

## Screening of uniformly moving charged macroparticle in nonequilibrium plasma

A. V. Filippov

Troitsk Institute for Innovation and Fusion Research, Troitsk, Moscow region, Russia

A. G. Zagorodny

Bogolyubov Institute for Theoretical Physics, Kiev, Ukraine

*The screening of a moving charged dust particle in the nonequilibrium plasma is studied by using the point sink model. Characteristic times of polarization charge cloud formation around the moving particle are established. It is shown that the steady potential of the moving charged macroparticle has a dipole component which becomes dominant at large distances from the macroparticle. The interaction force of the moving charged macroparticle with the induced charge cloud is determined and it is shown that the direction of this force can coincide with the macroparticle velocity direction.*

PACS: 41.20.-q

УДК 533.9

## Диагностика плазмы, создаваемой при воздействии фемтосекундных лазерных импульсов на мишени с внутренней наноструктурой

И. Ю. Скобелев, А. Я. Фаенов, С. В. Гасилов, Т. А. Пикуз

Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

С. А. Пикуз-мл.

Московский физико-технический институт (ГУ), г. Долгопрудный, Московская обл., Россия

А. И. Магунов

Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, Москва, Россия

А. С. Болдарев, В. А. Гасилов

Институт математического моделирования РАН, Москва, Россия

*Проведена рентгеноспектральная диагностика процесса взаимодействия фемтосекундных лазерных импульсов интенсивностью  $10^{16}$ — $10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup> с CO<sub>2</sub>-кластерами и замороженными частицами воды нанометровых размеров. Изучается стадия разлета кластеров и образования плазменного канала, определяющая параметры формируемого источника рентгеновского излучения и потоков ускоренных ионов. Измерения основаны на регистрации пространственно разрешенных рентгеновских спектров H- и He-подобных ионов кислорода. Использование для диагностики спектров ридберговских переходов позволяет определять параметры плазмы, образующейся к моменту времени  $t \sim 10$  пс от начала лазерного фемтосекундного импульса. Показана роль заднего фронта лазерного импульса для поддержания температуры плазмы  $\sim 100$  эВ на стадии неадиабатического разлета кластеров. Анализ профилей и относительных интенсивностей спектральных линий*

*позволил определить температуру и плотность электронов в плазме, выделить фракции "тепловых" ионов и ионов, ускоренных до энергий в десятки килоэлектронвольт. Показано, что использование в качестве мишени твердых кластеров из замороженных капель воды нанометровых размеров приводит к существенному увеличению числа быстрых He-подобных ионов. Эффективность ускорения H-подобных ионов за счет использования кластерных мишеней не возрастает, поскольку время их ионизации в плазме превышает время разрушения кластеров.*

PACS: 52.25.-b

### Введение

Создание лазеров с субпикосекундной длительностью импульсов и мощностью в несколько тераватт открыло новые возможности в исследовании взаимодействия лазерного излучения с веществом. Представляют большой интерес как изучение фундаментальных проблем физики высоких плотностей энергии, так и различные прикладные задачи — разработка на основе лазерной плазмы эффективных источников рентгеновского излучения; формирование потоков ускоренных заряженных частиц. При этом использование различного рода структурированных мишеней, состоящих из плотных кластеров нанометровых масштабов (газовые кластеры [1—3], снежные нанозерна [4], капли [5]) позволяет получать плазму с уникальными свойствами. С одной стороны, в местах, где находятся кластеры, образуется плазма с плотностью, существенно превосходящей критическую, состоящая из многозарядных ионов и электронов с килоэлектронвольтными энергиями [6—13]. С другой стороны, в силу малости средней плотности среды и размера отдельных кластеров электромагнитная волна свободно проникает в области с электронной плотностью выше критической, что обеспечивает эффективное поглощение энергии лазерного импульса в большом объеме среды. При обеспечении достаточно высокого контраста лазерного импульса эффективность поглощения может составлять до 90 % [4], а доля энергии лазерного импульса, трансформирующаяся в рентгеновское излучение, — порядка 10—15 % и имеет нетепловой характер [10—14].

Важно отметить, что генерация быстрых ионов в плазме осуществляется фактически на поверхности, где происходит разделение зарядов и возникает мощное электрическое поле. В плазме структурированной мишени, которая в первые моменты времени фактически представляет собой совокупность большого числа пространственно разделенных плотных плазменных образований, электрические поля будут возникать внутри объема плазмы, и генерация быстрых ионов будет осуществляться не поверхностно, а объемно [15, 16].

В результате обеспечивается возможность создания компактных источников пучков электронов

и ионов с кинетическими энергиями от десятков килоэлектронвольт до единиц мегаэлектронвольт, нейтронного источника для исследования разрушения материалов, источников рентгеновского излучения для рентгеномикроскопии или рентгенолитографии.

В настоящей работе методами рентгеновской спектроскопии изучается взаимодействие лазерного импульса фемтосекундной длительности с газовыми и твердыми кластерами на этапе их неадиабатического разлета. На основе сопоставления регистрируемых профилей спектральных компонент с расчетными измеряются энергия направленного движения создаваемых быстрых ионов и ее зависимость от параметров лазерного импульса и структуры мишени.

### Диагностический метод

В течение и после лазерного импульса параметры плазмы, формируемой в кластерной мишени, и характер процессов, протекающих в ней, сильно меняются. Это дает возможность построить иерархию времен эволюции плазмы [14, 17]. Выделим следующие характерные этапы эволюции возбуждения, привносимого лазерным импульсом.

- На первом этапе происходят нагрев кластеров и образование высокотемпературной плазмы высокой плотности (вплоть до твердотельной при обеспечении малости лазерного предимпульса) в областях первоначального расположения кластеров [10, 11, 17—20]. Длительность этапа определяется длительностью лазерного импульса и размером кластера и обычно составляет несколько десятков или сотен фемтосекунд.

- На втором этапе в результате разлета плотных плазменных областей формируется пространственно-однородный плазменный канал с диаметром, соответствующим диаметру лазерного пятна. Одновременно с распадом нагретых кластеров кинетическая энергия электронов переходит в рентгеновское излучение и кинетическую энергию ионов. Длительность этапа варьируется в пределах от нескольких десятков до нескольких сотен пикосекунд. При этом следует отметить, что характерная конечная энергия ионов превосходит энергию электронов.

• На третьем этапе на временах порядка нескольких наносекунд происходит распад полученной пространственно однородной плазмы.

