

PACS number: 42.55.Vc

Генерация жесткого рентгеновского излучения и быстрых частиц мультитераваттными лазерными импульсами

А.А. Андреев, В.Е. Яшин, А.В. Чарухчев

1. Введение

Известно, что лазерная плазма является интенсивным источником рентгеновского излучения и быстрых частиц. Достаточно большое количество работ было посвящено исследованию этого вопроса для наносекундной плазмы [1]. В настоящее время в результате создания пикосекундных и субпикосекундных лазеров высокой интенсивности появилась возможность изучения генерации рентгеновского излучения и быстрых частиц, возникающих при взаимодействии излучения таких лазеров с твердыми мишенями в вакууме (см., например, [2]). Физика взаимодействия сверхкоротких ($\tau \leq 1$ пс) высокоинтенсивных ($I > 10^{15}$ Вт см $^{-2}$) лазерных импульсов с твердыми мишенями значительно отличается от ситуации с длинными (наносекундными) импульсами, поскольку в данном случае мы практически не имеем разлета вещества мишени и в результате образуется высокотемпературная, плотная плазма небольшого размера. Эта среда является ярким источником рентгеновского излучения, энергия квантов которого может достигать десятков мегаэлектронвольт для современных лазерных интенсивностей, а также источником быстрых частиц, прежде всего электронов, ионов, позитронов и даже мюонов [3].

В настоящем обзоре мы рассмотрим вопросы, связанные с генерацией рентгеновского излучения и быстрых частиц, образующихся при воздействии пикосекундных лазерных импульсов с интенсивностью более 10^{16} Вт см $^{-2}$ на твердые мишени. В основном, будут анализироваться результаты экспериментов, проведенных на наших лазерных установках при таких интенсивностях.

2. Лазерные системы

В наших экспериментах для создания высоких интенсивностей при фокусировке лазерного излучения использовались две лазерные системы на неодимовом стекле с усилением и сжатием chirпированного импульса [4]. Лазерная система (рис. 1), созданная в НИИ лазерной физики, позволяла получать импульсы длительностью около 1,5 пс с энергией до 2,5 Дж и практически дифракционной угловой расходимостью излучения. Такие параметры импульса обеспечивали интенсивность до 10^{18} Вт см $^{-2}$ при его фокусировке асферизованной линзой в пятно диаметром около 10 мкм. Высокий (до 10^7) контраст по мощности импульса обеспечивался системой ячеек Поккельса и электрооптических дефлекторов. Отметим, что для ряда плазменных экспериментов, связанных, например, с оптимизацией интегрального выхода рентгеновского излучения, необходимо генерировать не только одиночный сверхкороткий импульс, но и последовательность таких импульсов с регулируемым временным интервалом между ними. Возможность получения такой последовательности с временным интервалом, регулируемым в пределах 5–200 пс, обеспечивалась в данной лазерной системе временным мультиплексированием пуга сверхкоротких импульсов из задающего генератора (ЗГ) в регенеративном усилителе (РУ) [5]. При таком подходе период следования серии импульсов определяется разностью баз резонаторов ЗГ и РУ, а относительная амплитуда импульса в серии регулируется электрооптическими устройствами.

Лазерная система, созданная в Институте комплексных испытаний оптико-электронных систем [6], отличается от описанной выше системы способом получения chirпированного импульса, размером оконечных усилительных каскадов и дифракционных решеток компрессора. Высокий контраст лазерного импульса обеспечивался многокаскадной электрооптической системой на основе ячеек Поккельса. Блок-схема данной лазерной системы представлена на рис. 2. Она состоит из четырех основных частей: стартовой лазерной системы [6], мощ-

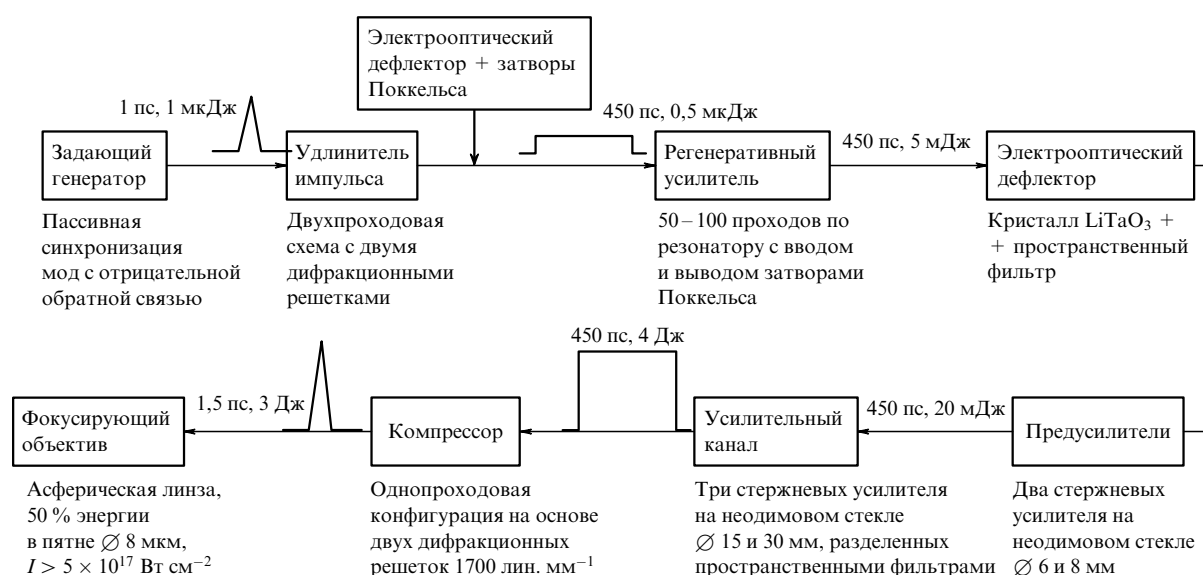


Рис. 1. Блок-схема лазерной системы для генерации, усиления и компрессии импульсов в НИИ лазерной физики.

