

ВОЗДЕЙСТВИЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ВЕЩЕСТВО. ЛАЗЕРНАЯ ПЛАЗМА

PACS 52.50.Jm; 52.59.-f; 42.55.Lt

Эффективность генерации высокоионизованных атомов в условиях резонансного поглощения излучения CO₂-лазера

С.Ю.Гуськов, Н.Н.Демченко, К.Н.Макаров, В.Б.Розанов, Ю.А.Сатов, Б.Ю.Шарков

Рассмотрена проблема генерации пучков высокоионизованных атомов при облучении твердотельных мишеней импульсами CO₂-лазера. Приведены экспериментальные результаты по генерации ионов Mg и Pb из лазерной плазмы при плотности потока излучения $q \approx 10^{14}$ Вт/см². Развита теоретическая модель, описывающая нагрев плазмы излучением CO₂-лазера при высокой интенсивности импульса на мишени, учитывающая пондеромоторные силы, влияющие на характер взаимодействия света с плазмой. Показано, что в случае резонансного поглощения лазерного излучения плазмой эффективность генерации высокоионизованных атомов вещества мишени выше по сравнению с эффективностью генерации в случае классического поглощения. Результаты численного расчета по разработанной модели находятся в хорошем согласии с экспериментом.

Ключевые слова: CO₂-лазер, высокоионизованные атомы, резонансное поглощение, быстрые электроны, быстрые ионы.

1. Введение

Работы, связанные с генерацией пучков высокозарядных ионов, были начаты еще в 60-е годы прошлого века в рамках фундаментальных исследований плазмы, нагреваемой интенсивными импульсами лазерного излучения. В России такие исследования проводились в ведущих физических институтах (ФИАН, ИОФАН, ВНИИЭФ, ИАЭ им. И.В.Курчатова, ИТЭФ, ТРИНИТИ, МИФИ и др.) с помощью лазеров различного типа. В области практических приложений наибольшее обоснование получили лазероплазменные генераторы (ЛПГ) на основе CO₂ в силу их относительно невысокой стоимости, экологичности технологической схемы и возможности работы в частотном режиме в долговременной моде. Последнее обстоятельство позволило успешно адаптировать лазерные источники ионов в инжекторы ускорителей заряженных частиц. Применение таких инжекторов, например, в схеме тяжелоионных синхротронов, существенно упрощает схему ускорителя за счет однократного (за один импульс) заполнения кольца частицами нужной массы и зарядности. Исследования условий генерации ионов различных элементов из плазмы, нагреваемой импульсами CO₂-лазера при плотности потока до $q \approx 3 \times 10^{13}$ Вт/см², и разработки ЛПГ высокоионизованных атомов, предназначенных для инжекции заряженных частиц в ускоритель, проведенные ИТЭФ и ТРИНИТИ в рамках совместных научных

программ [1–10]. В частности, было показано, что для эффективной генерации большого числа высокозарядных ионов необходимо, помимо достижения высокой плотности потока лазерного излучения, согласовать длительность лазерного импульса со скоростью разлета плазмы – она должна быть меньше характерного времени разлета. Таким образом, для получения максимального числа частиц более высокой кратности ионизации требуются более короткие импульсы. Основываясь, в частности, на этих физических исследованиях, был создан сильноточный ЛПГ ионов Pb²⁵⁺ для ускорителя ЦЕРН [11]. Внедрение такого генератора в схему большого адронного коллайдера (ЛНС) может значительно увеличить энергию ускоренных частиц, используемых в эксперименте.

В настоящее время дальнейшее развитие ЛПГ проводится главным образом в рамках научной программы ИТЭФ по фундаментальным исследованиям физики высокой плотности энергии в веществе, в том числе по совместным с ФИАН проектам. Поставленные при этом задачи требуют создания ЛПГ тяжелых ионов с существенно более высоким значением Z/A (Z – кратность ионизации, A – массовое число элемента) и, соответственно, проведения экспериментов при значительно более высоких плотностях мощности лазерного излучения ($q \approx 10^{15} - 10^{16}$ Вт/см²). В этих условиях характер взаимодействия излучения с плазмой принципиально меняется. В первую очередь, под действием пондеромоторной силы изменяются профили плотности и скорости плазмы в окрестности критической точки. Кроме того, размер неоднородности плазмы сильно уменьшается, что приводит к увеличению области углов падения лазерного излучения, при которых происходит резонансное поглощение и генерация быстрых электронов. Действительно, эффективность резонансного поглощения характеризуется функцией $\Phi(\tau)$, где $\tau = (k_0 L)^{1/3} \sin \theta_0$, k_0 – волновое число, L – размер неоднородности плазмы, θ_0 – угол падения. Область значений τ , существенных для резонансного поглощения, $\Delta\tau \sim 1$, а область углов падения зависит от величины $(k_0 L)^{1/3}$. Чем меньше L , тем больше область углов падения. Уменьшение

С.Ю.Гуськов, Н.Н.Демченко, В.Б.Розанов. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; e-mail: demch@sci.lebedev.ru

Ю.А.Сатов, Б.Ю.Шарков. ФГУП «ГНЦ РФ – Институт теоретической и экспериментальной физики», Россия, 117218 Москва, ул. Большая Черемушкинская, 25; e-mail: Yuri.Satov@itep.ru

К.Н.Макаров. ФГУП «ГНЦ РФ – Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований», Россия, Московская обл., 142190 Троицк, ул. Пушкиновых, 9

Поступила в редакцию 5 июля 2011 г., после доработки – 27 июля 2011 г.

размера неоднородности плазмы, с одной стороны, увеличивает эффективность резонансного поглощения, а с другой – подавляет обратный тормозной механизм поглощения. В окрестности критической точки из-за резкого изменения плотности плазмы при переходе от закритической области к докритической возникает значительное увеличение скорости ионов в силу закона сохранения массы $\rho u = \text{const}$. Как будет показано далее, движение в докритической области является сверхзвуковым. Увеличение доли резонансного поглощения и, следовательно, доли энергии, переносимой быстрыми электронами, сопровождается возникновением электрического поля на границе плазмы, которое ускоряет группу ионов до скоростей, значительно превышающих характерную гидродинамическую скорость разлета.

К настоящему времени выполнен большой объем экспериментальных и теоретических исследований по взаимодействию мощного электромагнитного излучения СВЧ и лазерного диапазонов с веществом в виде твердотельных или газовых мишеней. Работы по взаимодействию мощного СВЧ излучения с газом и плазмой в условиях резонанса проводились в 70–80-е годы. Одним из результатов этих исследований стало появление монографий [12, 13].