Протекание процессов на первом этапе и параметры образующейся плазмы очень сильно зависят от контраста лазерного импульса и размера кластеров [10, 11, 17—29]. Наличие достаточно мощного предимпульса пикосекундной длительности может привести к разрушению кластеров еще до прихода основного фемтосекундного импульса, поэтому для формирования сверхплотной горячей плазмы необходимо использование импульсов высокого контраста и кластеров достаточно большого размера. Например, при контрастах  $K \sim 10^5$ – $10^6$  и размерах кластеров  $\sim 0,1$ – $1,0$  мкм удается получить плазму с плотностью  $N_e \geq 10^{22}$  см<sup>-3</sup> [10, 11, 18, 19, 27].

На втором этапе гораздо большее значение приобретает временная зависимость интенсивности заднего фронта нагревающего импульса нежели соотношение интенсивностей предимпульса и основного импульса. Даже при использовании лазеров высокого контраста задний фронт при типичной длительности 1—10 пс дает плотность потока порядка  $10^{12}$ – $10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup>. Это означает, что разлет кластеров на этом этапе будет неадиабатическим в течение достаточно длительного времени, которое может быть сопоставимо со временем формирования плазменного канала. Для параметров плазмы, создающейся на этом этапе, также важно отношение размера кластера к межкластерному расстоянию, которое определяет среднюю плотность плазменного канала.

К настоящему времени хорошо развиты и используются рентгеноспектральные методы диагностики высокотемпературной плазмы, формируемой на этапе нагрева кластеров [17—29]. Вместе с тем весьма актуальной представляется также задача диагностики второй стадии эволюции возбуждения, т. е. разлета нагретых кластеров, поскольку именно в этот момент плазма может служить активной средой ультрафиолетовых и рентгеновских лазеров или использоваться для ускорения и каналирования пучков многозарядных ионов [12, 30—33]. При этом использование рентгеноспектральных методик для этой стадии осложняется тем, что преобладающая часть рентгеновской эмиссии плазмы формируется уже на первой стадии нагрева кластеров. Поэтому для диагностики необходимо использовать только те компоненты спектра, формирование которых приходится преимущественно на стадию разлета. К таким компонентам относятся ридберговские переходы в сравнительно низкозарядных ионах, которые на начальной стадии нагрева, т. е. в плазме высокой плотности, вследствие штарковского

уширения дают квазинепрерывные спектры и формируют фон на наблюдаемых спектрограммах, а их линейчатая часть формируется только на этапе разлета кластеров, когда плотность плазмы становится существенно ниже.

В настоящей работе в качестве таких спектров были выбраны переходы  $1snp - 1s^2$  с  $n = 2$ — $9$  He-подобного иона O VII и линии  $3p - 1s$  и  $2p - 1s$  H-подобного иона O VIII. Это позволило провести диагностику стадии распада нагретых кластеров, исследовать зависимости параметров образующейся плазмы и потоков ускоряемых ионов от контраста и длительности лазерного импульса и от параметров кластеров.

Измерения параметров плазмы и генерируемых потоков заряженных частиц проводили путем сравнения наблюдавшихся рентгеновских эмиссионных спектров с результатами теоретического расчета. Спектральная зависимость интенсивности рентгеновского излучения плазмы для линий H- и He-подобных ионов вычислялась по следующей формуле:

$$I(\lambda) = C \sum_j A_j \left\{ 1 - b S_j(\lambda) + \frac{b}{\sqrt{\pi} \Delta \lambda_{w,j}} \times \right. \\ \left. \times \exp[-(\lambda - \lambda_j)^2 / \Delta \lambda_{w,j}^2] N_j, \right. \quad (1)$$

где  $C$  — нормировочная константа;  
 $A_j$  и  $\lambda_j$  — скорость радиационного перехода и длина волны в линии  $j$ , соответственно;  
 $N_j$  — заселенность верхнего уровня для перехода  $j$ .

Для простоты мы аппроксимировали функцию распределения ионов суммой двух максвелловских распределений с  $T_i$  и  $T_f$  — температурой основной фракции "тепловых" ионов и эффективной температурой фракции ускоряемых "быстрых" ионов. Значение  $T_i$  определяет прежде всего форму центральной части профиля линий  $He_{\beta}$  и  $Ly_{\alpha}$ . Параметр  $b$  определяет долю быстрых ионов с  $T_f$ , излучение которых дает вклад в далекие крылья линий шириной  $\Delta \lambda_{w,j} = \lambda_j (2T_f/m_i)^{1/2}/c$  ( $m_i$  — масса иона;  $c$  — скорость света).

$S_j(\lambda)$  — спектральная функция для центральной части линии  $j$ , вычисляемая с учетом штарковского и доплеровского уширения по формуле

$$S_j(\lambda) = \frac{1}{\sqrt{\pi} \Delta \lambda_j} \sum_{\alpha} \int \gamma_{j,\alpha}(F) \exp \times \\ \times [-(\lambda - \lambda_{j,\alpha}(F))^2 / \Delta \lambda_j^2] W(F) dF, \quad (2)$$

где  $W(F)$  — функция распределения напряженности ионного микрополя  $F$ ;

$\gamma_{j,\alpha}(F) = A_{j,\alpha}(F)/A_j$  и  $\lambda_{j,\alpha}(F)$  — коэффициент ветвления скорости радиационного

распада и длина волны перехода для штарковской компоненты  $\alpha$  линии  $j$ , соответственно;

$$\Delta\lambda_j = \lambda_j(2T_i / m_i)^{1/2} / c$$

— доплеровская полуширина линии для "тепловых" ионов с температурой  $T_i$ .

При электронной плотности ниже критической вклад ударного уширения линий пренебрежимо мал.

Наблюдаемые относительные интенсивности, определяемые в основном центральными областями линий, моделировались расчетом их ширин по формуле (2) и заселенностей уровней в (1) по стационарной ударно-излучательной кинетической модели, что позволяет оценить значения  $N_e$ ,  $T_e$  и  $T_i$ . Расчет проводился в приближении линейного штарковского сдвига с функцией распределения микрополя, учитывающей дебаевское экранирование и ионные корреляции. Далекие крылья линий аппроксимировались вкладами экспоненциальных слагаемых в (1) подбором значений эффективной температуры быстрых ионов  $T_f$  и весового множителя  $b$ .