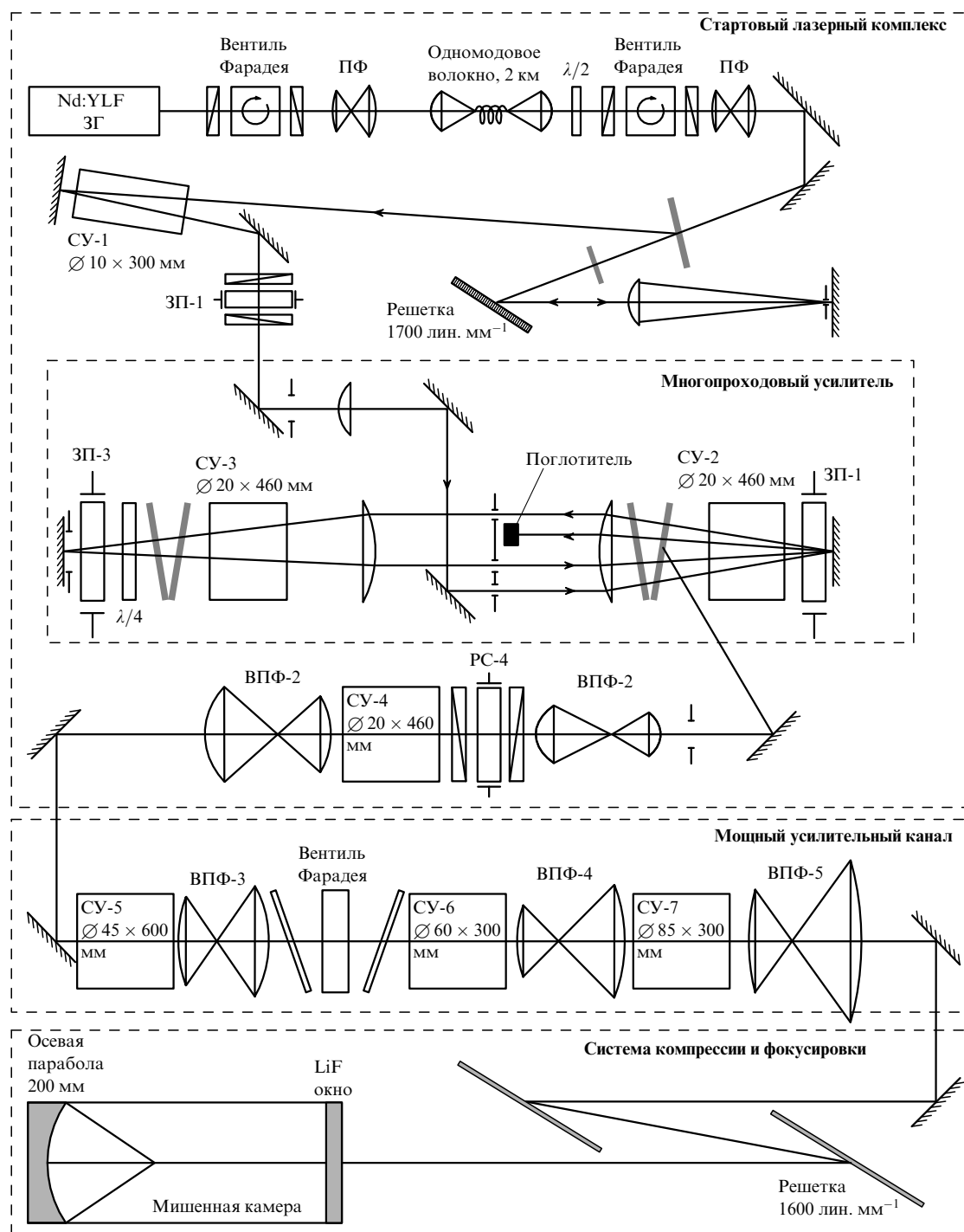


Рис. 2. Принципиальная оптическая схема лазерной системы на неодимовом стекле "Прогресс-П".

ного усилительного канала, базирующегося на усилительном канале установки "Прогресс" [7], компрессора на голографических решетках и фокусирующей системы [8].

Стартовый лазер производит "чирп"-импульсы длительностью ~ 300 пс и энергией до 1 Дж на длине волны 1053 нм. Эти импульсы затем поступают в мощную усилительную систему или компрессируются до длительности 1,5 пс на двух голографических дифракционных решетках размерами 110×170 мм с числом штрихов $1700 \text{ лин. мм}^{-1}$ для проведения плазменных экспериментов с плотностью мощности $\sim 10^{17} \text{ Вт см}^{-2}$.

Одиночный импульс выделяется и строится системой из четырех затворов Поккельса, которые

управляются синхронизованными высоковольтными генераторами электрических импульсов, базирующимися на дрейфовых диодах с быстрым восстановлением обратного напряжения [9]. Эти генераторы способны вырабатывать электрические импульсы с длительностью на полувывоте $\sim 1,5 - 5$ нс с амплитудой до 15 кВ.

Увеличение мощности лазерных импульсов до 20–30 ТВт производится в трехкаскадном усилительном канале, включающем в себя три стержневых усилителя на Nd:стекле с апертурами 4,5; 6 и 8,5 см и длиной по 30 см [10].