2. Методика измерений и экспериментальные результаты

Эксперименты по нагреву вещества излучением CO₂-лазера и измерение характеристик генерируемых ионов выполнены в ТРИНИТИ на установке, описанной в [14]. Лазерная оптическая схема позволяла формировать импульсы с энергией до 100 Дж и варьруемой в интервале 15–30 нс длительностью. Лазерный пучок диаметром 150 мм направлялся в вакуумную камеру и фокусировался на поверхность плоской твердотельной мишени с помощью сферического зеркального объектива $F/3$ в соответствии со схемой, приведенной на рис.1. Времяпролетные измерения были выполнены в направлении разлета плазмы через центральное отверстие в объективе аксиально-симметрично оптической оси и по нормали к мишени. Оценка плотности мощности $q \approx 10^{14}$ Вт/см² основана на непосредственных измерениях размера свечения плазмы в рентгеновском спектральном интервале и на дифракционных расчетах распространения лазерного пучка, аналогичных описанным в [11]. Для анализа зарядового состава, энергетических спектров и парциальных токов ионов использовались электростатический анализатор заряженных частиц (спектральное разрешение $\delta E/E \approx 10^{-3}$) и токовый коллектор, устанавливаемые на расстоянии около 300 см от мишени. Первичные данные анализатора обрабатывались совместно с сигналами полного ионного тока,

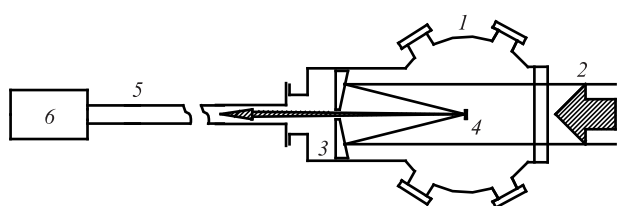


Рис.1. Схема облучения мишени и времяпролетных измерений: 1 – вакуумная камера; 2 – лазерный пучок; 3 – зеркальный объектив; 4 – плоская мишень; 5 – дрейфовая трубка; 6 – токовый коллектор или энергоанализатор.

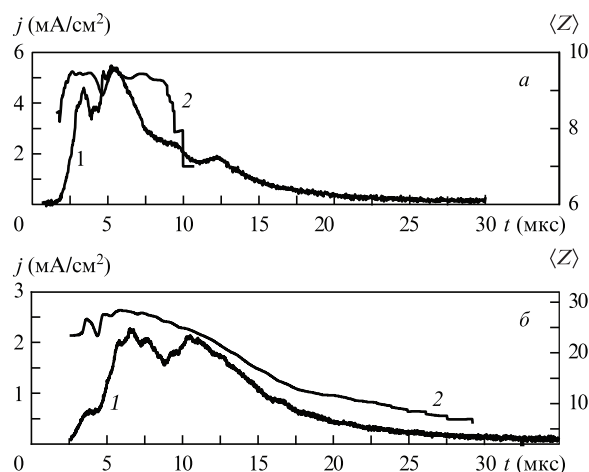


Рис.2. Осциллограммы сигналов ионных токов $j(I)$ и соответствующие временные зависимости средних кратностей ионизации плазмы $\langle Z \rangle$ (2) для элементов мишеней из Mg (a) и Pb (б).

что позволяло более корректно реконструировать энергетические спектры разлета ионов. Измерения отдельных сигналов спектрографа и коллектора полного тока были достаточно точны, однако восстановление полного спектра требовало серии измерений при различных напряженных настройках анализатора, так что ошибка спектральных измерений определялась разбросом данных от выстрела к выстрелу. Статистический разброс данных по среднеквадратическому отклонению от среднего составлял $\pm 10\%$ и $\pm 25\%$ для токовых импульсов и сигналов анализатора соответственно. Подробное описание измерительных приборов и методики обработки данных содержится в [10, 15]. На рис.2 представлены усредненные осциллограммы плотностей ионного тока для элементов мишеней из Mg и Pb. Там же показана временная зависимость средней кратности ионизации плазмы, восстановленная по данным, полученным при измерениях. Обращает на себя внимание существенно более высокое значение полного ионного тока для легкого элемента (по сравнению с тяжелым элементом). Различия в количествах частиц еще более значительны (рис.3). Отметим большое число частиц определенной кратности ионизации, генерируемых в лазерной плазме. Так, процентный состав He-подобных ионов Mg¹⁰⁺ достигает 55%, а ионов Pb²⁵⁺ – 12% от общего числа частиц. Кроме высокозарядной группы ионов, генерируемой на стадии наибольшего нагрева плазмы, в последующие моменты формируется низкозарядная группа с существенно отличающимися характеристиками ионов [8]. Эта особенность генерации ионов в лазерной плазме обеспечивает эффективность лазерного источника ионов в инжекторах заряженных частиц.

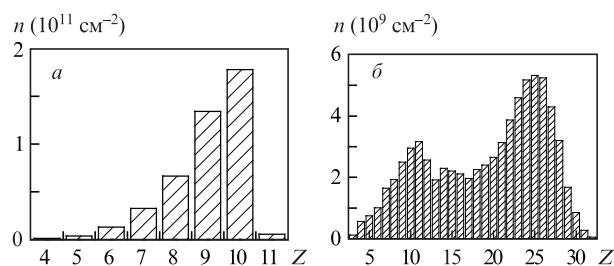


Рис.3. Зависимость плотности числа частиц, нормированной на дрейфовое расстояние 1 м, от кратности ионизации для мишеней из Mg (a) и Pb (б).

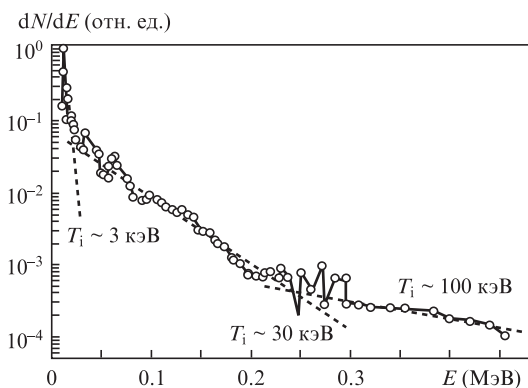


Рис.4. Энергетический спектр ионов Mg⁸⁺.

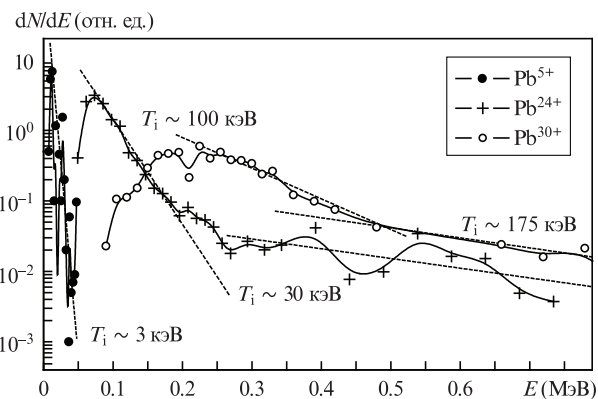


Рис.5. Энергетические спектры ионов Pb⁵⁺, Pb²⁴⁺, Pb³⁰⁺.

Энергетические спектры разлета ионов магния и свинца показаны на рис.4 и 5. Спектр разлета Mg⁸⁺ (рис.4) типичен для основных наблюдаемых ионов магния, в нем определяются три группы ионов с различным наклоном функции распределения: первая – в интервале 7–25 кэВ с «температурой» ~ 3 кэВ; вторая – в интервале 25–200 кэВ с «температурой» ~ 30 кэВ; третья – с энергиями более 200 кэВ и «температурой» ~ 100 кэВ. Процентное содержание частиц в этих интервалах составляет соответственно 59%, 39% и 2% от полного их числа. Спектры разлета ионов свинца существенно более сложные (рис.5): «холодная» группа ионов наблюдается только для ионов относительно низкой зарядности, таких как Pb⁵⁺; для ионов с большей кратностью ионизации (Pb²⁴⁺) в спектре наблюдаются только ионы с «температурой» в несколько десятков кэВ и выше; наконец, спектр максимально ионизованных ионов (Pb³⁰⁺) характеризуется «температурой» выше 100 кэВ.