Следует отметить, что выражение (1) справедливо для оптически тонкой плазмы. Для учета поглощения вблизи центральной области линии  $L_{\alpha}$  в расчете использовалось приближение однородного слоя

$$\bar{I}(\lambda \sim \lambda_j) = \frac{I(\lambda_j)}{\eta_j} [1 - \exp(-\eta_j I(\lambda) / I(\lambda_j))],$$

где  $\eta_j$  — оптическая толщина плазмы в центре линии.

### Экспериментальная установка и результаты измерений

Экспериментальные исследования были выполнены на Ti:Sa-лазерах в лаборатории SLIC Научно-исследовательского центра Saclay Комиссариата по атомной энергии Франции и в Racah Institute of Physics, Hebrew University, Иерусалим.

Для экспериментов [34] по воздействию на газовые кластеры использовалось импульсное излучение с энергией до 600 мДж и длительностью импульса  $\sim 65$  фс. Величина предимпульса, следующего в 2-пикосекундном шаге от основного импульса, обеспечивала контраст  $\sim 10^5$ . Для повышения лазерного контраста был использован метод двойного плазменного зеркала (ДПЗ), при котором "очистка" основного импульса происходит при последовательном отражении выходного пучка лазера от системы двух взаимно параллельных диэлектрических зеркал [35]. При этом повышение контраста составляет около  $10^4$ , а потери энергии на отражение равны  $\sim 50\%$ . В ваку-

умной камере лазерный пучок фокусировался внеосевым параболическим зеркалом  $f'/2,5$  ( $f' = 300$  мм) на импульсную газово-кластерную мишень (газ  $\text{CO}_2$ ) в фокальное пятно диаметром  $\sim 10$  мкм. Плотность потока лазерной энергии в фокальном пятне при использовании ДПЗ составляла  $E = 7,6 \cdot 10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup>.

Для производства кластеров было разработано специальное коническое сопло длиной 75 мм с входным и выходным отверстиями диаметром 0,5 и 2,0 мм, соответственно. Параметры сопла и давление газа на выходе из него были оптимизированы с использованием газодинамических расчетов процессов в соплах, формирующих двухфазные струи [17, 36, 37], для получения максимального выхода кластеров требуемого размера ( $d_{rk} \sim 1$  мкм). Лазерное излучение фокусировалось на газовую струю на расстоянии 1,2 мм от выходного среза сопла (схема установки — на рис. 1, а). Давление газа, поступающего в сопло, варьировалось в пределах 20—40 бар и, таким образом, размер кластеров менялся от  $\sim 0,3$  до  $\sim 0,9$  мкм. Параметры газовых кластеров и лазерного импульса, при которых проводились эксперименты, приведены в табл. 1.

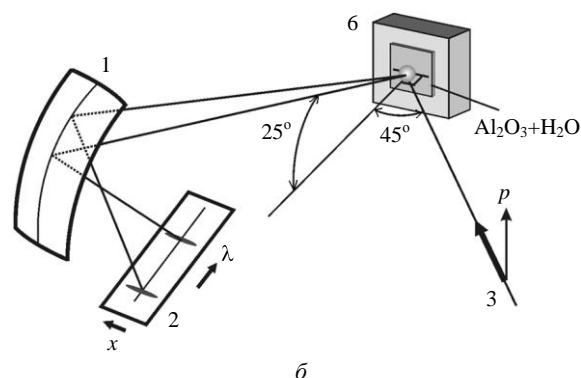
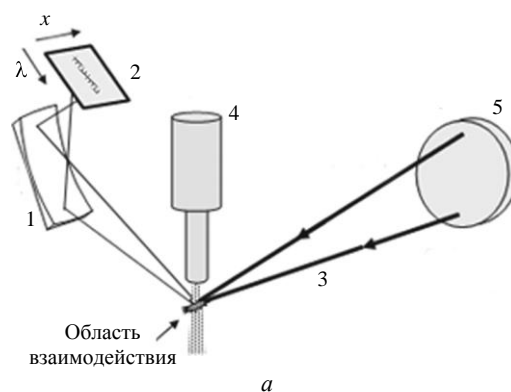


Рис. 1. Схема эксперимента по рентгеноспектральной диагностике взаимодействия фемтосекундных лазерных импульсов с кластерными мишенями: газовыми  $\text{CO}_2$ -кластерами (а) и снежными зернами нанометровых масштабов (б):

- 1 — сферически изогнутый кристалл; 2 — ПЗС-камера;
- 3 — лазерное излучение; 4 — газовое сопло; 5 — внеосевая парабола; 6 — охлаждаемая мишень

Таблица 1

Номер эксперимента	Лазерный импульс		Струйная газово-кластерная мишень			
	энергия, мДж	контраст	давление газа в клапане, атм	средний радиус кластера, мкм	концентрация кластеров $N_{cl}$ , см <sup>-3</sup>	среднее число молекул в кластере
1	300	$10^{-10}$	40	0,16	$1,7 \cdot 10^{10}$	$3,1 \cdot 10^8$
2	300	$10^{-10}$	30	0,28	$2 \cdot 10^9$	$1,6 \cdot 10^9$
3	300	$10^{-10}$	20	0,45	$2 \cdot 10^8$	$7 \cdot 10^9$
4	600	$10^{-6}$	20	0,45	$2 \cdot 10^8$	$7 \cdot 10^9$

Для экспериментов [38] по воздействию на твердотельные кластеры нанометровых размеров использовались лазерные импульсы с длительностью 100 фс—1 пс и энергией 50 мДж при частоте повторения 10 Гц. Лазерный контраст составлял  $\sim 10^3$ , причем предимпульс доходил примерно за 10 нс до главного импульса. Лазерный пучок падал на мишень под углом  $45^\circ$  к нормали и фокусировался в пятно диаметром 30 мкм, давая максимальный поток  $7 \cdot 10^{16}$  Вт/см<sup>2</sup> на поверхности мишени.

Схема эксперимента показана на рис. 1, б.

Мишенью служили снежные зерна, покрывающие сапфировую ( $Al_2O_3$ ) подложку. Снежные зерна выращивались в вакууме конденсацией паров воды на сапфировой пластине толщиной 1 мм при температуре 100 К. Этот процесс ведет к формированию трехмерных удлиненных зерен с характерным размером в диапазоне 0,01—0,1 мкм [4]. Толщина слоя снега составляла около 100 мкм. В соответствии с существующими представлениями полагаем, что зерна имели аморфный тип. Для сравнения также проводили эксперименты с той же самой сапфировой пластиной в отсутствие снежного покрытия.