Импульс длительностью ~ 300 пс на выходе усилительного канала компрессируется в однопроходовом

компрессоре из двух голографических дифракционных решеток с золотым покрытием размерами 21×42 см и числом штрихов $1600 \text{ лин. мм}^{-1}$.

Длительность компрессированного импульса перед входом в мишенную камеру составляет 1,5 пс со спектральной шириной 1,5 нм. Пучок вводится в мишенную камеру через высококачественное вакуумное окно из кристалла LiF с малой нелинейной добавкой к показателю преломления $n_2 \sim 0,35 \times 10^{-13} \text{ ед. CGSE}$.

Фокусировка лазерного пучка диаметром 37 мм (стартовый комплекс) на мишень осуществляется асферической линзой толщиной 13 мм с фокусом 140 мм, которая концентрирует 75 % энергии пучка в дифракционно ограниченном кружке (9,7 мкм), или внеосевым параболическим зеркалом с фокусом 120 мм, которое фокусирует 65 % энергии идеального пучка в кружок диаметром 7,2 мкм. В случае фокусировки линзой она является и вакуумным окном. Эти фокусирующие системы использовались в экспериментах при плотностях мощности не более $2 \times 10^{17} \text{ Вт см}^{-2}$.

Для фокусировки более мощных пучков (до 30 ТВт) используется осевая парабола диаметром 200 мм со светосилой 1:1, концентрирующая 50 % идеального пучка в пятно размером 5 мкм. В результате средняя плотность мощности при фокусировке на мишени достигала $5 \times 10^{18} - 10^{19} \text{ Вт см}^{-2}$.

Усиленная спонтанная эмиссия, которая проходила через выходной компрессор, измеренная высокоскоростным диодом и калориметром, не превышала 10 мкДж за 5 нс до максимума импульса. При этом контраст лазерного импульса по энергии составлял не менее 10^5 . Временной интервал между лазерными вспышками не превышал 35 мин.

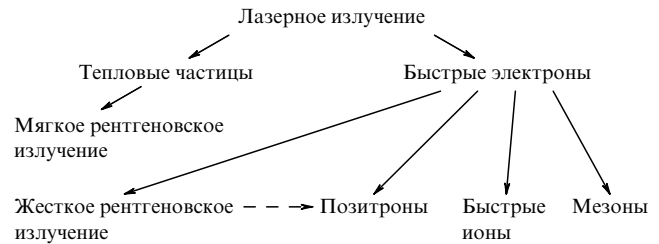
Возможность получения таких высоких интенсивностей излучения контролировалась как оптическими, так и рентгеновскими методами и обеспечивалась высококачественными оптическими элементами лазерных систем. Для примера в таблице приведены параметры ключевого элемента — дифракционных решеток для сжатия импульсов. Из приведенных характеристик следует, что они имеют определенный запас прочности, позволяя увеличить интенсивности излучения по крайней мере в несколько раз по сравнению с имеющимся уровнем.

Таблица. Параметры дифракционных решеток для сжатия импульса

Тип решетки	Число штрихов, лин мм^{-1}	Металл	Максимальный размер, мм	Порог разрушения W_{th} , мДж см^{-2} (1нс/1 пс)
Нарезная	1740	Au	170 × 170	360/240
Голографическая	1700	Au	210 × 420	320/180
Голографическая	1700	Au с покрытием	210 × 420	560/230

3. Взаимодействие интенсивного лазерного излучения с веществом

В результате воздействия интенсивного лазерного импульса на твердую мишень возможны различные каналы генерации излучения и частиц по следующей схеме:



3.1. Поглощение лазерного импульса

Начнем рассмотрение генерации рентгеновского излучения и частиц с анализа механизмов поглощения лазерного излучения в плазме, поскольку от этого в значительной степени зависит коэффициент трансформации лазерной энергии в энергию рентгеновского излучения и быстрых частиц.

Как известно, для лазерных интенсивностей $I_L > 10^{15} \text{ Вт см}^{-2}$ электронная температура возрастает достаточно быстро, так что столкновительное поглощение становится неэффективным [14]. Кроме того, осцилляционная скорость электронов v_E становится сравнимой с их тепловой скоростью, что также снижает эффективную частоту столкновений [15]. Таким образом, при интенсивностях более $10^{16} \text{ Вт см}^{-2}$ начинают включаться бесстолкновительные механизмы столкновения, например, поглощение около 50 % было найдено для интенсивностей выше $10^{16} \text{ Вт см}^{-2}$ в работах [11–13].

В условиях наших первых экспериментов, когда интенсивность была меньше $5 \times 10^{17} \text{ Вт см}^{-2}$, основную роль играет резонансное поглощение [17, 18]. Результаты экспериментов и расчетов коэффициента поглощения в зависимости от θ -угла падения лазерного импульса по разработанной гидродинамической программе SKIN согласуются [16, 31]. В программе при описании резонансного поглощения мы используем модель [32], дополненную механизмом нелинейного опрокидывания плазменной волны [33]. Наше описание переноса быстрых электронов в глубь мишени аналогично [34], однако без предположений о числе и энергии быстрых электронов, которые мы вычисляем, исходя из лазерных параметров. Модель ускорения быстрых ионов основана на механизме ускорения амбиполярным полем [35]. Коэффициент поглощения в этом случае можно приближенно записать в следующем виде [19]:

$$A_r \approx \frac{\sin^2 \theta}{\cos \theta} kL,$$

где $k = \omega/c$, L — масштаб неоднородности в окрестности критической концентрации n_c . Когда r_E — амплитуда раскачки электрона в поле лазерной волны превосходит L , мы имеем поглощение Бронееля [20]:

$$A_B \approx a \frac{\sin^3 \theta}{\cos \theta} k r_E.$$

В случае высоких температур при окончании импульса, в режиме аномального скин-эффекта коэффициент поглощения будет [21]

$$A_a \approx \frac{2,8 k l_s}{\cos \theta},$$

где $l_s = \max\{L, l_{sa}\}$.