3. Расчетно-теоретическая модель взаимодействия лазерного излучения с плазмой, учитывающая влияние пондеромоторной силы

В работе [16] рассмотрена теоретическая модель взаимодействия импульса CO₂-лазера с плазмой для плотностей потока не выше 10¹² Вт/см², когда пондеромоторной силой можно пренебречь. Рассматривалась связь между резонансным механизмом поглощения и ускорением небольшой группы ионов. Было показано, что быстрые электроны, рождающиеся в результате резонансного поглощения, создают электрическое поле, которое ускоряет

группу ионов до скоростей, заметно превышающих скорость гидродинамического разлета. Эффективность резонансного поглощения и энергия быстрых электронов зависят от размера неоднородности плазмы в окрестности критической плотности $L = \rho_c (\partial \rho / \partial z)_c^{-1}$, где ρ – плотность плазмы, ρ_c – критическая плотность и ось z направлена вдоль градиента плотности. Амплитуда продольного электрического поля в критической точке определяется выражением [17]:

$$|E_{zc}| = \frac{|H_0| \Phi(\tau)}{(2\pi k_0 L)^{1/2} \epsilon_2}, \tag{1}$$

где $|H_0|$ – амплитуда поля падающей волны (в падающей волне амплитуды электрического и магнитного полей равны); $\Phi(\tau) = 4\tau V(\tau^2) [V(\tau^2) / (-V'(\tau^2))]$ (см., напр., [17]); V и V' – функция Эйри и ее производная; $\tau = (k_0 L)^{1/3} \sin \theta_0$; θ_0 – угол падения; ϵ_2 – мнимая часть диэлектрической проницаемости в критической точке. Функцию $\Phi(\tau)$ с хорошей точностью (максимальная погрешность не превышает 10%) можно записать в виде

$$\Phi(\tau) \approx \frac{2\tau}{\sqrt{\tau^2 + 0.46}} \exp\left(-\frac{2}{3}\tau^2\right). \tag{2}$$

Вклад электрон-ионных столкновений в ϵ_2 в формуле (1) в нашем случае пренебрежимо мал из-за низкой критической плотности плазмы. Ограничение продольного поля в области резонансного поглощения происходит либо за счет выноса энергии плазменными волнами, если амплитуда осцилляций электрона $a_{os} = e|E_{zc}| / (m_e \omega^2)$ в этом поле меньше ширины резонанса $\epsilon_2 L$, либо за счет выноса энергии быстрыми электронами, если a_{os} превосходит ширину резонанса. В случае ограничения плазменными волнами [17]

$$\epsilon_2 = \epsilon_{2p} = \left(\frac{\beta_T}{k_0 L}\right)^{2/3}, \tag{3}$$

где $\beta_T = [T_e / (m_e c^2)]^{1/2}$, T_e – электронная температура. В случае ограничения током быстрых электронов [16]

$$\epsilon_2 = \epsilon_{2h} = \left(\frac{e\alpha_0 |H_{yc}|}{\pi m_e \omega^2 L}\right)^{1/2}, \tag{4}$$

где $\alpha_0 |H_{yc}| = |H_0| \Phi(\tau) / (2\pi k_0 L)^{1/2}$, $|H_{yc}|$ – амплитуда магнитного поля в критической точке.

Энергию быстрых электронов можно оценить как энергию осцилляций электрона в резонансном поле $\mathcal{E}_h = e^2 |E_{zc}|^2 / (m_e \omega^2)$. Как будет показано далее, эта энергия для рассматриваемых условий значительно превосходит T_e . В этом случае функция распределения электронов описывает электронный пучок в плазме, который релаксирует бесстолкновительным образом за счет генерации плазменных волн. В обратном случае, когда энергия осцилляций меньше T_e , происходит диффузия функции распределения электронов в сторону высоких энергий за счет бесстолкновительного затухания плазменных волн на электронах. При этом энергия быстрых электронов может значительно превышать энергию осцилляций.

Эффективность резонансного поглощения $\delta_a^r \sim \Phi^2(\tau)$. Максимальное значение $\delta_a^r \approx 0.5$ при $\tau \approx 0.7$ [18]. С ростом плотности потока лазерного излучения градиент плот-

ности в критической точке будет определяться действием пондеромоторной силы $(\varepsilon_1 - 1)\nabla|E|^2/(16\pi)$, где $\varepsilon_1 = 1 - \rho/\rho_c$ – действительная часть диэлектрической проницаемости плазмы. Пондеромоторную силу можно записать через градиент пондеромоторного потенциала p_r , который в гидродинамическом уравнении движения складывается с тепловым давлением плазмы. Для этого рассмотрим уравнения Максвелла в случае р-поляризованной волны, имеющей частоту ω (зависимость от времени $\sim \exp(-i\omega t)$). Пусть ось z направлена вдоль градиента плотности, плоскость (y, z) – плоскость падения. Тогда отличны от нуля компоненты полей E_y , E_z и H_x . Уравнения Максвелла записываются в виде

$$\frac{dE_y}{dz} = -ik_0 \frac{\varepsilon - \alpha_0^2}{\varepsilon} H_x, \quad (5)$$

$$\frac{dH_x}{dz} = -ik_0 \varepsilon E_y, \quad (6)$$

$$E_z = \frac{\alpha_0}{\varepsilon} H_x. \quad (7)$$

Здесь $\alpha_0 = \sin\theta_0$, $\varepsilon = \varepsilon_1 + i\varepsilon_2$ – комплексная диэлектрическая проницаемость. Структура полей определяется в основном действительной частью ε_1 . Мнимая часть описывает слабое в пределах одной длины волны затухание амплитуды за счет поглощения излучения, а также ликвидирует особенность в области критической точки в выражении (7) для продольного поля. В случае слабого поглощения (в пределах одной длины волны) можно пренебречь мнимой частью ε и из уравнений (5)–(6) получить соотношение

$$\varepsilon \frac{d|E_y|^2}{dz} = -\frac{\varepsilon - \alpha_0^2}{\varepsilon} \frac{d|H_x|^2}{dz}. \quad (8)$$

Для этого необходимо умножить (5) на E_y^* , а уравнение, комплексно сопряженное (5), на E_y и уравнения сложить. Поступая аналогичным образом с уравнением (6), путем умножения на H_x^* и H_x и сложения результатов находим выражение (8). С помощью (8) можно получить

$$(\varepsilon - 1) \frac{d}{dz} (|E_y|^2 + |E_z|^2) = -\frac{d}{dz} [|E_y|^2 + |H_x|^2 + (1 - 2\varepsilon)|E_z|^2]. \quad (9)$$

Следовательно, в случае р-поляризации пондеромоторное давление записывается в виде

$$p_r = \frac{1}{16\pi} [|E_y|^2 + |H_x|^2 + (1 - 2\varepsilon)|E_z|^2]. \quad (10)$$

При углах падения, не очень близких к нулю, продольное поле $|E_z|^2$ в окрестности критической точки согласно (7) значительно превышает остальные слагаемые в (10):

$$|E_z|^2 = \frac{\alpha_0^2 |H_x|^2}{(1 - \rho/\rho_c)^2 + \varepsilon_2^2}, \quad (11)$$

где $\varepsilon_2 = \nu/\omega$ (в выражении для ε_2 полагаем, что ω равна плазменной частоте ω_p); ν – эффективная частота диссипации энергии поля в области резонанса, связанная либо с генерацией плазменных волн (3), либо с генерацией быстрых электронов (4). Максимум $|E_z|^2$ достигается в критической точке. Согласно (10), если учитывать только сла-

гаемое с $|E_z|^2$, максимум p_r возникает при плотности, немного отличающейся от критической. Это отличие незначительно ($\Delta\rho/\rho_c \approx \nu/\omega$) и обусловлено тем, что при выводе (10) мы рассматривали действительную ε . Однако особенность в (7) ликвидируется мнимой частью. Из-за малости отличия значений плотности, при которых достигаются максимумы $|E_z|^2$ и p_r , этот вопрос не является важным для дальнейших выводов.