Рентгеновские спектры измерялись для различной длительности лазерного импульса в интервале 100—1000 фс. Время экспозиции составляло 1 с (10 лазерных вспышек) для снежных мишеней и 10 с (100 лазерных вспышек) — для мишеней из сапфира. От вспышки к вспышке мишень перемещалась, так что каждый лазерный импульс взаимодействовал со свежей областью мишени. Рентгеновское излучение создаваемой плазмы регистрировалось фокусирующим спектрометром с пространственным разрешением (ФСР) [15] на основе кристалла слюды с радиусом кривизны  $R = 150$  мм. Спектрометр использовался в режиме ФСР-1Д, при котором детектор расположен на окружности Роуланда, и спектральное разрешение не зависит от размера источника. Расположение спектрометра обеспечивало пространственное разрешение спектров вдоль направления распространения лазерного излучения в мишенях из газовых кластеров и в плоскости мишени — для твердотельных кластеров. Спектральный диапазон регистрации составлял  $\lambda_{min} - \lambda_{max} = (1,58 - 1,75)$  и  $(1,85 - 1,90)$  нм — при спектральном разрешении  $\lambda/\Delta\lambda \sim 3000 - 5000$  и пространственном разрешении  $\delta x \approx 20 - 40$  мкм.

В качестве детектора использовали рентгеновские ПЗС-камеры Andor DX440 и DX434 с размером пикселя 13,4 мкм. Чувствительная площадка камеры была защищена от видимого и УФ-излучений двумя слоями фильтра из полипропилена толщиной 1 мкм, покрытого слоем Al толщиной 0,2 мкм.

Типичная спектрограмма ридберговских переходов в Н- и He-подобных ионах кислорода в составе  $CO_2$ -кластеров представлена на рис. 2, а, а денситограммы спектров — на рис. 2, б, на котором также приведены примеры моделирования эмиссионных спектров, содержащих линию  $Ly_\beta$  Н-подобного иона O VIII и линии  $1snp - 1s^2$  ( $n \geq 5$ ) He-подобного O VII. Значения параметров плазмы представлены в табл. 2.

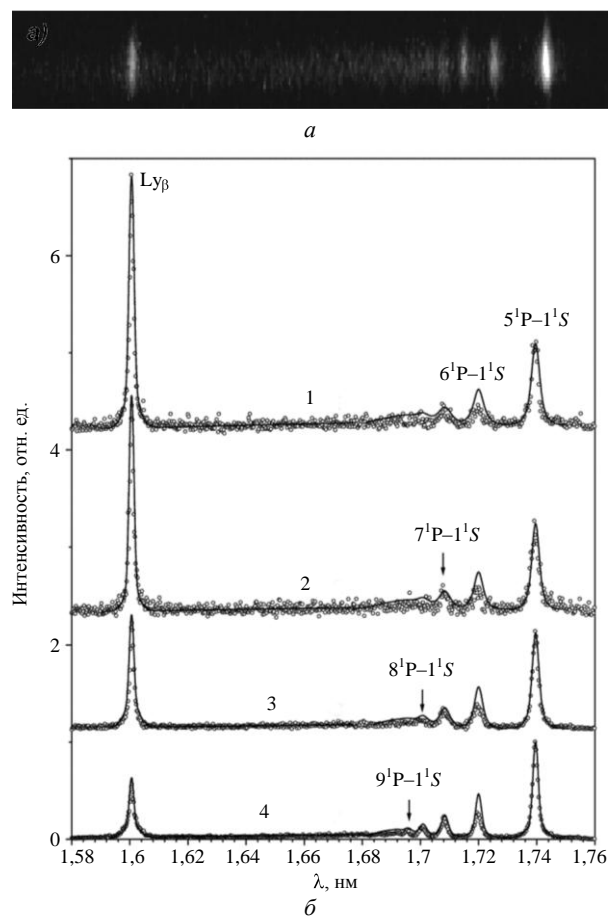


Рис. 2. Рентгеновское излучение плазмы  $CO_2$ -кластеров: а — эмиссионный спектр  $CO_2$ -кластеров в области длин волн, содержащей линию  $Ly_\beta$  Н-подобного иона O VIII и линии  $1snp - 1s^2 S_0$  ( $n \geq 5$ ) He-подобного O VII; б — денситограммы такого спектра при различных параметрах экспериментов из табл. 1 с соответствующим номером, — — результаты расчета по формуле (1) с параметрами плазмы, взятыми из табл. 2

Таблица 2

Номер эксперимента	$T_e$ , эВ	$N_e$ , см <sup>-3</sup>	$T_i$ , кэВ	Зарядовый состав $N_H/N_{He}/N_{O}$	$N_{e,0}$ , см <sup>-3</sup>	$t_0$ , пс
1	122	$10^{20}$	3	0,056/1/1,9	$8,45 \cdot 10^{19}$	10
2	120	$8 \cdot 10^{19}$	3	0,046/1/2,1	$5 \cdot 10^{19}$	20
3	113	$6 \cdot 10^{19}$	3	0,026/1/3,1	$2,45 \cdot 10^{19}$	42
4	108	$2 \cdot 10^{19}$	3	0,014/1/4,2	$2,45 \cdot 10^{19}$	42

Результаты рентгеноспектральных измерений, полученные при облучении мишеней из снежных зерен нанометровых масштабов лазерными импульсами с энергией 50 мДж и длительностью 100 и 500 фс, представлены на рис. 3. Для сравнения приводится спектр излучения сафировой подложки (см. рис. 3, б), облучаемой в тех же условиях. Спектры содержат He $\beta$ -линии ( $1s3p-1s^2$ ) He-подобного иона O VII и Ly $\alpha$  ( $2p-1s$ ) H-подоб-

ного иона O VII, входящих в состав как снежной (H<sub>2</sub>O), так и сафировой (Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>) мишеней, а также линии He $\gamma$  (переход  $1s4p-1s^2$  с  $\lambda = 6,31 \text{ \AA}$ ) и He $\delta$  ( $1s5p-1s^2$ ,  $\lambda = 6,17 \text{ \AA}$ ) He-подобного иона Al XII.

Полученные с помощью моделирования профилей и относительных интенсивностей спектральных компонент параметры плазмы и фракции ускоренных ионов приведены в табл. 3.

