

КОНФЕРЕНЦИИ И СИМПОЗИУМЫ

НАУЧНАЯ СЕССИЯ ОТДЕЛЕНИЯ ОБЩЕЙ ФИЗИКИ И АСТРОНОМИИ
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

(30 декабря 1992 г.)

30 декабря 1992 г. в Институте физических проблем им. П.Л. Капицы РАН состоялась научная сессия Отделения общей физики и астрономии РАН. На сессии были заслушаны доклады на общую тему "Фемтосекундные импульсы и их применение в физике":

1. П.Г. Крюков. Современные тенденции исследований в области фемтосекундных импульсов и возможности их использования в экспериментальных исследованиях по нелинейной квантовой электродинамике.

2. Е.М. Дианов, А.М. Прохоров, В.Н. Серкин. Нелинейное распространение фемтосекундных импульсов в волоконных световодах.

3. В.М. Гордиенко, Н.И. Коротеев, В.Т. Платоненко. Генерация сверхсильных оптических полей на основе мощных фемтосекундных лазерных систем с эксимерным усилением и эксперименты по генерации сверхкоротких рентгеновских импульсов.

Краткое содержание одного доклада публикуется далее.

В.М. Гордиенко, Н.И. Коротеев, В.Т. Платоненко. Генерация сверхсильных оптических полей на основе мощных фемтосекундных лазерных систем с эксимерным усилением и эксперименты по генерации сверхкоротких рентгеновских импульсов. Развитие техники генерации мощных фемтосекундных импульсов привело к созданию "настолярного" типа лазерных систем тераваттного уровня мощности, с помощью которых при сравнительно невысоких энергиях импульсов $1-10^{-2}$ Дж

могут быть реализованы интенсивности более 10^{16} Вт/см² и соответственно световые поля, превышающие по напряженности внутриаомные [1].

Под воздействием фемтосекундных световых импульсов такой интенсивности на поверхности мишени генерируется тонкий слой горячей плазмы, обладающей уникальными параметрами, которые не могут быть реализованы другими методами. Малая длительность создающего плазму импульса и конечное время разлета плазмы создают условия реализации режима "инерционной консервации" плазмы. Ее температура ограничивается в основном переносом тепла в глубь мишени и в приближении диффузионного теплопереноса может быть оценена по формуле [2]

$$T \approx 2,5 \cdot 10^{-4} Q^{2/3} \tau^{-1/3},$$

где T — в эВ, Q — энергия, поглощенная единицей поверхности в Дж/см², τ — длительность импульса в секундах. При $\tau = 10^{-12} - 10^{-13}$ с и интенсивностях $10^{16} - 10^{19}$ Вт/см² температура в приповерхностной плазме оказывается порядка сотен и тысяч электрон-вольт, с концентрациями электронов $10^{23} - 10^{24}$ см⁻³, давлением 10—100 Мбар. При этом плазма существенно неравновесна и нестационарна, время ее жизни близко к 10^{-12} с, толщина плазменного слоя — тысячи ангстрем, а толщина его фронта — сотни ангстрем. Уровень интенсивностей $10^{18} - 10^{19}$ Вт/см² лежит на границе, за которой световое давление превышает термодинамическое, реализующееся в плазме (последнее растет с интенсивностью медленнее, чем световое). В диапазоне интенсивностей 10^{19} Вт/см² движение свободного электрона в световом поле приобретает релятивистский характер. Таким образом, припо-

верхностная фемтосекундная плазма представляет собой физический объект с уникальными параметрами, изучение которого открывает новое направление в фундаментальных физических исследованиях. Это в первую очередь относится к вопросам электродинамики взаимодействия интенсивного излучения с высокоградиентным, быстро расширяющимся фронтом высокотемпературной (почти бесстолкновительной) плазмы; к влиянию сверхсильных полей (значительно превышающих внутриатомные $\sim 10^9$ Вт/см) на характер протекания и сечения элементарных столкновительных процессов; к физике процессов переноса и гидродинамических течений в сильно неравновесной плазме при высоких градиентах различных параметров; к инициированию фазовых превращений за счет экстремальных динамических давлений и т. д.