Поскольку пространственный масштаб изменения профиля плотности, вызванного пондеромоторной силой в области критической плотности, очень мал (порядка длины волны лазерного излучения), для описания движения плазмы в этой узкой области можно воспользоваться стационарными уравнениями непрерывности и движения в предположении постоянства температур электронов и ионов:

$$\rho u = \rho_c u_c, \quad (12)$$

$$\rho u \frac{du}{dz} = -\frac{dp_T}{dz} - \frac{\rho}{16\pi\rho_c} \frac{d|E|^2}{dz}, \quad (13)$$

где u – скорость плазмы относительно критической поверхности, $p_T = \rho c_s^2$ – тепловое давление, $c_s = [(ZT_e + T_i) \times m_i^{-1}]^{1/2}$ – изотермическая скорость ионного звука (m_i – масса иона); в правой части (12) стоят величины, взятые в критической точке. С помощью (12) уравнение (13) преобразуем к виду

$$(c_s^2 - u^2) \frac{d\rho}{dz} = -\frac{\rho}{16\pi\rho_c} \frac{d|E|^2}{dz}. \quad (14)$$

Из этого уравнения следует, что критическая точка является звуковой ($u_c = c_s$), т. к. $|E|^2$ имеет максимум в критической точке, а $(d\rho/dz)_c$ отлична от нуля. Согласно (14) докритическая плазма является сверхзвуковой, а движение при $\rho > \rho_c$ – дозвуковым. Используя выражение (10) для пондеромоторного давления, вместо уравнения (13) запишем закон сохранения импульса:

$$p_T + p_r + \rho u^2 = 2\rho_c c_s^2 + p_{rc}. \quad (15)$$

Пусть ρ_1 – плотность закритической плазмы, где $p_r \rightarrow 0$. Для отношения ρ_1/ρ_c из (12) и (15) можно получить

$$\frac{\rho_1}{\rho_c} = \left(1 + \frac{\delta}{2}\right) + \sqrt{\delta + \frac{\delta^2}{4}}, \quad (16)$$

где $\delta = p_{rc}/(\rho_c c_s^2)$ – отношение пондеромоторного давления в критической точке к тепловому. Если в критической точке $|E_z|^2$ значительно превышает остальные слагаемые в (10) (для этого угол падения должен быть не очень близок к нулю), то в докритической области также можно положить $p_r = 0$. Тогда аналогично тому, как получено выражение (16), для докритической плотности ρ_0 имеем

$$\frac{\rho_0}{\rho_c} = \left(1 + \frac{\delta}{2}\right) - \sqrt{\delta + \frac{\delta^2}{4}}. \quad (17)$$

Если $\delta \gg 1$, то $\rho_1/\rho_c \approx \delta$, а $\rho_0/\rho_c \approx 1/\delta$. Соответственно скорость закритической плазмы $|u_1| \approx c_s/\delta$, а в докритической области скорость $|u_0| \approx \delta c_s$ (знак скорости отрицателен, поскольку движение происходит в направлении, противоположном направлению оси z).

Выражения (16), (17) определяют величину скачка плотности в критической области в отсутствие вязкостного давления ионов. Для определения масштаба неоднородности плазмы в критической точке необходимо рассмотреть уравнение, определяющее структуру этого скачка. Для этого в уравнении движения учтем ионную вязкость $p_v = -\mu du/dz$. Тогда вместо (15) имеем

$$p_T + p_r + \rho u^2 - \mu \frac{du}{dz} = 2\rho_c c_s^2 + p_{rc} + p_{vc}. \quad (18)$$

Критическая точка является звуковой и в этом случае, т.к. производная du/dz имеет максимум в критической точке, следовательно, $(d^2u/dz^2)_c = 0$. В результате мы приходим к соотношению (14). С помощью (12) уравнение (18) можно записать в виде

$$\frac{a}{x^2} \frac{dx}{dz} = \left(\frac{1}{x} + x - 2\right) + \beta(x), \quad (19)$$

где $a = \mu/(\rho_c c_s)$, $x = \rho/\rho_c$, $\beta(x) = [p_r(x) - p_{rc} - p_{vc}]/(\rho_c c_s^2)$. Правая часть в (19) определяет знак производной плотности x , которая должна быть не отрицательной. Функция $F(x) = 1/x + x - 2$ имеет минимум, равный нулю, при $x = 1$. Функция $\beta(x)$ в критической точке положительна и определяется константой $(-p_{vc})$ (p_{vc} отрицательна, т.к. $u < 0$, а $du/dz > 0$). Сумма $F(x) + \beta(x)$ имеет минимум при $x > 1$. Необходимо, чтобы в минимуме эта сумма обращалась в нуль, что даст асимптоту для решения $x(z)$. Если сумма $F(x) + \beta(x)$ в минимуме отрицательна, то получаем два значения x_1 и x_2 , при которых эта сумма обращается в нуль. Пусть $x_2 > x_1$, тогда переход от плотности x_1 к x_2 должен происходить скачком, что недопустимо при наличии вязкости (вязкостное давление обращается в бесконечность). Поскольку функция $\beta(x)$ является узкой по сравнению с $F(x)$ (изменяется более быстро по оси x), то приближенно условие неотрицательности правой части (19) можно записать как $-p_{vc} \approx p_{rc}$, или

$$|p_{vc}| \approx \frac{|E_{zc}|^2}{16\pi}. \quad (20)$$

Рассмотрим возможные механизмы диссипации ионных возмущений, определяющие коэффициент вязкости μ . Существует выражение для коэффициента ионной вязкости, обусловленной ион-ионными столкновениями [19]: $\mu = 0.48\rho v_{Ti}^2/v_{ii}$, где v_{Ti} – тепловая скорость ионов, а v_{ii} – кулоновская частота ион-ионных столкновений. Известно также выражение для бесстолкновительного декремента затухания ионных возмущений на электронах в неизотермической плазме при $T_e \gg T_i$ [20]. Как будет показано ниже, в плазме при существенном влиянии на ее движение пондеромоторной силы возникает другой случай неизотермичности, в котором $T_i \gg T_e$ [21]. Такое состояние возможно из-за того, что коэффициенты ионной и электронной теплопроводностей значительно различаются (ионный меньше), и для переноса энергии ионами в плотную часть мишени необходима более высокая температура ионов. При этом нагрев ионов происходит из-за диссипации ионных возмущений, вызываемых пондеромоторной силой. В этом случае выражение для столкновительной вязкости, как правило, не применимо из-за того, что длина пробега иона становится больше размера неоднородности плазмы. Однако при $T_i \gg T_e$ возникает эффективный механизм бесстолкновительного затухания на