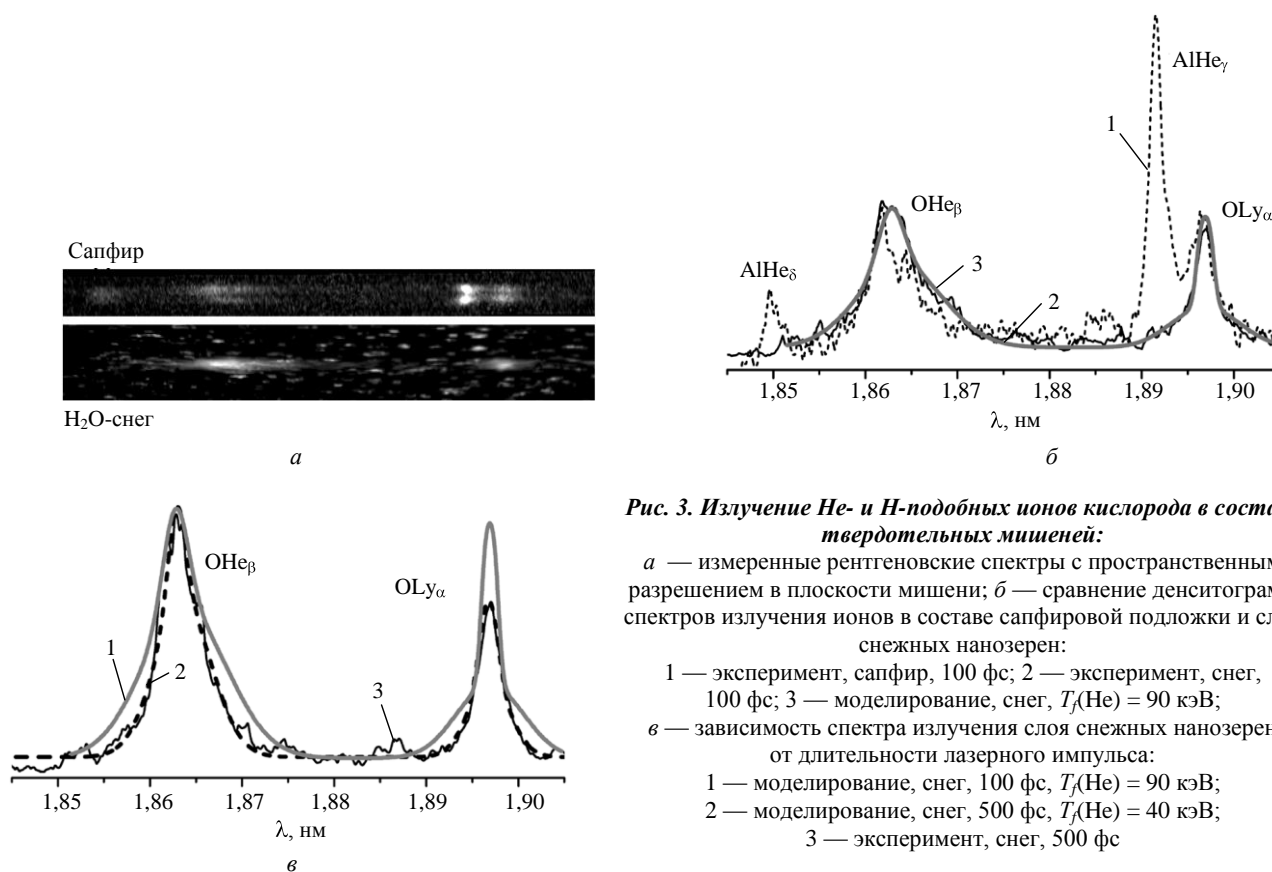


Рис. 3. Излучение He- и H-подобных ионов кислорода в составе твердых мишеней:

а — измеренные рентгеновские спектры с пространственным разрешением в плоскости мишени; б — сравнение денситограмм спектров излучения ионов в составе сафировой подложки и слоя снежных нанозерен;

1 — эксперимент, сапфир, 100 фс; 2 — эксперимент, снег, 100 фс; 3 — моделирование, снег,  $T_i(He) = 90$  кэВ;

в — зависимость спектра излучения слоя снежных нанозерен от длительности лазерного импульса:

1 — моделирование, снег, 100 фс,  $T_i(He) = 90$  кэВ;  
 2 — моделирование, снег, 500 фс,  $T_i(He) = 40$  кэВ;  
 3 — эксперимент, снег, 500 фс

Таблица 3

Показатели	Мишени		
	снежные нанозерна		сапфир
	$\tau_{puls}$ , фс		
	100	500	100
He-подобные O VI			
$T_i$ , кэВ	$7 \pm 1$	$3 \pm 0,3$	$3 \pm 0,3$
$T_f$ , кэВ	$90 \pm 15$	$40 \pm 5$	$50 \pm 5$
$b$	$0,8 \pm 0,05$	$0,8 \pm 0,05$	$0,8 \pm 0,05$
H-подобные O VII			
$T_i$ , кэВ	$1,5 \pm 0,15$	$1,5 \pm 0,15$	$1,5 \pm 0,2$
$T_f$ , кэВ	$50 \pm 5$	$20 \pm 3$	$50 \pm 8$
$b$	$0,5 \pm 0,05$	$0,6 \pm 0,05$	$0,5 \pm 0,07$

### Обсуждение

Анализ спектров излучения ионов кислорода в составе  $\text{CO}_2$ -кластеров позволяет определить, какой этап эволюции плазмы вносит наибольший вклад в наблюдаемые спектры линейчатого излучения и, следовательно, к каким моментам времени относятся измеренные рентгеноспектральными методами значения параметров плазмы.

Прежде всего из наблюдаемых ширин контуров спектральных линий следует, что средняя скорость разлета кластеров составляла  $v_0 \sim 2 \cdot 10^7$  см/с. Следовательно, при межкластерном расстоянии  $d_{cl} \sim N_{cl}^{-1/3} \sim (4-17)$  мкм ожидаемое время формирования однородного канала будет составлять  $t_0 = d_{cl}/2v_0 \sim (10-42)$  пс (см. табл. 2). Ожидаемая электронная плотность в плазменном канале  $N_{e,0}$  может быть оценена исходя из значений температуры  $T_e$ , соответствующей преобладанию в составе плазмы He-подобных ионов С и О.

