импульс, но при этом его энергия будет уменьшаться. Если очень малой длительности для конкретной задачи не требуется, то можно взять более широкий диапазон, в который попадают спектральные линии нескольких ионов, тем самым существенно увеличив энергию генерируемого рентгеновского импульса. Например, если настроить фильтр на полосу пропускания 45–66 Å, то в этот диапазон попадут линии ионов от Cu XIII до Cu XIX, а длительность импульса при рассматриваемых условиях составит около 20 фс (рис. 1, кривая 1).

С применением медной мишени можно получить рентгеновский импульс для спектральной области 10–12 Å, используя линии Ne-подобного иона Cu XX. Однако его длительность составит уже порядка 50 фс (см. рис. 1, кривая 3).

Таким образом, мы видим, что для получения сверхкоротких импульсов некогерентного рентгеновского излучения наиболее принципиальным является создание плазмы сверхвысокой (твердотельной) плотности. Здесь возможно применение нескольких методик.

Наиболее очевидным является использование коротких лазерных импульсов сверхвысокого контраста (см., например, [38–41]). В этом случае не происходит создания преплазмы и плазма возникает непосредственно в твердом теле. Другая возможность связана с использованием мишеней, прозрачных для

лазерного излучения [42]. В этом случае лазерный контраст не должен быть слишком высоким, но должен обеспечивать отсутствие пробоя материала мишени предимпульсом. Еще один вариант связан с нанесением на металлическую мишень прозрачного покрытия, которое не нагревается лазерным предимпульсом и мешает разлету преплазмы, возникшей в металле [43–45].

В рассматриваемой выше кинетической модели мы пренебрегли конечной длительностью лазерного импульса. Это позволило описывать температуру плазмы ступенчатой функцией, которая мгновенно меняется от нуля до некоторого максимального значения. В реальности температура плавно возрастает синхронно с ростом лазерной интенсивности на переднем фронте лазерного импульса. Это означает, что сначала процессы ионизации будут протекать при более низких температурах, что должно приводить к расширению переднего фронта генерируемого рентгеновского импульса. Однако очевидно, что этот эффект может даже в самом неблагоприятном случае лишь растянуть рентгеновский импульс на ширину фронта лазерного импульса. При этом следует учесть, что если поток лазерного излучения достаточно высок, то температура плазмы достигает значений порядка потенциала ионизации не в максимуме лазерного импульса, а гораздо раньше. Соответственно и затягивание рентгеновского импульса произойдет только на часть длительности переднего фронта лазерного импульса, причем тем меньшую, чем выше величина лазерного потока.

Форма заднего фронта лазерного импульса и, соответственно, его полная ширина практически не будут сказываться на длительности генерируемого рентгеновского импульса. Однако использовать длинные лазерные импульсы невыгодно с точки зрения эффективности преобразования энергии лазерного излучения в рентгеновское. При длинном лазерном импульсе его энергия будет вкладываться в плазму в те моменты времени, когда ионов, излучающих в выделяемом фильтром спектральном диапазоне, уже не существует. В связи с этим следует подчеркнуть, что предлагаемый нами способ генерации фемтосекундных рентгеновских импульсов обладает весьма низким коэффициентом конверсии. По сути, он эквивалентен введению в систему некоторого затвора, который открывается на времена фемтосекундного масштаба. Излучение же плазмы во все остальные моменты времени просто не используется. Таким образом, при получении, например, рентгеновского импульса длительностью 10 фс коэффициент конверсии по энергии будет на 2 порядка ниже

достигнутого в упомянутых ранее экспериментах по генерации импульсов с длительностью 1 пс, хотя значение коэффициента конверсии по мощности останется без изменений.

Отметим также, что в системе (1) мы не учитываем ионизацию оптическим полем [46, 47], которая может быть важна для рассматриваемых здесь многозарядных ионов при плотностях потока выше 10^{19} Вт/см². Ионизация оптическим полем может еще больше сократить длительность как переднего, так и заднего фронтов генерируемого плазмой импульса излучения. Поэтому для случая использования сверхмощных фемтосекундных лазерных импульсов прогнозы, приведенные на рис. 1, дают оценку сверху на длительность излучения.