Одновременно такая плазма является мощным источником рентгеновского излучения, и это одна из причин повышенного интереса к ней. Некогерентное излучение горячей приповерхностной плазмы в рентгеновском диапазоне может иметь длительность $\sim 10^{-12}$ с на длинах волн $10 - 60 \text{ \AA}$ [1].

Разработанная в МГУ по инициативе покойного С.А. Ахманова фемтосекундная лазерная система позволяет получать при фокусировке излучения на мишень интенсивность более 10^{16} Вт/см² как в видимом диапазоне $0,57 - 0,63$ мкм (система на основе лазеров на красителях), так и в УФ на длине волны $0,308$ мкм (система на эксимерных молекулах ХеСl) при длительности генерируемых импульсов около 400 фс. Она состоит из стартового комплекса на основе твердотельного пикосекундного лазера на алюминате иттрия с гибридной синхронизацией мод и комбинированной обратной связью, лазера на красителе с синхронной накачкой, блока усилителей на красителе, преобразователя частоты излучения комплекса эксимерных усилителей на ХеСl [3 - 5].

По ширине полосы усиления эксимерные среды конкурируют с конденсированными средами, по энергии насыщения они сравнимы с красителями ($\sim 10^{-3}$ Дж/см²) и уступают твердотельным средам (~ 1 Дж/см²). Но относительная простота масштабирования усилительных каскадов делает эксимерные системы конкурентоспособными при их использовании для усиления импульсов с длительностью $3 \cdot 10^{-13}$ с до энергий $1 - 10$ Дж.

К фемтосекундным лазерным системам, используемым для получения высокотемпературной приповерхностной плазмы, предъявляются следующие требования:

— высокая мощность;

— высокий энергетический контраст генерируемых импульсов;

— высокое спектральное и пространственное качество пучка, позволяющее сфокусировать излучения в пятно, размером, близким к дифракционному пределу.

Созданная в МГУ система обеспечивает мощность в несколько гига watt в видимом диапазоне и до ста гига watt в УФ, контраст по энергии около ста и близкой к гауссовой структуре светового пучок. В работах [3,4] экспериментально реализована схема высокоинтенсивного (более 1 ГВт/см^2) узкополосного источника ($\Delta\lambda \leq 0,5 \text{ \AA}$) мягкого рентгеновского излучения ($\lambda \approx 40 \text{ \AA}$) с использованием согласованных фокусирующих рентгеновских зеркал. Было показано, что оптимизация и согласование параметров лазерного излучения, материала мишени и характеристик многослойных фокусирующих зеркал позволяет создать источник мощного некогерентного рентгеновского излучения сверхкороткой длительности с управляемыми спектрально-временными и пространственными характеристиками.

Поскольку оптическая плотность приповерхностной плазмы мала, значительная часть энергии ее рентгеновского излучения лежит в области резонансных линий ионов. Это позволяет с помощью резонансных (многослойных) рентгеновских зеркал выделить относительно узкополосные мощные импульсы рентгеновского излучения. Наиболее эффективным представляется использование характеристических линий водородо- и гелиеподобных ионов легких элементов с атомными номерами $A > 10$.

Остановимся кратко на ожидаемых и реализованных в МГУ характеристиках рентгеновского излучения. Длительность рентгеновского импульса определяется временем охлаждения и рекомбинации плазмы, а также временем высвечивания возбужденных ионов. Время высвечивания может быть оценено по формуле

$$\tau^{-1} = \frac{8\pi^2}{3} \frac{e^2}{mc\lambda^2} f,$$

где e — заряд электрона, m — масса, λ — длина волны, c — скорость света, f — сила осциллятора. Для интенсивных линий водородо- и гелиеподобных ионов $1 > f > 0,5$. Уже при $\lambda \approx 50 \text{ \AA}$ время высвечивания таких ионов составляет две-три пикосекунды, а при $\lambda \approx 10 \text{ \AA}$ близко к 10^{-13} с. Время охлаждения (за счет термодиффузии и газодинамического расширения) по порядку величины не превышает длительности греющего импульса. По-

этому при использовании лазерных импульсов с высоким контрастом длительность рентгеновских импульсов не должна существенно превышать 10^{-12} с.