Сравнивая значения  $N_e$  и  $N_{e,0}$ , можно сделать вывод, что при высоком контрасте лазерного излучения измеренные значения плотности несколько превышают ожидаемые значения  $N_{e,0}$ , причем при высокой концентрации кластеров  $N_{cl} = 1,7 \times 10^{10}$  см<sup>-3</sup> значения совпадают в пределах ошибки измерений, при  $N_{cl} = 2 \cdot 10^9$  и  $2 \cdot 10^8$  см<sup>-3</sup> отличие составляет 1,5 и 2,7 раза, соответственно. Это означает, что при высокой концентрации кластеров эмиссионные линейчатые спектры обусловлены моментами времени, когда квазиоднородный плазменный канал практически сформировался.

При увеличении межкластерного расстояния в светимость плазмы существенный вклад начинают давать моменты времени, когда окончательного формирования канала еще не произошло. Зная начальную плотность атомов в кластере и скорость его разлета, можно получить, например, что в то же время для случая  $N_{cl} = 2 \cdot 10^8$  см<sup>-3</sup> значение  $N_e$  соответствует моменту  $t = 36$  пс, что несколько меньше ожидаемого  $t_0 = 42$  пс, а стадия, предшествующая формированию канала, дает значительный вклад в светимость плазмы.

Во всех рассмотренных случаях максимум линейчатой эмиссии приходится на время  $t = 10-30$  пс, когда в результате разлета линейный размер нагретых кластеров увеличивается более чем на порядок. В то же время температура плазмы в момент свечения сохраняет достаточно высокие значения, превышающие 100 эВ. Это обусловлено тем, что в действительности разлет кластеров в эти моменты времени является неадиабатическим, так как разлетающаяся плазма продолжает подогриваться задним фронтом лазерного импульса (т. н. пост-импульсом), длительность которого составляет  $\sim 15-20$  пс, а плотность потока  $\sim 10^{12}-$

$10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup>. Только после того как интенсивность пост-импульса становится достаточно малой (т. е. при  $t > 20$  пс для случая высокого лазерного контраста), температура плазмы начинает падать, что приводит к уменьшению интенсивностей рентгеновских спектральных линий.

Важной особенностью проведенных экспериментов является использование мишеней, состоящих из атомов с низким  $Z$ . С одной стороны, именно для таких атомов константы штарковского уширения наиболее велики, и квазинепрерывный спектр в ридберговских переходах возникает уже при умеренных значениях плотности порядка  $N_e \sim 10^{21}-10^{22}$  см<sup>-3</sup>.

Дополнительное уширение линий обеспечивается также благодаря большей оптической толщине плотной плазмы, состоящей из легких элементов, благодаря чему на фоне квазинепрерывного вклада начальной стадии образования плазмы удастся легко выделить линейчатый спектр, характеризующий стадию формирования плазменного канала. С другой стороны, на стадии неадиабатического разлета за счет воздействия пост-импульса для возбуждения более легких элементов достаточно меньшей температуры плазменного канала. Вследствие этого время свечения плазменного канала оказывается много больше (на несколько порядков), чем длительность этапа нагрева кластеров, что, естественно, увеличивает его относительный вклад в наблюдаемый спектр. Следует отметить, что наши результаты хорошо коррелируют с данными работ [13, 39], в которых измеренные длительности для  $M$ -спектров Хе составили порядка 100 пс, а для  $N$ -спектров — более 1 нс. При этом оцененное значение электронной температуры на поздних стадиях разлета составляло  $\sim 100$  эВ.

В результате для плазмы легких кластерных мишеней протекание начального этапа образования плазмы оказывает лишь незначительное влияние на эмиссионный спектр, соответственно сам спектр становится нечувствительным к изменению контраста переднего фронта лазерного импульса, а требования на контраст могут быть понижены.

Данные для плазмы, получаемой при облучении мишеней из твердотельных нанозерен, приведены в табл. 3. Значения электронной плотности и температуры в пределах экспериментальной ошибки оказались одинаковыми для всех экспериментов и составили  $N_e \sim 10^{20}$  см<sup>-3</sup>,  $T_e \sim 90$  эВ. Такие значения являются характерными для стадии разлета лазерной плазмы как твердотельных, так и структурированных мишеней.

Значения параметров  $T_i$ ,  $T_f$  и  $b$  чувствительны к характеристикам мишени и длительности лазерно-

го импульса. Так, при короткой длительности лазерного импульса 100 фс можно выделить два эффекта:

генерация быстрых He-подобных ионов кислорода происходит гораздо эффективнее в мишени со снежным покрытием, чем в мишени из сапфира;

для быстрых H-подобных ионов такой разницы не наблюдается.

Первое обстоятельство объясняется преимуществами использования кластерных наноструктурных мишеней — эффективным поглощением лазерного излучения, объемной генерацией ионов на внутренних границах структуры [40, 41]. Второй эффект объясняется тем, что образование ионов разной кратности происходит в различные моменты времени.

При имеющихся достаточно низких значениях лазерного потока сечения многофотонной ионизации  $1s$ -электрона пренебрежимо малы, поэтому образование H-подобных ионов возможно только за счет столкновительной ионизации ранее сформировавшихся He-подобных ионов. Это означает, что заметные количества H-подобных ионов образуются в плазме лишь к моменту распада первоначально нагретых кластеров снега. Как показывают расчеты, выполненные для модели снежных нанозерен [42], электронная плотность плазмы может составлять порядка  $10^{19}$ — $5 \cdot 10^{21}$  см<sup>-3</sup> при начальном размере кластеров 0,1—1 мкм, что приводит к еще большим временам задержки. Это означает, что H-подобные ионы могут появиться в плазме только в те моменты, когда снежные наноструктуры уже успели разрушиться и, следовательно, ускорение таких ионов должно происходить в сформировавшейся квазиоднородной плазме, а не в структурированной, как в случае He-подобных ионов. Такой сценарий доказывает и тот факт, что значения  $T_f$ , измеренные в экспериментах со структурированной (снежные зерна) и сплошной (сапфир) мишенями совпадают (см. табл. 3).

Увеличение длительности нагревающего импульса до 500 фс приводит к уменьшению энергии быстрых ионов, причем примерно в равной степени уменьшается энергия как He-, так и H-подобных ионов. Увеличение длительности лазерного импульса могло бы сказываться на генерации быстрых частиц, во-первых, за счет уменьшения значения потока нагревающего излучения, во-вторых, за счет дополнительного разрушения наноструктур при более длительном лазерном воздействии. Поскольку генерация быстрых He-подобных ионов происходит на ранней стадии нагрева, когда снежная наноструктура еще не разрушена, то ухудшение генерации быстрых ионов обусловлено именно уменьшением потока лазерного излучения.