3. Для проверки предсказаний описанной выше модели необходимо, помимо создания сверхплотной плазмы, иметь возможность регистрации ее рентгеновского излучения с временным разрешением на уровне по крайней мере десятка фемтосекунд. В нашем распоряжении имелся рентгеновский хронографический регистратор СХР8 (разработка ФГУП ВНИИА им. Н.Л. Духова), временное разрешение которого было гораздо хуже и составляло 2 пс. Поэтому мы проводили проверку с помощью плазмы, плотность которой была на 3 порядка ниже. Поскольку в соответствии с нашей моделью переменной, от которой зависят концентрации ионов, является произведение $N_e t$, понижение плотности на 3 порядка эквивалентно переходу от фемто- к пикосекундному диапазону времени.

Эксперименты проводились на 10 ТВт лазерной установке “Неодим” (ЦНИИМаш, Королев). Лазерный импульс имел следующие параметры: энергия 10 Дж, длина волны 1.055 мкм, длительность 1.5 пс. Лазерный пучок фокусировался внесосевым параболическим зеркалом с фокусным расстоянием 20 см на поверхность твердотельной медной мишени под углом 40° к ее нормали. Система фокусировки обеспечивала пиковую интенсивность на уровне $2 \cdot 10^{18}$ Вт/см² (диаметр лазерного пятна на мишени порядка 15 мкм). Поскольку основной лазерный импульс имел предимпульс с потоком не менее 10^{11} Вт/см², он поглощался в области преплазмы, имевшей критическую плотность $N_{e,c} = 10^{21}$ см⁻³, и нагретая излучающая плазма обладала как раз такой плотностью. Ее излучение измерялось для двух спектральных диапазонов, вырезаемых фильтрами из полипропилена и алюминия. В первом диапазоне основной вклад в регистрируемый рентгеновский импульс давали *M*-ионы меди от Cu XIII до Cu XIX, а во втором – Ne-подобный ион Cu XX. Полученные

экспериментальные результаты приведены на рис. 2 и 3.

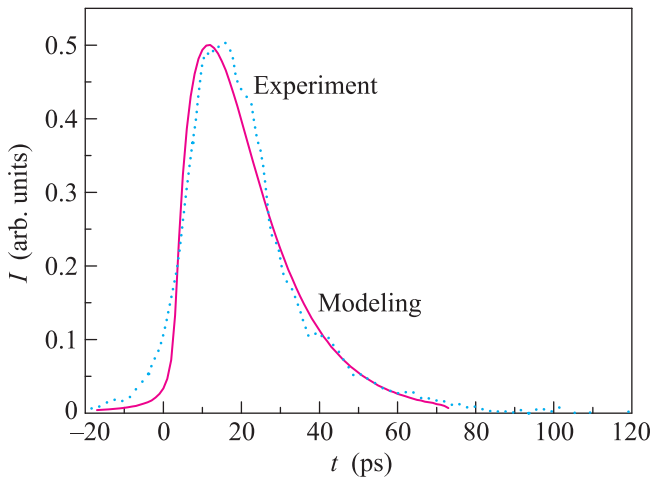


Рис. 2. Сопоставление экспериментальных и расчетных данных для рентгеновского излучения в диапазоне 0.1–10 КэВ

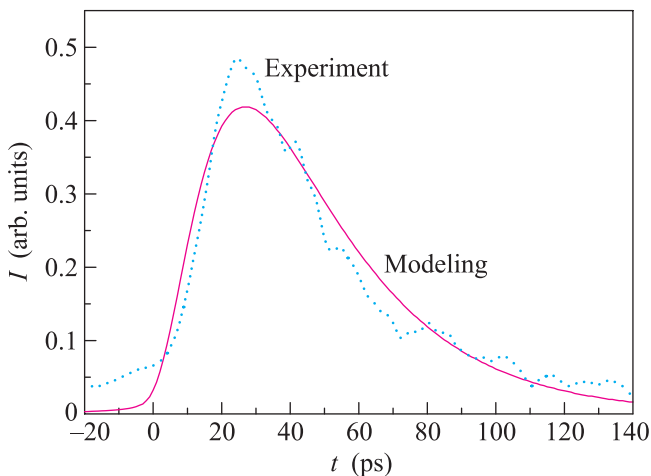


Рис. 3. Сопоставление экспериментальных и расчетных данных для рентгеновского излучения в диапазоне 1–10 КэВ