ионах. В условиях $T_e \gg T_i$ затуханием на ионах можно пренебречь, т.к. число ионов, участвующих в затухании, экспоненциально мало (эти ионы расположены на «хвосте» максвелловской функции распределения); ионные возмущения затухают на электронах, несмотря на то что ионный предэкспоненциальный множитель мнимой части диэлектрической проницаемости в $(m_i/m_e)^{1/2}$ раз больше электронного. Иная ситуация возникает при $T_i \gg T_e$. В этом случае ионный экспоненциальный множитель в мнимой части диэлектрической проницаемости не является малым, и возникает сильное затухание возмущений на ионах. Следует отметить, что при слабом затухании возмущений (в условиях $T_e \gg T_i$) для определения масштаба неоднородности плазмы необходимо учитывать дисперсию, описываемую уравнением Кортевега-де-Вриза. В этом случае в уравнении (18) должно быть слагаемое со второй производной скорости по z , а в левой части уравнения (19) – слагаемое $(r_D^2/2)d^2(1/x)/dz^2$ [20] (r_D – радиус Дебая), т.к. согласно (12) скорость пропорциональна $1/x$. Как будет показано ниже, в условиях $T_i \gg T_e$ диссипация приводит к размеру неоднородности L , значительно превышающему дебаевский радиус, поэтому дисперсионный член оказывается лишь малой добавкой порядка $(r_D/L)^2$ к диссипативному. В отличие от дисперсионной структуры движения плазмы, описываемой уравнением Кортевега-де-Вриза, рассматриваемый здесь случай естественно назвать диссипативной структурой движения плазмы.

Бесстолкновительная диссипация на ионах происходит в медленном (продольном) поле E_s , которое создается в плазме пондеромоторной силой. В более общем случае медленное поле определяется также и тепловым давлением электронов согласно уравнению

$$en_e E_s = -\frac{dp_{Te}}{dz} - \frac{\rho}{16\pi\rho_c} \frac{d|E_z|^2}{dz}. \quad (21)$$

Однако здесь будем полагать, что энергия осцилляций электрона в высокочастотном поле резонанса существенно превышает тепловую энергию T_e , и в (21) опустим член с тепловым давлением. Используя выражение (11) для $|E_z|^2$, можно найти максимальное значение производной $d|E_z|^2/dz$ и выразить его через значение поля $|E_z|_c$ в критической точке:

$$\left(\frac{d|E_z|^2}{dz}\right)_m = |E_z|_c^2 \frac{3\sqrt{3}}{8} \frac{1}{\varepsilon_2 \rho_c} \frac{d\rho}{dz}.$$

Тогда для максимума медленного поля из (21) получаем

$$E_{sm} = \frac{3\sqrt{3} m_i |E_z|_c^2 d\rho}{128\pi e Z \rho_c^2 \varepsilon_2 dz}. \quad (22)$$

Для определения коэффициента эффективной вязкости μ приравняем два выражения для скорости диссипации кинетической энергии ионов:

$$\frac{\sigma_s |E_{sm}|^2}{2} = \mu \left(\frac{du}{dz}\right)^2. \quad (23)$$

Здесь $\sigma_s = \omega_s \varepsilon_{s2}/(4\pi)$ – ионная проводимость в медленном поле, $\omega_s = k_s c_s$, ε_{s2} – мнимая часть диэлектрической проницаемости, обусловленная ионами. Строго говоря, перпендикулярный слой представляет собой волновой пакет с различ-

ными ω_s и k_s . На данном этапе ограничимся оценкой, которая учитывает лишь одну характерную гармонику с $k_s \approx 1/\Delta_r$, где $\Delta_r = L\varepsilon_2$ – ширина резонанса. Из (23) получаем

$$\mu = \frac{27\omega_s \varepsilon_{s2} m_i^2 p_{rc}^2}{512\pi e^2 Z^2 \rho_c^2 c_s^2 \varepsilon_2^2}, \quad (24)$$

где $p_{rc} = |E_z|_c^2 / (16\pi)$. Выражение для $\omega_s \varepsilon_{s2}$ имеет вид [20]

$$\omega_s \varepsilon_{s2} = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{\omega_s^2 \omega_i^2}{(k_s v_{Ti})^3} \exp\left(-\frac{\omega_s^2}{2k_s^2 v_{Ti}^2}\right). \quad (25)$$

Здесь $\omega_i = (4\pi Z^2 e^2 n_i / m_i)^{1/2}$ – ионная плазменная частота. Учитывая условие (20), т. е. равенство $|p_{vc}| = p_{rc}$, а также записывая вязкостное давление в виде $p_{vc} = -\mu c_s / L$, из (24) можно получить еще одно выражение для коэффициента вязкости:

$$\mu = \frac{128\rho_c \omega_i^2 \varepsilon_2^2 L^2}{27\omega_s \varepsilon_{s2}}. \quad (26)$$

Сравнивая это выражение с выражением для столкновительной вязкости, можно отметить, что роль тепловой скорости ионов в бесстолкновительном случае играет величина $\omega_i \Delta_r$, а роль частоты столкновений – $\omega_s \varepsilon_{s2}$.

Уравнение для определения размера неоднородности L получаем из уравнения (20), записывая вязкостное давление в виде $\mu c_s / L$. Далее рассмотрим случай, когда поле в резонансе ограничивается плазменными волнами, т. е. $\varepsilon_2 = \varepsilon_{2p}$ согласно (3). Тогда для определения величины $k_0 L$ имеем уравнение

$$(k_0 L)^{4/3} = \frac{32\pi^2 \beta_T^{4/3} k_0 c_s \mu}{\Phi^2 |H_0|^2}. \quad (27)$$

В (27) от $k_0 L$ зависят также функции μ и Φ . Функцию $\Phi(\tau)$ при $\tau < 0.7$ можно приближенно записать в виде $\Phi \approx 2.95\tau = 2.95\alpha_0 (k_0 L)^{1/3}$. Используя также выражение (26) для μ , можно получить формулу для вычисления $k_0 L$:

$$(k_0 L)^{5/3} = \frac{4096\sqrt{2}\pi^{3/2}\rho_c\beta_T^{2/3}v_{Ti}^3}{27 \times 2.95^2 \alpha_0^2 |H_0|^2 c_s} \exp\left(\frac{c_s^2}{2v_{Ti}^2}\right). \quad (28)$$

Кроме размера неоднородности в критической точке, важно знать значения плотности плазмы на границах переходного слоя: $x_0 = \rho_0/\rho_c$ – безразмерная плотность в докритической области, а $x_1 = \rho_1/\rho_c$ – в закритической области. Плотности x_0 и x_1 находим из условия минимума правой части в (19), т. е. минимума суммы $F(x) + \beta(x)$. Приравняв нулю производную $F'(x) + \beta'(x)$ и пренебрегая величиной ε_2^2 по сравнению с $(1-x)^2$, получаем уравнение

$$(x+1)(x-1)^4 = 2bx^2, \quad (29)$$

где $b = p_{r0} \Phi^2 / (4\pi\rho_c c_s^2 k_0 L)$, $p_{r0} = |H_0|^2 / (8\pi)$ – световое давление в падающей волне. Приближенное решение уравнения (29) при $x \gg 1$ найдем, записав его в виде $(x-1)^3 = 2bx^2/(x^2-1)$ и положив $x^2/(x^2-1) \approx 1$. Тогда в закритической области имеем решение $x_1 \approx 1 + (2b)^{1/3}$. Если x невелико, то можно использовать метод последовательных приближений, вычисляя новые значения $x^2/(x^2-1)$. При $x \ll 1$ решение получим, положив в (29) $(x+1) \approx 1$. Решение имеет вид $x_0 = (1+c/2) - [(1+c/2)^2 - 1]^{1/2}$, где $c = (2b)^{1/2}$. В этом случае также можно использовать метод последо-

вательных приближений, вычисляя новые значения $(x+1)$. Значения x_0 и x_1 зависят от параметра b , который пропорционален отношению светового давления в падающей волне к тепловому давлению плазмы в критической точке. Полученные выше приближенные решения для x_0 и x_1 справедливы при больших значениях параметра b . При малых световых давлениях ($b \ll 1$), когда $x \approx 1$, но все же $(x-1)^2 > \varepsilon_2^2$, можно в (29) положить $(x+1) \approx 2$. Тогда для x_0 и x_1 получим

$$x_{1,0} = \left(1 + \frac{c_1}{2}\right) \pm \sqrt{\left(1 + \frac{c_1}{2}\right)^2 - 1}, \quad (30)$$

где $c_1 = b^{1/2}$.