## Заключение

В настоящей работе проведена рентгеноспектральная диагностика лазерно-кластерного взаимодействия на этапе неадиабатического разлета кластеров и формирования пространственно-однородного плазменного канала. Показано, что линейчатые эмиссионные спектры, связанные с ридберговскими переходами легких атомных элементов, вкупе с развитой численной моделью излучения плазмы, являются хорошим средством измерения параметров плазмы, образующейся к моменту времени  $t \sim 10$  пс от начала лазерного фемтосекундного импульса.

Сделан вывод, что измеренная на таких временах относительно высокая температура плазмы  $T_e \sim 100$  эВ достигается за счет нагрева разлетающихся кластеров задним фронтом лазерного импульса. Для снижения требований к лазерному контрасту, а также роста эффективности генерации линейчатого рентгеновского спектра и потоков ускоренных ионов рекомендуется использовать мишени, состоящие из легких атомов.

Из полученных результатов следует, что использование мишени из снежных нанозерен позволяет существенно увеличить энергию генерируемых в фемтосекундной лазерной плазме быстрых He-подобных ионов кислорода, достигнуть энергий порядка 100 кэВ при потоке лазерного излучения  $\sim 10^{16}$  Вт/см<sup>2</sup>. Одновременно обеспечивается увеличение числа сгенерированных быстрых ионов в мишенях такого рода за счет перехода от поверхностной генерации в плазме твердотельных мишеней к объемной генерации в средах, состоящих из кластеров.

*Авторы выражают благодарность коллегам из лаборатории SLIC of Saclay CEA и Racah Institute of Physics, Hebrew University за помощь в проведении экспериментов и продуктивные дискуссии.*

*Работа частично поддержана грантами РФФИ 06-02-16174, 06-02-72005-МНТИ\_a, программой фундаментальных исследований Президиума РАН № 9 и грантом Президента РФ № МК-4375.2008.8 и программой CRDF BRHE № Y5-P-11-02.*

## Л и т е р а т у р а

1. Ditmire T., Tisch J. W. G., Springate E. et al.// Phys. Rev. Lett. 1997. V. 78. P. 2732.
2. Zweiback J., Smith R. A., Cowan T. E. et al.// Ibid. 2000. V. 84. P. 2634.
3. Kim K. Y., Milchberg H. M., Faenov A. Ya. et al.// Phys. Rev. E. 2006. V. 73. P. 066403.
4. Palchan T., Pecker S., Henis Z. et al.// Appl. Phys. Lett. 2007. V. 90. P. 041501.



5. *Stevenson K. P., Kimmel G. A., Dohnalek Z. et al.*// Science. 1999. V. 283. P. 1505.
6. *McPherson A., Luk T. S., Thompson B. D. et al.*// Phys. Rev. Lett. 1994. V. 72. P. 1810.
7. *Ditmire T., Donnelly T., Rubenchik A. M. et al.*// Phys. Rev. A. 1996. V. 53. P. 3379.
8. *Ditmire T., Zweiback J., Yanovsky V. P. et al.*// Nature. 1999. V. 398. P. 489.
9. *Parra E., Alexeev T., Fan J. et al.*// Phys. Rev. E. 2000. V. 62. P. R5931.
10. *Abdallah J. Jr., Csanak G., Fukuda Y. et al.*// Phys. Rev. A. 2003. V. 68. P. 063201.
11. *Sherrill M. E., Abdallah J. Jr., Csanak G. et al.*// Phys. Rev. E. 2006. V. 73. P. 066404.
12. *Kim K. Y., Kumarappan V., Milchberg H. et al.*// Ibid. V. 78. P. 066463.
13. *Mori M., Shiraishi T., Takahashi E. et al.*// Journ. of Applied Phys. 2001. V. 90. P. 3595.
14. *Смирнов М. Б., Скобелев И. Ю., Магунов А. И. и др.*// ЖЭТФ. 2004. № 125. С. 1283.
15. *Faenov A. Ya., Pikuz S. A., Erko A. I. et al.*// Phys. Scr. 1994. V. 50. P. 333.
16. *Faenov A. Ya., Magunov A. I., Pikuz T. A. et al.*// Laser Part. Beams. 2007. V. 25. P. 267.
17. *Fukuda Y., Kishimoto Y., Masaki T., Yamakawa K.*// Phys. Rev. A. 2004. V.73. P.031201.
18. *Junkel-Vives G. C., Abdallah J. Jr., Blasco F. et al.*// Ibid. 2002. V. 66. P. 033204.
19. *Фукуда Ю., Ямакава К., Акахане Ё. и др.*// Письма в ЖЭТФ. 2003. № 78. С. 146.
20. *Fukuda Y., Akahane Y., Aoyama M. et al.*// Laser and Particle Beam. 2004. V. 22. P. 215.
21. *Junkel-Vives G. C., Abdallah J. Jr., Blasco F. et al.*// Phys. Rev. A. 2001. V. 64. P. 021201.
22. *Аугусте Т., Д'Оливейра П., Хулин С. и др.*// Письма в ЖЭТФ. 2000. № 72. С. 54.
23. *Магунов А. И., Пикуз Т. А., Скобелев И. Ю. и др.*// Там же. 2001. № 74. С.412
24. *Abdallah J. Jr., Faenov A. Ya., Skobelev I. Yu. et al.*// Phys. Rev. A. 2001. V. 63. P. 032706.
25. *Магунов А. И., Фаенов А. Я., Скобелев И. Ю. и др.*// ЖЭТФ. 2002. № 122. С. 1158.
26. *Junkel-Vives G. C., Abdallah Jr. J., Auguste T. et al.*// Phys. Rev. E. 2002. V. 65. P. 036410.
27. *Скобелев И. Ю., Фаенов А. Я., Магунов А. И. и др.*// ЖЭТФ. 2002. № 121. С. 88.
28. *Magunov A. I., Faenov A. Ya., Skobelev I. Yu. et al.*// Laser. Part. Beam. 2003. V. 21. P. 73.
29. *Dorchies F., Caillaud T., Blasco F. et al.*// Phys. Rev. E. 2005. V. 71. P. 066410.
30. *Chu H.-H., Tsai H.-E., Chou M.-C. et al.*// Phys. Rev. A. 2005. V. 71. P. 061804.
31. *Willingale L., Mangles S. P. D., Nilson P. M. et al.*// Phys. Rev. Lett. 2006. V. 96. P. 245002
32. *Kumarappan V., Kim K. Y., Milchberg H. M.*// Ibid. 2005. V. 94. P. 205004.
33. *Fukuda Y., Akahane Y., Aoyama M. et al.*// Physics Letters A. 2007. V. 363. P. 130.
34. *Фаенов А. Я., Магунов А. И., Пикуз Т. А. и др.*// Письма в ЖЭТФ. 2007. № 86. С. 204.
35. *Monot P., Doumy G., Dobosz S. et al.*// Opt. Lett. 2004. V. 29. P. 893.
36. *Болдарев А. С., Гасилов В. А., Фаенов А. Я.*// ЖТФ. 2004. № 74. С. 10.
37. *Boldarev A. S., Gasilov V. A., Faenov A. Ya. et al.*// Rev. Sci. Instrum. 2006. V. 77. P. 083112.
38. *Palchan T., Henis Z., Faenov A. Ya. et al.*// Appl. Phys. Lett. 2007. V. 91. P. 251501.
39. *Shiraishi T., Mori M., Kondo K.*// Phys. Rev. A. 2002. V. 65. P. 045201.
40. *Li Y. T., Sheng Z. M., Ma Y. Y. et al.*// Phys. Rev. E. 2005. V. 72. P. 066404.
41. *Bagchi S., Prem Kiran P., Bhuyan M. K. et al.*// Appl. Phys. Lett. 2007. V. 90. P.141502.
42. *Ditmire T., Donnelly T., Rubenchik A. M. et al.*// Phys. Rev. A. 1996. V. 53. P. 3379.