На этих же рисунках показаны результаты расчетов по модели (1), (2), выполненных при $N_e = 10^{21} \text{ см}^{-3}$ и $T_e = 1 \text{ кэВ}$. Хорошее совпадение модельных предсказаний с экспериментальными результатами убедительно свидетельствует об адекватности теоретической модели и служит аргументом в пользу сделанных выше предложений о получении рентгеновских импульсов фемтосекундной длительности.

4. Таким образом, в настоящей работе предлагается способ получения импульсов некогерентного

рентгеновского излучения фемтосекундной длительности. Подчеркнем, что основан он на использовании нестационарной высокотемпературной плазмы твердотельной плотности, нагреваемой лазерными импульсами пико-, субпико- или фемтосекундной длительности. Создание такой плазмы возможно за счет применения как сверхвысококонтрастных лазеров, так и специальных мишеней (прозрачных или двухслойных). Хотя наши расчеты выполнены для медной мишени, они легко обобщаются на другие химические элементы со средними и высокими зарядами ядер. Выбор вещества мишени и полосового фильтра позволяет менять как спектральный состав, так и длительность генерируемого рентгеновского импульса.

Работа частично поддержана грантами РФФИ #12-02-91169-ГФЕН_а, 13-02-00878 и программой фундаментальных исследований президиума РАН #2.

1. A. McPherson, B. D. Thompson, A. B. Borisov et al., Nature (London) **370**, 631 (1994).
2. T. D. Donnelly, T. Ditmire, K. Neuman et al., Phys. Rev. Lett. **76**, 2472 (1996).
3. H.-H. Chu, H.-E. Tsai, M.-C. Chou et al., Phys. Rev. A. **71**, 061804(R) (2005).
4. N. L. Kugland, P. Neumayer, T. Doppner et al., Rev. Sci. Instrum. **79**, 10E917 (2008).
5. N. L. Kugland, C. G. Constantin, P. Neumayer et al., Appl. Phys. Lett. **92**, 241504 (2008).
6. L. M. Chen, F. Liu, W. M. Wang et al., Phys. Rev. Lett. **104**, 215004 (2010).
7. L. Zhang, L.-M. Chen, D.-W. Yuan et al., Optics Express **19**, 25812 (2011).
8. А. Я. Фаенов, А. И. Магунов, С. А. Пикуз мл. и др., ЖЭТФ **107**, 351 (2008).
9. Y. Fukuda, A. Ya. Faenov, T. A. Pikuz et al., Appl. Phys. Lett. **92**, 121110 (2008).
10. A. Ya. Faenov, T. A. Pikuz, Y. Fukuda et al., Appl. Phys. Lett. **95**, 101107 (2009).
11. Y. Fukuda, A. Ya. Faenov, M. Tampo et al., Phys. Rev. Lett. **103**, 165002 (2009).
12. А. Я. Фаенов, С. А. Пикуз мл., А. Г. Жидков и др., Письма в ЖЭТФ **92**, 415 (2010).
13. K. Kawase, M. Kando, T. Hayakawa et al., Nucl. Instrum. Meth. A **637**, S141 (2011).
14. A. Zigler, T. Palchan, N. Bruner et al., Phys. Rev. Lett. **106**, 134801 (2011).
15. Y. Hayashi, A. S. Pirozhkov, M. Kando et al., Opt. Lett. **36**, 1614 (2011).
16. B. Loupias, M. Koenig, E. Falize et al., Phys. Rev. Lett. **99**, 265001 (2007).