Рассмотрим задачу о взаимодействии импульса CO₂-лазера с мишенью из титана при плотности потока лазерного излучения 10^{14} Вт/см² и длительности импульса на полувисоте 20 нс (диаметр пятна фокусировки – 65 мкм). Фокусирующая система обеспечивала максимальный угол падения 9°. В общем случае даже при аксиально-симметричном лазерном пучке задача о его взаимодействии с мишенью является трехмерной, т. к. поляризация в пучке линейная, и составляющая электрического поля вдоль градиента плотности зависит от азимутального угла φ как $\cos\varphi$. Поскольку квадрат поля зависит от угла φ как $\cos^2\varphi$, для вычисления доли резонансного поглощения необходимо принять, что только половина падающего потока имеет р-поляризацию (среднее значение $\cos^2\varphi$). Как уже отмечалось, область резкого изменения профиля плотности в окрестности критической плотности является узкой, и можно выделить из общей задачи более простую задачу о плоском движении плазмы при наклонном падении р-поляризованного излучения. Для этого были проведены численные расчеты с помощью одномерной гидродинамической программы RAPID-SP [21], в которой лазерное излучение рассматривается в рамках уравнений Максвелла. В этой программе учитывается ponderomotive сила, рассматривается наклонное падение электромагнитной волны с любой поляризацией на плоскоую плазму, используется аналитическая модель генерации быстрых электронов при резонансном поглощении, учитывается перенос энергии быстрыми электронами, а в уравнении состояния учитываются потери энергии на ионизацию плазмы. Поскольку рассматривалось мелкомасштабное движение плазмы, значение плотности лазерного потока 10^{14} Вт/см² можно считать постоянным во времени. Излучение имело р-поляризацию, угол падения варьировался. На рис.6 показаны расчетные профили плотности, температуры и скорости плазмы, а также квадрата амплитуды электрического поля в момент времени 0.2 нс после начала импульса. Угол падения составлял 30°. На рисунке видна область резкого перехода от закритической плотности к докритической (для титана $\rho_c = 4.09 \times 10^{-5}$ г/см³). Соответственно возрастает скорость плазмы в докритической области. Ионная температура значительно превышает электронную вследствие вязкостного нагрева ионов и большой разницы в коэффициентах теплопроводности электронов и ионов (электронный коэффициент выше). В табл.1 приведены значения доли полного поглощения δ_a (обратный тормозной и резонансный механизмы) и доли резонансного поглощения δ_a^r в зависимости от угла падения. Значения δ_a и δ_a^r даны для импульса длительностью 0.5 нс. Из табл.1 следует, что поглощение происходит в основном за счет резонансного

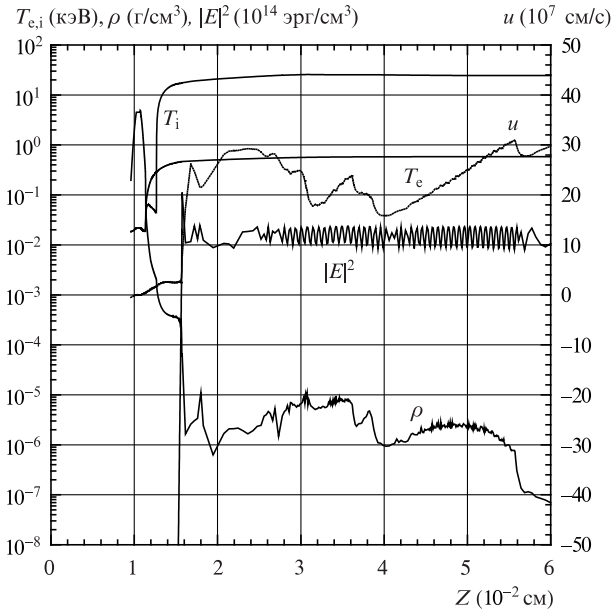


Рис.6. Профили плотности ρ , скорости u , электронной и ионной температур T_e и T_i и квадрата амплитуды электрического поля $|E|^2$ в момент времени 0.2 нс после начала импульса. Лазерное излучение с длиной волны 10.6 мкм падает справа (плотность потока 10^{14} Вт/см², угол падения 30° , р-поляризация).

Табл.1.

θ_0 (град)	δ_a	δ_a^i
15	0.268	0.254
30	0.508	0.491
45	0.502	0.482

механизма. Пондеромоторная сила приводит к снижению эффективности обратного тормозного поглощения и к увеличению доли резонансного поглощения. С помощью гидродинамической программы ATLANT-HE [22] был выполнен также двумерный расчет взаимодействия импульса длительностью 20 нс с мишенью из титана при плотности потока 10^{14} Вт/см². Этот расчет позволил определить долю резонансного поглощения для реальной фокусирующей системы после воздействия всего лазерного импульса.

Для оценки поля в области резонансного поглощения и энергии быстрых электронов примем $T_e = 0.55$ кэВ и $T_i = 20$ кэВ (эти значения получены в одномерном расчете при угле падения $\theta_0 = 9^\circ$). С помощью (28) имеем $k_0 L = 5.95$, $L = 9.92$ мкм, $\alpha_0 |H_c| = \Phi |H_0| / \sqrt{2\pi k_0 L} = 1.25 \times 10^5$ ед. CGS, $|H_0| = 9.15 \times 10^5$ ед. CGS. Мнимая часть диэлектрической проницаемости $\varepsilon_{2p} = 0.0312$, квадрат амплитуды поля $|E_{zc}|^2 = 1.61 \times 10^{13}$ ед. CGS, энергия быстрых электронов $\mathcal{E}_h = 78.5$ кэВ. Решение уравнения (29) методом последовательных приближений дает $x_0 = 0.72$, $x_1 = 1.36$. Следовательно, благодаря пондеромоторному ускорению ионы приобретают скорость относительно критической поверхности $c_s/x_0 = 3.45 \times 10^7$ см/с. Численный расчет позволил также определить скорость движения критической поверхности навстречу падающему лазерному импульсу, которая за время 0.4–1.0 нс нарастает от 3.11×10^7 до 4.82×10^7 см/с. Следовательно, в лабораторной системе координат скорость ионов доходит до 8.27×10^7 см/с ($\mathcal{E}_i = 170$ кэВ).