При субрелятивистских интенсивностях, когда разница в поглощении для S- и P-поляризованных волн уменьшается из-за сильного пондеромоторного давления, для коэффициента поглощения при нормальном падении можно написать следующее выражение [24]:

$$A_c \approx 16\pi \left(\frac{v_E}{c} \right)^2 (kL)^3 \ln^2 \left(\frac{1}{2kL} \right).$$

При ультрарелятивистских интенсивностях ($v_E > c$) лазерный импульс действует на плазму, как поршень, вызывая своим давлением ускорение ионов [25]. В этом случае коэффициент поглощения

$$A_i \approx 3 \times 10^{-3} \left(\frac{n_c}{n_e} \right)^{1/2} kr_E.$$

Эти аппроксимации проверялись в расчетах по одномерному кинетическому коду KINET, который состоит из двух частей: первая решает уравнение Больцмана в области, занятой лазерным полем, вторая — уравнение Фоккера–Планка на длине свободного пробега электрона [61]. Было показано соответствие между результатами расчетов и скейлингами, а также данными наших экспериментов [59, 60] (рис. 3), где, однако, имеется некоторое отличие, хотя качественно результаты согласуются. Важными эффектами, нарушающими одномерную картину, являются "углубление" [25] и "рифление" поверхности [26] из-за того, что давление света может превысить давление плазмы — плазма будет двигаться внутрь мишени, и поглощение увеличится. Возникновение сильного магнитного поля [27–30] изменяет резонансные свойства плазмы, и поэтому зависимость коэффициента поглощения от θ не имеет максимума, как в случае малых интенсивностей [48].

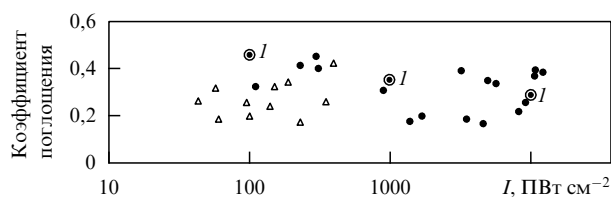


Рис. 3. Поглощение P-поляризованного (●) и S-поляризованного (△) лазерного излучения алюминиевой мишенью в зависимости от интенсивности. Точки I — результаты расчета по программе KINET.

3.2. Перенос электронов в лазерной плазме

Для рентгеновского свечения глубина прогрева вещества тепловой волной и быстрыми электронами является не менее важным фактором, чем поглощение. Расчеты по программе SKIN показали, что для этого можно использовать длину свободного пробега быстрого электрона $l_h \propto T_h^2/n_i$ при лазерных интенсивностях менее 10^{17} Вт см $^{-2}$. При больших интенсивностях поток быстрых частиц настолько велик, что амбиполярное поле его существенно ограничивает. Поскольку при таких интенсивностях гидродинамического описания недостаточно, моделирование с помощью программы KINET позволило установить, что при скорости элект-

рона $v_{he} \ll c$ происходит изотропизация по углу функции распределения в области плотной плазмы и длина пробега электрона близка к l_h , если же $v_{he} \approx c$, то в интеграле столкновения преобладающим становится член, описывающий e–e-столкновения, и длину прогрева можно оценить как $l_{lim} \approx T_h^2/(n_i/b + e^2 A_i I_L/\sigma)$. Следует также отметить, что в этом случае ток электронов вызывает сильное магнитное поле, которое также ограничивает его транспорт [36].

3.3. Рентгеновский высвет

Определив поглощение лазерного излучения и длину прогрева плазмы, мы рассчитывали рентгеновский высвет как в сплошном спектре, так и в линиях [37]. В эксперименте интенсивность и спектральный состав рентгеновского излучения измерялись 8-канальным рентгеновским анализатором. Исследования, проведенные при воздействии пикосекундного лазерного импульса с $I_L < 10^{17}$ Вт см $^{-2}$ на мишени из Al, показали, что в этих условиях коэффициент конверсии в относительно мягкое рентгеновское излучение составляет $k_X = 2\%$. Согласно расчетам по одномерному гидродинамическому коду ION [37], в котором зарядовый состав плазмы рассчитывается в кинетическом приближении, в наших условиях длительность рентгеновского свечения оказывается около 20 пс, а коэффициент конверсии растет с увеличением интенсивности и длительности лазерного импульса. Следует отметить, что измеренная конверсия лазерного излучения в Ly- α - и He- α -линиях для алюминиевой мишени оказалась достаточно высокой ($\sim 0,5\%$), что может быть использовано для создания монохроматического яркого рентгеновского источника. Оптимальным в этом случае можно считать условие равенства длины пробега рентгеновского кванта длине пробега быстрого электрона: $L_X \approx l_{he}$. Значительное увеличение выхода рентгеновского излучения из лазерной плазмы можно получить, создавая предплазму профилированным цугом лазерных импульсов или последовательностью цугов [38]. Проведенные расчеты для цуга пикосекундных импульсов (рис. 4) показали, что интенсивность тормозного и рекомбинационного излучения растет с увеличением расстояния между импульсами, а интенсивность He- α -линии (для алюминиевой мишени) имеет максимум при задержке 30 пс. Согласно оценкам оптимальное время задержки

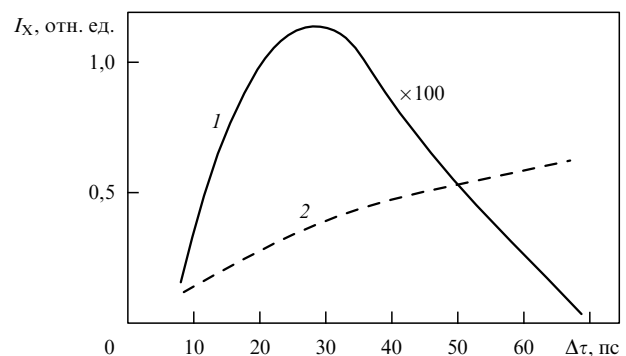


Рис. 4. Зависимость рентгеновского свечения плазмы I_X от времени задержки Δt между двумя импульсами в интегральном тормозном и рекомбинационном излучении (1) и в излучении He- α -линии с энергией перехода 1,6 кэВ (2).