17. C. D. Gregory, B. Loupiau, J. Waugh et al., *Plasma Phys. Control. Fusion* **50**, 124039 (2008).
18. M. Koenig, C. Michaut, B. Loupiau et al., *Plasma and Fusion Research* **4**, 044 (2009).
19. A. Levy, F. Dorchies, A. Benuzzi-Mounaix et al., *Phys. Rev. Lett.* **108**, 055002 (2012).
20. M. M. Murnane, H. C. Kapteyn, and R. W. Falcone, *Phys. Rev. Lett.* **62**, 155 (1989).
21. M. M. Murnane, H. C. Kapteyn, and R. W. Falcone, *Nucl. Instr. Meth. in Phys. Res. B* **43**, 463 (1989).
22. J. Workman, A. Maksimchuk, X. Liu et al., *Phys. Rev. Lett.* **75**, 2324 (1995).
23. D. Umstadter, J. Workman, A. Maksimchuk et al., *JQSRT* **54**, 401 (1995).
24. P. Gallant, Z. Jiang, C. Y. Chien et al., *JQSRT* **65**, 243 (1999).
25. R. Shepherd, P. Audebert, R. Booth et al., *Rev. Sci. Instr.* **75**, 3765 (2004).
26. F. Dorchies, F. Blasco, C. Bonte et al., *Phys. Rev. Lett.* **100**, 205002 (2008).
27. S. Bastiani-Scoccetti, P. Renaudin, F. Dorchies et al., *High Energy Density Phys.* **6**, 99 (2010).
28. C. R. D. Brown, D. J. Hoarty, S. F. James et al., *Phys. Rev. Lett.* **106**, 185003 (2011).
29. Ch. Reich, P. Gibbon, I. Uschmann, and E. Foerster, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 4846 (2000).
30. В. И. Держиев, А. Г. Жидков, С. И. Яковленко, *Излучение ионов в неравновесной плотной плазме*, М.: Энергоатомиздат, 1986.
31. И. Ю. Скобелев, С. Я. Хахалин, в сб. *Спектральные методы и средства измерения параметров плазмы многозарядных ионов*, М.: ВНИИФТРИ, 1988, с. 49.
32. Л. А. Вайнштейн, И. И. Собельман, Е. А. Юков, *Возбуждение атомов и уширение спектральных линий*, М.: Наука, 1979.
33. K. B. Fournier, A. Ya. Faenov, T. A. Pikuz et al., *Phys. Rev. E* **67**, 016402 (2003).
34. K. B. Fournier, A. Ya. Faenov, T. A. Pikuz et al., *J. Quant. Spectr. Radiat. Transf.* **81**, 167 (2003).
35. K. B. Fournier, A. Ya. Faenov, T. A. Pikuz et al., *J. Phys. B* **36**, 3787 (2003).
36. K. B. Fournier, A. Ya. Faenov, T. A. Pikuz et al., *Phys. Rev. E* **70**, 016406 (2004).
37. <http://spectr-w3.snz.ru/>.
38. G. C. Junkel-Vives, J. Abdallah, Jr., F. Blasco et al., *Phys. Rev. A* **66**, 033204 (2002).
39. A. M. Urnov, J. Dubau, A. Ya. Faenov et al., *JETP Lett.* **67**, 489 (1998).
40. J. Colgan, J. Abdallah, Jr., A. Ya. Faenov et al., *High Energy Density Physics* **7**, 77 (2011).
41. И. Ю. Скобелев, А. Я. Фаенов, Т. А. Пикуз, В. Е. Фортов, *УФН* **182**, 49 (2012).
42. А. Я. Фаенов, Т. А. Пикуз, И. Ю. Скобелев и др., *Письма в ЖЭТФ* **80**, 730 (2004).
43. A. Saemann, K. Eidmann, I. E. Golovkin et al., *Phys. Rev. Lett.* **82**, 4843 (1999).
44. K. Eidmann, A. Saemann, U. Andiel et al., *J. Quant. Spectr. Radiat. Transf.* **65**, 173 (2000).
45. R. G. Evans, E. L. Clark, R. T. Eagleton et al., *Appl. Phys. Lett.* **86**, 191505 (2005).
46. N. B. Delone, V. P. Krainov, *Multiphoton Processes in Atoms*, Berlin: Springer-Verlag, 1994, 2nd ed., 2000.
47. Н. Б. Делоне, В. П. Крайнов, *Нелинейная ионизация атомов лазерным излучением*, М.: Физматлит, 2001.