Рассмотрим вопрос об условиях возникновения неизо-термичности плазмы с $T_i \gg T_e$. Для этого будем использовать уравнения энергии электронов и ионов в лагранже-вых переменных (m, t):

$$\frac{\partial \mathcal{E}_e}{\partial t} = -p_{Te} \frac{\partial u}{\partial m} - \frac{\partial q_{Te}}{\partial m} - Q_{ei}(T_e - T_i), \quad (31)$$

$$\frac{\partial \mathcal{E}_i}{\partial t} = -\pi_i \frac{\partial u}{\partial m} - \frac{\partial q_{Ti}}{\partial m} + Q_{ei}(T_e - T_i), \quad (32)$$

где $\mathcal{E}_{e,i}$ – удельные внутренние энергии; $q_{Te, Ti}$ – тепловые потоки электронов и ионов; p_{Te} – тепловое давление электронов; $\pi_i = p_{Ti} + p_v$ – сумма теплового и вязкостного давлений ионов; коэффициент Q_{ei} определяет скорость обмена энергией между электронами и ионами. Поскольку характерное время электрон-ионного обмена энергией много больше времени протекания плазмы через переходный слой, в задаче о структуре переходного слоя электрон-ионной релаксацией можно пренебречь. Умножая уравнение движения $\partial u / \partial t = -\partial(p_{Te} + \pi_i + p_v) / \partial m$ на скорость u и складывая полученное уравнение для кинетической энергии с уравнениями (31) и (32), можно получить уравнение для полной (внутренней и кинетической) энергии плазмы:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\mathcal{E} + \frac{u^2}{2} \right) = -\frac{\partial(pu)}{\partial m} - \frac{\partial(q_{Te} + q_{Ti})}{\partial m} - u \frac{\rho}{\rho_c} \frac{\partial}{\partial m} \left(\frac{|E|^2}{16\pi} \right), \quad (33)$$

где $p = p_{Te} + \pi_i$, и уравнение для полной энергии ионов

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\mathcal{E}_i + \frac{u^2}{2} \right) = -\frac{\partial(\pi_i u)}{\partial m} - u \frac{\partial p_{Te}}{\partial m} - u \frac{\rho}{\rho_c} \frac{\partial}{\partial m} \left(\frac{|E|^2}{16\pi} \right) - \frac{\partial q_{Ti}}{\partial m}. \quad (34)$$

При стационарном движении все величины зависят от переменных (m, t) в виде комбинации $\xi = m - Dt$, где $D = \rho_c c_s$ – массовая скорость волны. Предполагая также в переходном слое постоянство температур T_e и T_i , записываем уравнение (34) в виде

$$-\rho_c c_s \frac{d}{d\xi} \left(\mathcal{E}_i + \frac{u^2}{2} \right) = \rho_c c_s \times \left[\frac{d}{d\xi} \left(\frac{\pi_i}{\rho} \right) + \frac{1}{\rho} \frac{dp_{Te}}{d\xi} + \frac{1}{\rho_c} \frac{d}{d\xi} \left(\frac{|E|^2}{16\pi} \right) \right] - \frac{dq_{Ti}}{d\xi}. \quad (35)$$

Интегрируя (35) по переходному слою от ξ_0 до ξ_1 (ξ_0 соответствует плотности x_0 , ξ_1 – плотности x_1) и пренебрегая значениями $|E|^2$ и p_v в точке ξ_0 по сравнению с их максимальными значениями, имеем

$$q_{Ti0} - q_{Ti1} = \rho_c c_s \left[\frac{1}{2} (u_0^2 - u_1^2) + \frac{Z T_e}{m_i} \ln \frac{\rho_0}{\rho_1} \right] = \frac{\rho_c c_s^3}{2} \left(\frac{1}{x_0^2} - \frac{1}{x_1^2} \right) - \rho_c c_s c_{se}^2 \ln \frac{x_1}{x_0}, \quad (36)$$

где $c_{se}^2 = Z T_e / m_i$. Оценим разность $q_{Ti0} - q_{Ti1}$ как $f \rho_0 T_i v_{Ti} = f \rho_0 (T_i / m_i)^{3/2}$. Тогда, подставив это выражение в (36), можно получить уравнение для определения соотношения между электронной и ионной температурами. Это значение ионной температуры должно обеспечить существова-

ние стационарного переходного слоя. Решение уравнения (36) зависит от величины скачка плотности в переходном слое, который определяется параметром b в уравнении (29). При больших значениях параметра b в (36) можно пренебречь логарифмическим членом, а также членом $1/x_1^2$ по сравнению с $1/x_0^2$. Тогда выражение для ионной температуры принимает вид

$$T_i = \frac{m_i p_{r0} \Phi^2}{(2f)^{2/3} \rho_c 2\pi k_0 L}. \quad (37)$$

В этом предельном случае ионная температура не зависит от электронной и определяется световым давлением падающего излучения. При малых значениях параметра b в (29), когда $x_0 \approx 1 - b^{1/4}$, $x_1 \approx 1 + b^{1/4}$, можно разложить квадратичные и логарифмический члены в (36) по малому параметру $b^{1/4}$: $\ln(x_1/x_0) \approx 2b^{1/4}$, $(1/x_0^2 - 1/x_1^2) \approx 4b^{1/4}$. В результате из (36) для отношения $y = T_i/(ZT_e)$ получаем уравнение

$$y^2 = h(1 + y), \quad (38)$$

где $h = (2/f)^4 T^*/(ZT_e)$, $T^* = m_i p_{r0} \Phi^2 / (4\pi k_0 L \rho_c)$. Решение (38) имеет вид $y = (h/2)[1 + (1 + 4/h)^{1/2}]$. В качестве примера рассмотрим полученные в численном расчете значения $T_e = 0.55$ кэВ и $T_i = 20$ кэВ, тогда $y = 1.82$. Такая неизотермичность соответствует, согласно решению уравнения (38), значению фактора $f = 0.79$. Следует отметить, что в численном расчете ионный нагрев происходит не только в переходном слое, но и в докритической области при движении плазмы в осциллирующем по пространству пондеромоторном потенциале, который модулирует профили плотности и скорости плазмы.

Зная энергию быстрых электронов, можно оценить ускорение ионов полем, создаваемым этими электронами на границе плазмы. Следуя [16], определим ускоряющее поле

$$E = 4\pi e n_h \Delta z, \quad (39)$$

где n_h – плотность быстрых электронов; Δz – расстояние, на которое электроны вылетают из плазмы. За время $t = m_e v_h / (eE)$ скорость электрона обращается в нуль, при этом электрон проходит путь $\Delta z = eEt^2 / (2m_e) = m_e v_h^2 / (2eE)$. Подставляя это выражение для Δz в (39), получаем

$$E = (4\pi n_h \mathcal{E}_h)^{1/2}. \quad (40)$$

Плотность потока быстрых электронов

$$q_h = q_L \delta_a^r \left(\frac{R_L}{R_L + u_i \tau_L} \right)^2 = n_h v_h \mathcal{E}_h. \quad (41)$$

Определяя из (41) n_h и подставляя его в (40), преобразуем выражение для поля к виду

$$E = 2^{3/4} \sqrt{\pi} \left(\frac{m_e}{\mathcal{E}_h} \right)^{1/4} (q_L \delta_a^r)^{1/2} \frac{R_L}{R_L + u_i \tau_L}. \quad (42)$$

Для скорости ионов $u_i = (Ze/m_i) E \tau_L$ с учетом, что $u_i \tau_L \gg R_L$, имеем

$$u_i = 2^{3/8} \left(\frac{Ze R_L}{m_i} \right)^{1/2} (\pi q_L \delta_a^r)^{1/4} \left(\frac{m_e}{\mathcal{E}_h} \right)^{1/8}. \quad (43)$$