При низком контрасте, когда плотность энергии фонового излучения достаточна для абляции материала (~ 1 Дж/см²), основной импульс греет расширяющуюся плазму, создаваемую предимпульсом. В этом случае длительность рентгеновского импульса может оказаться значительно больше.

Для получения высокой интенсивности излучения на резонансных и гелиеподобных ионах необходимо реализовать высокую концентрацию таких ионов в возбужденных состояниях. Сечения возбуждения и ионизации таких ионов быстро убывают с ростом атомного номера элемента. Оценки показывают [2], что при твердотельной плотности элементов элементы с номерами $A \leq 12-13$ могут быть почти полностью ионизированы при температуре ≤ 1 кэВ за субпикосекундные времена. Тем самым может быть реализована высокая концентрация возбужденных ионов, излучающих на длинах волн порядка 10 \AA . Получение высокой концентрации возбужденных водородо- и гелиеподобных ионов элементов с $A > 15$ за субпикосекундные времена представляется проблематичным.

Оценки показывают, что конверсия лазерного излучения в резонансные линии водородо- и гелиеподобных ионов элементов с $A \leq 12-13$ может быть достаточно высокой. Можно предположить, что на стадии рекомбинации полностью ионизированной плазмы каждый ион дает один квант характеристического излучения с энергией $h\nu = 0,25$ кэВ ($\lambda = 40 \text{ \AA}$). Тогда приповерхностный слой плазмы толщиной в 500 \AA [2] с исходной плотностью $5 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$ излучает энергию с плотностью 10 Дж/см². При типичных значениях плотности энергии лазерного излучения в такого рода экспериментах $\gtrsim 10^3$ Дж/см² это соответствует конверсии порядка процента. При этом полная ионизация элементов с $A = 5-6$ при твердотельной плотности вещества и температуре в сотни электрон-вольт происходит за малые времена $\sim 10^{-13}$ с. Точное решение этой задачи, разумеется, требует численных расчетов на ЭВМ.

В экспериментах, проведенных в МГУ, использовалось излучение фемтосекундной эксимерной системы на ХеCl с интенсивностью на мишени более 10^{15} Вт/см² при плотности энергии $\sim 5 \cdot 10^2$ Дж/см². В вакуумной камере взаимодействия были расположены плоская мишень на микрометрической подвижке, калиброванные pin-диоды с полосовыми фильтрами, камера-обскура для измерения

диаметра излучающего рентгеновского источника вместе с системой ввода изображения и рентгеновская стрик-камера с временным разрешением 5 пс [3]. Многослойные рентгеновские зеркала располагались на двойном фокусном расстоянии от мишени. В качестве материалов мишеней были B_4C , Si, Fe. В схеме интенсивного рентгеновского источника использовались узкие спектрально-яркие характеристические линии водородо- и гелиеподобных ионов бора в сочетании со спектрально-согласованными многослойными рентгеновскими зеркалами, разработанными в группе С.В. Гапонова (ИПФ РАН). С их помощью можно было выделять из излучения лазерно-индуцированной приповерхностной плазмы (мишень B_4C) следующие линии: $\lambda = 48,6 \text{ \AA}$, $1s^2S - 2p^2P^0$; $\lambda = 60,3 \text{ \AA}$, $1s^2S - 2p^1P^0$. Длительность рентгеновского импульса оценивалась с помощью рентгеновской стрик-камеры и ограничивалась ее временным разрешением 5 пс. Конверсия светового излучения в рентгеновское на волне с $\lambda = 48,6 \text{ \AA}$ составила $\eta \approx 2\%$ и на $\lambda = 60,3 \text{ \AA}$ оказалась $\eta \approx 0,2\%$ [6, 7]. Полученные экспериментальные данные позволили дать оценку снизу на величину интенсивности лазерно-плазменного рентгеновского источника сверхкоротких импульсов, которая оказалась $\sim 5 \cdot 10^9$ Вт/см² для наиболее яркой линии бора ($\lambda = 48,6 \text{ \AA}$) с потенциалом ионизации 340 эВ для водородоподобного иона.