между импульсами $\Delta\tau \propto (L_{\text{Li}}/T_{e0})^2\tau$, где L_{Li} — потенциал ионизации Li-подобного иона, T_{e0} — температура плазмы, созданной предимпульсом, τ — длительность лазерного импульса.

В отличие от мягкого рентгеновского излучения, жесткое есть прямой результат генерации быстрых электронов в окрестности фокального пятна. Из-за большой длины свободного пробега быстрые электроны могут проникать в область холодной мишени впереди фронта тепловой волны, где они либо излучают тормозным образом через столкновения с ионами, либо генерируют линейчатое излучение, выбивая электроны из К-оболочки атомов [39–42]. Для жесткого рентгена мы проводили расчеты интегрального высвета в условиях, близких к нашему эксперименту: поскольку интенсивность света превышала 10^{18} Вт см $^{-2}$, скорость быстрого электрона пропорциональна c . В этом случае зависимость тормозного излучения от функции распределения электронов, рассчитанная из KINET, логарифмическая, а полная мощность из единичного объема плазмы $\sim (Ze^6 n_e / m^2 c^4) \ln(\pi m v_E^2 / h \omega_X)$ [47].

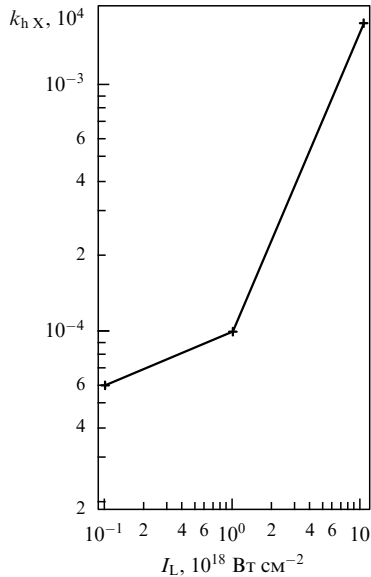


Рис. 5. Коэффициент трансформации лазерного излучения в жесткое рентгеновское излучение как функция интенсивности лазерного излучения.

Длительность рентгеновского импульса $\sim 0,1$ пс определяется временем жизни быстрого электрона $\tau_e \approx 1/n_i v_h \sigma_{\text{in}}$, где σ_{in} — сечение неупругого рассеяния в веществе. Полная энергия в этом импульсе: $e_X \approx e^6 Z n_e^2 l_s S \tau / h m c^2$, где S — площадь фокального пятна. Рассчитанный по KINET коэффициент трансформации лазерного излучения в жесткое рентгеновское излучение k_{hX} показан на рис. 5 [61]. Его поведение согласуется с результатами экспериментов работы [43], и для наших условий он составляет $\sim 10^{-4}$.

Через 0,1 пс после окончания лазерного импульса рентгеновское излучение не исчезает полностью, но заменяется тепловым мягким рентгеном. Следует отметить, что из-за релятивистских скоростей быстрых электронов генерация ими жесткого рентгеновского излучения будет происходить в направлении их движения в узком угле $\Delta\theta \sim 1/\gamma$, где γ — релятивистский фактор.

3.4. Генерация быстрых частиц

Впервые поток быстрых ионов наблюдали в экспериментах с пикосекундной плазмой [12, 50]. При $I_L \approx 10^{17}$ Вт см $^{-2}$ быстрые электроны, возникающие от резонансного поглощения, будут вылетать в вакуум и за счет амбиполярного поля ускорять ионы [35]. Результаты расчетов по программе SKIN характеристик быстрых ионов для параметров лазерного импульса, использованного в наших экспериментах, приведены на рис. 6. Энергию быстрых ионов можно оценить в этом случае через температуру быстрых электронов: $E_{hi} \sim M c_s^2 \sim T_h \sim 1$ МэВ, что согласуется с экспериментом [59]. Из зависимости коэффициента трансформации в мегавольтные ионы видно, что он увеличивается с ростом лазерной интенсивности пропорционально I^2 . Отметим следующее. Даже при интенсивности 5×10^{17} Вт см $^{-2}$ происходит укрупнение профиля плотности и критическая поверхность двигается внутрь мишени, что наблюдалось по красному смещу излучения с частотой 2ω в экспериментах [51, 52].