Статья поступила в редакцию 11 декабря 2008 г.

## Diagnosics of plasma produced by femtosecond laser pulse impact upon targets with internal nanostructure

*I. Yu. Skobelev, A. Ya. Faenov, S. V. Gasilov, T. A. Pikuz*  
Joint Institute for High Temperatures RAS, Moscow, Russia

*S. A. Pikuz Jr.*

Moscow Institute of Physics and Technology, Dolgoprudny, Moscow Region, Russia

*A. I. Magunov*

Prokhorov Institute for General Physics RAS, Moscow, Russia

*A. S. Boldarev, V. A. Gasilov*

Institute for Mathematical Modeling RAS, Moscow, Russia

*X-ray diagnostics was carried out for the interaction of femtosecond laser pulses (providing the intensity of  $10^{16}$ — $10^{18}$  W/cm<sup>2</sup>) with CO<sub>2</sub> clusters and nanoscale particles of frozen water. The stage of cluster dissociation and plasma channel formation is studied, which is governing for the parameters of X-ray source and accelerated ion flows have been created in plasma. Spatially resolved X-ray spectra of Rydberg transitions in H- and He-like oxygen ions were used for diagnostics. It provides the measurements of plasma parameters on the timescale of 10 ps after the laser pulse begins to im-*

*pact. We emphasize the role of trailing edge of laser pulse to keep the plasma temperature at a level of 100 eV during the stage of non-adiabatic cluster recession. The profiles and relative intensities of spectral lines were measured and analyzed by means of numerical simulation. It is allowed to mark out the fractions of "thermal" ions and that one accelerated up to tens of eV. Also electronic density and temperature in plasma were determined. The use of nanoscale water snow targets provides the sufficient increase in energy and quantity of accelerated He-like oxygen ions. The efficiency of H-like ions acceleration is not increased due to the time of its ionization exceeds the time of snow beads dissociation.*

PACS: 52.25.-b

УДК 533.9; 537.8; 536.3

## Непланковское равновесное излучение плазмоподобных сред

С. А. Тригер, А. Л. Хомкин

Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

*Рассмотрение равновесного излучения в плазмоподобных средах показывает, что спектральное распределение такого излучения отлично от планковского равновесного излучения (черное излучение). Физическая причина этого отличия заключается в невозможности распространения фотонов с законом дисперсии  $\omega = ck$  в системах заряженных частиц. Рассмотрена термодинамика равновесного электромагнитного излучения в плазменных средах. Показано, что отличие термодинамических свойств такого излучения от планковского характеризуется параметром  $a = \hbar\Omega_p/T$  и существенно проявляется в таких плазменных средах, где  $a \geq 1$ . Обсуждается применение полученных результатов в плазме металлов (прежде всего в жидком состоянии, где заряженные частицы не имеют дальнего порядка) и в плазменной модели ранней Вселенной.*

PACS: 52.25.-b

### Введение

Равновесное распределение фотонов по энергиям в некотором объеме  $V$  при температуре  $T$  было установлено Максом Планком [1, 2] в 1900 г. и представляет собой фундаментальное соотношение, инициировавшее развитие квантовой теории. Согласно закону Планка спектральное распределение черного излучения выражается формулой

$$dE(\omega) = \frac{V}{\pi^2 c^3} \cdot \frac{\omega d\omega}{\exp(\hbar\omega/T) - 1}, \quad (1)$$

где  $c$  — скорость света в вакууме;

$T$  — температура, выраженная в энергетических единицах.

Формула (1) предполагает наличие термодинамического равновесия между фотонами и веществом. Взаимодействие между ними должно быть достаточно малым, чтобы обеспечить идеальность фотонного газа и отсутствие существенного поглощения и необратимого затухания электромагнитного излучения в объеме  $V$  (взаимодействие

фотонов между собой является чрезвычайно слабым). В то же время наличие вещества и слабое взаимодействие между ним и излучением необходимо для существования равновесия фотонного газа [3]. Эти условия с достаточной степенью точности выполняются, например, в разреженных газах для любых частот, находящихся вдали от частот, отвечающих линиям поглощения вещества.

Закон Планка был многократно экспериментально подтвержден, например, путем накачки лазерного излучения в полость в веществе, имеющую малое отверстие, и последующего наблюдения выходящего через это отверстие излучения. Спектральное распределение исходящего из полости излучения с высокой степенью точности оказывается планковским. Однако существуют системы, а именно плазмоподобные среды, в которых электромагнитное излучение может существовать без затухания или с малым затуханием и обладать отличным законом дисперсии, чем электромагнитное поле в вакууме, где  $\omega = ck$ .

Рассмотрим для простоты полностью ионизованную плазму. Условием малого затухания попе-