Проведенные исследования показывают, что приповерхностная лазерно-индуцированная плазма может быть эффективным источником интенсивного некогерентного рентгеновского излучения. Повышение интенсивности рентгеновских источников такого рода может быть связано как с увеличением температуры электронов T_e , так и с уменьшением длины волны. Считая плазму "абсолютно черной", в области резонансной линии можно дать оценку на "предельную интенсивность" I_x рентгеновского источника с сопряженным зеркалом, собирающим излучения в телесный угол $\Delta\Omega$, имеющим коэффициент отражения R и спектральную ширину $\Delta\lambda$:

$$I_x \leq \frac{hc}{\lambda^4} \frac{1}{\exp(hc/\lambda T_e) - 1} \frac{\Delta\lambda}{\lambda} R.$$

При интенсивности фемтосекундного лазерного излучения на мишени порядка 10^{18} Вт/см² электронная температура достигает величины порядка 1 кэВ и предельная интенсивность рентгеновского источника составит $I_x \approx 10^{12}$ Вт/см² при $R = 30\%$, $\Delta\Omega = 0,2$ ср, $\Delta\lambda/\lambda = 2 \cdot 10^{-2}$, $\lambda = 25 \text{ \AA}$. Перспективным для создания эффективных источников жесткого рентгеновского излучения сверхкороткой длительности представляется использование в каче-

стве мишеней тонких пленок ($\sim 1000 \text{ \AA}$). В этом случае "выключается" основной механизм отвода тепла с поверхности мишени, что снижает требования к интенсивности "греющего" пучка.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Мощные пико- и фемтосекундные лазерные системы; вещество в сверхсильных световых полях. — Итоги науки и техники. Сер. "Современные проблемы лазерной физики", Т. 4. Под ред. С.А. Ахманова. М, ВИНТИ, 1991.
2. *Platonenko V.T.* Laser Phys. 1992, 2:6, 852.
3. *Баянов И.М., Биглов З.А., Гордиенко В.М., Зверева М.Г., Магницкий С.А., Слободнюк В.А., Тарасевич А.П.* Изв. АН СССР. Сер. физ. 1990, 54:12, 2464,
4. *Bayanov I.M., Gordienko V.M., Djidjoev M.S., Magnitskii S.A., Pryalkin V.I., Tarasevich A.P.* Proc. SPIE, V. 1800: Superintense Laser Fields. 1991.
5. *Ахманов С.А., Баянов И.М., Гордиенко В.М., Джиджоев М.С., Краюшкин С.В., Магницкий С.А., Платоненко В.Т., Пономарев Ю.В., Савельев А.П., Слободчиков Е.В., Тарасевич А.П.* КЭ. 1991, 18:3, 278.
6. *Akhmanov S.A., Bayanov I.M., Gaponov S.V., Gordienko V.M., Djidjoev M.S., Krayushkin S.V., Magnitskii S.A., Platonenko V.T., Ponomarev Yu.V., Savel'ev A.B., Salaschenko N.N., Slobodchikov E.V., Tarasevich A.P.* Proc SPIE. V. 1800: Superintense Laser Fields. 1991.
7. *Ахманов С.А., Баянов И.М., Гапонов С.В., Гордиенко В.М., Джиджоев М.С., Иванов А.А., Краюшкин С.В., Магницкий С.А., Платоненко В.Т., Платонов Ю.В., Пономарев Ю.В., Савельев А.Б., Слободчиков Е.В., Тарасевич А.П.* Изв. РАН, Сер. физ. 1992, 56:9, 112.