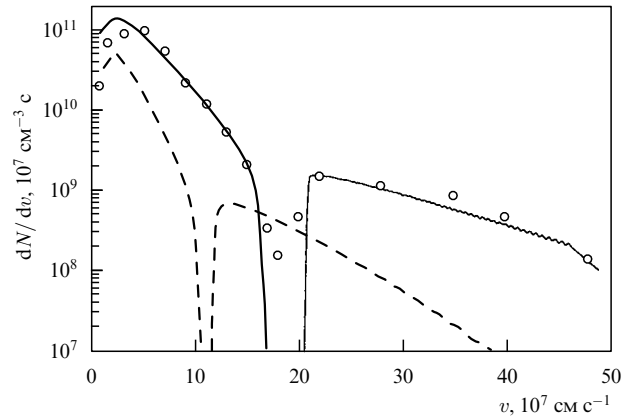


Рис. 6. Спектр скоростей ионов при взаимодействии Р-поляризованного гауссова импульса неодимового лазера длительностью 1,5 пс, падающего на алюминиевую мишень под углом 45°, для двух расчетных значений интенсивности $I = 10^{16}$ Вт см $^{-2}$ (штриховая линия) и 10^{17} Вт см $^{-2}$ (сплошная линия). Экспериментальные точки соответствуют интенсивности 10^{17} Вт см $^{-2}$.

Интерес представляет движение электронов и ионов в вакууме под действием лазерного поля. Так, в работе [54] был зарегистрирован пучок быстрых электронов, движущийся в направлении отраженного лазерного луча, а ионы летели по нормали к мишени [59, 60]. В работах [53, 55] численно, с помощью 2D PIC-вычислений, была определена диаграмма вылета быстрых электронов и ионов, качественно согласующаяся с результатами экспериментов.

При релятивистских интенсивностях мы можем определить скорость ионов, двигающихся в глубь мишени [25]:

$$u = c \left[\frac{Z}{A} \frac{m_e}{m_p} \frac{n_e}{n_c} \left(\frac{I \lambda^2}{2,7 \times 10^{18}} \right) \right]^{1/2}.$$

Если эти ионы являются тритонами и мишень состоит из трития на литиевой подложке, то возможна генерация термоядерных реакций [57] с выходом нейтронов

$$N_n \sim N_t \sigma^{(t+Li)} n_{\text{nu}}^{\text{Li}} j_{\text{eff}}^i \sim 10^{-2} N_{\text{He}}.$$

Здесь N_i — полное число быстрых ионов с энергией $\varepsilon = Mu^2/2$, их длина пробега

$$l_{\text{eff}}^i = \frac{\varepsilon^2}{2\pi} Z^{\text{Li}} n_{\text{nu}}^{\text{Li}} e^4 \ln \left(4 \frac{\varepsilon}{I_i} \right);$$

N_{he} — число быстрых электронов. В эксперименте [58] при лазерной интенсивности $I = 10^{18}$ Вт см $^{-2}$ было зарегистрировано $N_n \sim 200$.

Как видно из схемы (см. с. 74), с помощью интенсивного лазерного импульса возможна также генерация позитронов. Рассматривая сечения различных реакций в наших условиях, можно показать, что в материалах с высоким Z преобладает канал, связанный с конверсией γ -кванта в поле ядра в электрон-позитронную пару. В мишени из золота этот канал дает на порядок большее количество пар, чем канал электрон-ионных столкновений [57]. Таким образом, имея лазерную интенсивность 10^{21} Вт см $^{-2}$, можно получить источник позитронов, производящий 10^{12} частиц за время порядка времени лазерного импульса, причем из-за пространственного разделения зарядов, как показано в работе [49], можно сформировать узкий пучок позитронов от мишени, выполненной в виде фольги.

4. Заключение

1. Разработаны и созданы лазерные системы с длительностью импульса около 1 пс, способные фокусировать излучение на мишени до интенсивности 10^{19} Вт см $^{-2}$.

2. Разработан ряд диагностик для определения параметров лазерной плазмы, а также компьютерные коды для численного моделирования лазерно-плазменных систем PIKA, SKIN, ION, KINET.

3. Показано, что коэффициент поглощения лазерного излучения при наклонном падении на плоскую мишень убывает с ростом интенсивности и при 10^{19} Вт см $^{-2}$ достигает 30 %, а разница в поглощении для S- и P-поляризаций уменьшается с увеличением лазерной интенсивности.

4. Показана возможность значительного увеличения линейчатого рентгеновского излучения с помощью временного профилирования лазерных импульсов. Получен коэффициент конверсии в He- α -линию $k_x \approx 0,5$ %. Создан рентгеновский источник с интенсивностью до 10^{15} Вт см $^{-2}$.

5. Установлено, что вылет быстрых частиц с поверхности мишени происходит анизотропно, причем электроны движутся вблизи направления отраженного импульса света, а ионы — вдоль нормали к поверхности мишени. Зарегистрированы мегавольтные ионы и электроны с энергией более 10 МэВ.

6. Рассчитан выход позитронов и нейтронов от воздействия релятивистски интенсивного лазерного импульса на твердую мишень. Показано, что при достигнутых интенсивностях можно получить примерно 10^7 позитронов за вспышку.

В заключение выражаем благодарность Международному научно-техническому центру за финансовую поддержку работ в данном направлении.

Список литературы

1. Афанасьев Ю В и др. *Труды ФИАН* **134** 1 (1982)
2. Perry M D, Mourou G *Science* **264** 917 (1994)

3. Pukhov A, in *Technical Program IX Conference on Laser Optics* (St. Petersburg, June 22–26, 1998) p. 49
4. Андреев А А, Мак А А, Яшин В Е *Квант. электрон.* **24** 99 (1997)
5. Ваньков А Б и др. *Оптика и спектроскопия* **84** 94 (1998)
6. Бородин В Г и др. *Квантовая электроника* **25** 115 (1998)
7. Алексеев В Н и др. *Изв. АН СССР Сер. физическая* **48** 1477 (1984)
8. Chernov V N et al., in *Superstrong Fields in Plasmas* (AIP Conf. Proc., Vol. 426, Eds M Lontano et al.) (New York: AIP, 1998) p. 450
9. Malinov V A et al., in *Superstrong Fields in Plasmas* (AIP Conf. Proc., Vol. 426, Eds M Lontano et al.) (New York: AIP, 1998) p. 439
10. Borodin V G et al., in *Superstrong Fields in Plasmas* (AIP Conf. Proc., Vol. 426, Eds M Lontano et al.) (New York: AIP, 1998) p. 445
11. Kieffer J C et al. *Phys. Rev. Lett.* **62** 760 (1989)
12. Meyerhofer D D et al. *Phys. Fluids B* **5** 2584 (1993)
13. Sauerbrey R et al. *Phys. Plasmas* **1** 1635 (1994)
14. Rozmus W, Tikhonchuk V T *Phys. Rev. A* **42** 7401 (1990)
15. Pert G *Phys. Rev. E* **51** 4778 (1995)
16. Andreev A A et al. *Proc. SPIE* **2770** 82 (1996)
17. Гинзбург В Л *Распространение электромагнитных волн в плазме* (М.: Физматгиз, 1960)
18. Krueer W L *The Physics of Laser Plasma Interactions* (Frontiers in Physics, Vol. 73) (Redwood City, Calif.: Addison-Wesley, 1988)
19. Andreev A A, Semakhin A N *Proc. SPIE* **2097** 326 (1993)
20. Brunel F *Phys. Rev. Lett.* **59** 52 (1987)
21. Андреев А А и др. *ЖЭТФ* **101** 1808 (1992); Андреев А А, Платонов К Ю *Физика плазмы* **24** 26 (1998)
22. Gibbon P, Foerster E *Plasma Phys. Control. Fusion* **38** 769 (1996)
23. Gibbon P *Phys. Rev. Lett.* **76** 50 (1996)
24. Andreev A A, Platonov K Yu, Tanaka K, in *Proc. JAERI-Conf. 98-004* (March 1998) p. 37
25. Wilks S C et al. *Phys. Rev. Lett.* **69** 1383 (1992)
26. Estabrook K et al. *Phys. Rev. Lett.* **50** 2082 (1983)
27. Stamper J A et al. *Phys. Rev. Lett.* **26** 1012 (1971)
28. Sudan R N *Phys. Rev. Lett.* **70** 3075 (1993)
29. Ruhl H, Mulser P *Phys. Lett. A* **205** 388 (1995)
30. Аскарьян Г А и др. *Физика плазмы* **21** 884 (1995)
31. Андреев А А и др. *Квант. электрон.* **23** 907 (1996)
32. Limpouch J, Andreev A A, Semakhin A N *Proc. SPIE* **1980** 75 (1993)
33. Rae S C, Burnett K *Phys. Rev. A* **44** 3835 (1991)
34. Davis J, Clark R, Guilian J *Laser Particle Beams* **13** 3 (1995)
35. Гуревич А В, Мещеркин А П *ЖЭТФ* **80** 1810 (1981)
36. Bell A R et al. *Plasma Phys. Control. Fusion* **39** 653 (1997)
37. Andreev A A, Kurnin I V *J. Opt. Soc. Am. B* **13** 2 (1996)
38. Андреев А А и др. *Квант. электрон.* **24** 79 (1997)
39. Audebert P et al. *Europhys. Lett.* **19** 189 (1992)
40. Chen H et al. *Phys. Rev. Lett.* **70** 3431 (1993)
41. Rousse A et al. *Phys. Rev. E* **50** 2200 (1994)
42. Schnurer M et al. *Phys. Plasmas* **2** 3106 (1995)
43. Kmetec J D et al. *Phys. Rev. Lett.* **68** 1527 (1992)
44. Soom B et al. *J. Appl. Phys.* **74** 5372 (1993)
45. Jiang Z et al. *Phys. Plasmas* **2** 1702 (1995)
46. Hares J D et al. *Phys. Rev. Lett.* **42** 1216 (1979)
47. Andreev A A et al. *Proc. SPIE* **2770** 153 (1996)
48. Ruhl H *Phys. Plasmas* **3** 3129 (1996)
49. Lykov V A, Gryznych D A, Kandiev Ya Z Report at 13 LIRPP (13–18 April, Monterey, USA) Book of abstracts
50. Fews A P et al. *Phys. Rev. Lett.* **73** 1801 (1994)
51. Andreev A A et al., in *Superstrong Fields in Plasmas* (AIP Conf. Proc., Vol. 426, Eds M Lontano et al.) (New York: AIP, 1998) p. 61
52. Kalashnikov M P et al. *Phys. Rev. Lett.* **73** 260 (1994)
53. Estabrook K G, Valeo E J, Krueer W L *Phys. Fluids* **18** 1151 (1975)
54. Gauthier J-C J et al. *Proc. SPIE* **3157** 52 (1997)
55. Litvinenko I A, Andreev A A, Platonov K Yu, in *Technical Program IX Conference on Laser Optics* (St. Petersburg June 22–26 1998) p. 62
56. Denavit J *Phys. Rev. Lett.* **69** 3052 (1992)
57. Andreev A A, Platonov K Yu, in *Technical Digest, International Conference on LASERS' 97* (December 15–19 1997, The Fairmont Hotel New Orleans, Louisiana) p. 29
58. Pretzler G et al., in *Technical Digest, International Conference on LASERS' 97* (December 15–19 1997, The Fairmont Hotel New Orleans, Louisiana) p. 22
59. Andreev A A et al., in *Technical Program IX Conference on Laser Optics* (St. Petersburg June 22–26 1998) p. 49

60. Komarov V M et al., in *Technical Program IX Conference on Laser Optics* (St. Petersburg June 22–26 1998) p. 61
61. Andreev A A, Platonov K Yu, Gauthier J - C, in *Technical Digest, Application of High Field and Short Wavelength Sources VII* (March 19–22, 1997) p. 20

PACS number: 42.62.Hk

Фемтосекундная плазма в плотных наноструктурированных мишенях: новые подходы и перспективы

В.М. Гордиенко, А.Б. Савельев

1. Введение

Создание в последнее время нового поколения фемтосекундных лазерных систем (ФЛС) тераваттной мощности ($1 \text{ ТВт} = 10^{12} \text{ Вт см}^{-2}$, $1 \text{ фс} = 10^{-15} \text{ с}$) открывает принципиально новые возможности для исследований взаимодействия излучения с веществом и многочисленных приложений в различных областях науки и техники. ФЛС уже при небольшой энергии светового импульса в $10\text{--}100 \text{ мДж}$ и длительности $10\text{--}100 \text{ фс}$ обеспечивают тераваттный уровень мощности, что при фокусировке лазерного излучения дает возможность получить огромную интенсивность, превышающую интенсивность сверхсильного светового поля $\sim 10^{16} \text{ Вт см}^{-2}$ (внутриатомное кулоновское поле в атоме водорода). Такое **сверхинтенсивное** излучение, недоступное для получения другими способами в лабораторных условиях, позволяет изучать фундаментальные свойства вещества в экстремальных состояниях.

Создание нового инструмента исследований имеет революционное значение для науки, сравнимое с созданием источников энергии на основе ядерных реакций. Здесь следует отметить принципиальное отличие, состоящее, во-первых, в миниатюризации области концентрации энергии (порядка 10^{-11} см^3), что при гигантских энерговкладах $\sim 10^{11} \text{ Дж см}^{-3}$ исключает социальный фактор в проведении такого типа исследований, а во-вторых, в относительно недорогостоящей основной экспериментальной базе. Появление новых типов ФЛС стимулировало исследования, связанные с поведением вещества в состояниях, далеких от равновесных условий. Такая постановка проблемы характерна не только для фундаментальных исследований по физике, химии, биологии, но и для прикладных, направленных на разработку новых перспективных технологий, что отражается в лавинообразном нарастании числа публикаций на эту тему и установке такого типа ФЛС в основных зарубежных университетах и научных лабораториях. ФЛС нового поколения становятся базовыми приборами для мультидисциплинарных исследований.

Использование сверхкоротких световых импульсов принципиально меняет картину взаимодействия лазерного излучения с веществом, поскольку энергия поглощается в тонком слое твердотельной плотности до начала его гидродинамического расширения в вакуум. При интенсивностях фемтосекундного лазерного излучения более $10^{15} \text{ Вт см}^{-2}$ за время лазерного импульса электроны приобретают энергию в сотни и тысячи электронвольт независимо от типа материала мишени

— формируется фемтосекундная лазерная плазма (ФЛП). Температура ионов не претерпевает заметных изменений, и к моменту окончания лазерного импульса в зоне взаимодействия возникает сильно неравновесная плазма, в которой электронная подсистема обладает энергией, достаточной, с одной стороны, для генерации интенсивного рентгеновского излучения сверхкороткой длительности, инициирования лазерно-управляемых ядерных процессов и т.д. [1–3], а с другой — для эффективного и прецизионного испарения облученного объема, что и определяет основу новой фемтотехнологии обработки материалов [5, 6].

В настоящей работе изложены основные результаты, полученные в лаборатории сверхсильных световых полей Международного учебно-научного лазерного центра и физического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова за несколько последних лет. Основная цель работ — исследование путей управления процессами, протекающими в ФЛП. Нами показано, что управление процессами в плазме позволяет формировать ФЛП с желаемыми температурой и плотностью электронов и ионов, спектром рентгеновского свечения либо получать плазму с новым, ранее недоступным сочетанием этих основных характеристик.

Перспективным путем повышения поглощательной способности и "эффективной" нелинейно-оптической восприимчивости ФЛП является возбуждение поверхностных электромагнитных волн (ПЭВ) на мишенях с периодическим рельефом поверхности, рассмотренное во втором разделе работы. Третий раздел посвящен проведенным нами экспериментам по исследованию ФЛП в сверхтонких свободно висящих пленках (углеродных), когда тепловой поток в глубь мишени оказывается подавленным, что приводит к "перегреву" ФЛП. В четвертом разделе представлены результаты по формированию плазмы и ее свойствам в пористых наноструктурированных веществах.

Эксперименты проводились с использованием фемтосекундной эксимерной системы сверхсильного светового поля, развитие которой описано в целом ряде публикаций [6–9]. Для проведения экспериментов по формированию ФЛП и ее исследованию в лаборатории создан диагностический комплекс, включающий контроль точности фокусировки в пятно диаметром 3 мкм — производится по сигналу второй гармоники "на отражение" и по измерению полной энергии рентгеновского излучения плазмы в диапазон энергий квантов $E > 3 \text{ кэВ}$ с помощью ФЭУ со сцинтиллятором NaI(Tl) ; регистрацию по второму идентичному каналу, снабженному сменными фильтрами квантов с энергией $E > 5\text{--}50 \text{ кэВ}$; регистрацию мягкого рентгеновского излучения с помощью р-и-п-диодов с фильтрами ($0,05 < E < 1 \text{ кэВ}$). Скорость разлета плазмы измеряется с помощью времяпролетного детектора на основе ВЭУ с усилителем на микроканальной платине.

2. Возбуждение поверхностных электромагнитных волн

Модуль волнового вектора ПЭВ в случае ФЛП превышает волновой вектор падающего излучения, и поэтому для компенсации расстройки мы использовали поверхность с периодически модулированной поверхностью [9–11]. Была впервые продемонстрирована резонансная