Количество быстрых ионов N_{ih} оценим из условия, что ускоряющее поле, создаваемое отрицательным зарядом быстрых электронов, экранируется таким же по абсолютной величине положительным зарядом быстрых ионов $ZN_{ih} = N_{eh} = n_h \pi (R_L + u_i \tau_L)^2 \Delta z$. В результате получаем

$$ZN_{ih} = q_L \delta_a^r \pi R_L^2 \frac{1}{\mathcal{E}_h} \left(\frac{m_e}{8\pi e^2 n_h} \right)^{1/2}, \quad (44)$$

$$n_h = q_L \delta_a^r \left(\frac{m_e}{2} \right)^{1/2} \mathcal{E}_h^{-3/2} \left(\frac{R_L}{R_L + u_i \tau_L} \right)^2. \quad (45)$$

Оценим скорость u_i для случая титановой мишени и $q_L = 10^{14}$ Вт/см², $\tau_L = 20$ нс. Доля резонансного поглощения $\delta_a^r = 0.16$ (расчет по двумерной программе для $\tau_L = 20$ нс), $R_L = 32.5$ мкм, $\mathcal{E}_h = 78.5$ кэВ. При этих значениях из (43) получаем $u_i = 3.68 \times 10^8$ см/с ($\mathcal{E}_i = 3.39$ МэВ).

Таким образом, существуют два механизма ускорения ионов: ускорение пондеромоторной силой и ускорение электрическим полем, создаваемым быстрыми электронами на границе плазмы. Ускорение быстрыми электронами дает небольшую группу высокоэнергетичных ионов, энергия которых выше, чем при пондеромоторном ускорении. При пондеромоторном механизме ускорения получают все ионы, находящиеся в докритической области. Их количество можно оценить как $N_{ip} = (1/m_i) \rho_c c_s \tau_L \pi R_L^2$. Наконец, наибольшая часть ионов, находящихся между критической точкой и фронтом тепловой волны, разлетается с гидродинамической скоростью. Максимальное значение скорости определяется выражением $[2/(\gamma - 1)]c_s$ (где γ – показатель адиабаты) и при $\gamma = 5/3$ составляет $3c_s$.

4. Заключение

Методами времяпролетной диагностики измерены характеристики ионной компоненты плазмы, восстановлена функция распределения по энергии ионов, возникающих при облучении мишеней из Mg и Pb импульсами CO₂-лазера с плотностью потока 10^{14} Вт/см². Обнаружены группы ионов с различной эффективной температурой, оценено их количество в общем ионном потоке.

Разработана приближенная аналитическая модель ускорения ионов, которая в сочетании с численными расчетами по гидродинамическим программам позволяет оценить энергию и количество быстрых ионов в различных энергетических интервалах. Согласно модели существуют различные механизмы ускорения ионов. Наиболее высокоэнергетичная и малочисленная группа ионов ускоряется электрическим полем, создаваемым быстрыми электронами, рождающимися при резонансном поглощении. Средняя по числу и по энергии группа ионов получает ускорение за счет деформации профилей плотности и скорости под действием пондеромоторной силы в окрестности критической плотности. В модели показано, что при резонансном поглощении критическая точка является звуковой, следовательно, при сильном превышении пондеромоторного давления над тепловым скорость докритической плазмы значительно превышает сверхзвуковую. Самая большая по числу ионов группа – это ионы, ускоряющиеся при гидродинамическом разлете после окончания лазерного импульса. Диапазон скоростей этих ионов заключен от нуля до максимальной скорости, которая в несколько раз превышает скорость звука. Такое же поведение функции распределения ионов по энергии на-

блюдается и в эксперименте. Как в расчетной модели, так и в экспериментальных данных существуют три области энергий, в каждой из которых функция распределения характеризуется своей температурой. Число ионов в каждой из групп (и в эксперименте, и в модели) убывает с ростом энергии.

Работа выполнена в рамках научной программы ИТЭФ по госконтракту № Н.4е.45.03.09.1085 и при финансовой поддержке РФФИ (гранты № 07-02-13602офи_ц и 10-08-00752).

- Макаров К.Н., Сатов Ю.А., Стрельцов А.П. и др. *ЖЭТФ*, **106**, 1649 (1994).
- Krasilnikov A.V., Makarov K.N., Satov Yu.A., et al. *Rev. Sci. Instrum.*, **72**, 1258 (2001).
- Dubonkov V.P., Sharkov B.Yu., Golubev A.A., et al. *Laser Part. Beams*, **14**, 385 (1996).
- Kondrashev S., Mescheryakov N., Sharkov B., et al. *Rev. Sci. Instrum.*, **71**, 1409 (2000).
- Varanov V.Yu., Makarov K.N., Roerich V.C., et al. *Laser Part. Beams*, **14**, 347 (1996).
- Макаров К.Н., Нищук С.Г., Рерих В.К. и др. *Письма в ЖЭТФ*, **71**, 13 (2000).
- Степанов А.Е., Волков Г.С., Зайцев В.И. и др. *Письма ЖТФ*, **29**, 36 (2003).
- Stepanov A.E., Satov Yu.A., Makarov K.N., et al. *Plasma Phys. Control Fusion*, **45**, 1261 (2003).
- Satov Yu., Sharkov B., Smakovski Yu., et al. *J. Rus. Laser Res.*, **25**, 524 (2004).
- Сатов Ю.А., Макаров К.Н., Степанов А.Е. и др. *Препринт ТРИНИТИ: 0112-А* (М., ЦНИИАтоминформ, 2004).
- Satov Yu., Sharkov B., Haseroth H., et al. *J. Rus. Laser Res.*, **25**, 205 (2004).
- Силин В.П. *Параметрическое воздействие излучения большой мощности на плазму* (М.: Наука, 1973).
- Александров А.Ф., Богданкевич Л.С., Рухадзе А.А. *Основы электродинамики плазмы* (М.: Высшая школа, 1978).
- Макаров К.Н., Малюта Д.Д., Нищук С.Г. и др. *Квантовая электроника*, **31**, 23 (2001).
- Макаров К.Н., Сатов Ю.А., Смаковский Ю.Б. *Препринт ТРИНИТИ: А-120* (М., ЦНИИАтоминформ, 2005).
- Гуськов С.Ю., Демченко Н.Н., Макаров К.Н. и др. *Письма в ЖЭТФ*, **73**, 740 (2001).
- Гинзбург В.Л. *Распространение электромагнитных волн в плазме* (М.: Наука, 1967); Денисов Н.Г. *ЖЭТФ*, **31**, 609 (1956); Гильденбург В.Б. *ЖЭТФ*, **46**, 2156 (1964).
- Freidberg J.P., Mitchell R.W., Morse R.L., Rudsinski L.I. *Phys. Rev. Lett.*, **28**, 795 (1972).
- Брагинский С.И. *Вопросы теории плазмы*. Под ред. М.А. Леонтовича (М.: Госатомиздат, 1963, вып.1, с. 183).
- Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П. *Физическая кинетика* (М.: Наука, 1979).
- Demchenko N.N., Rozanov V.B. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **5228**, 427 (2003).
- Lebo I.G., Demchenko N.N., Iskakov A.B., Limpouch J., Rozanov V.B., Tishkin V.T. *Laser Part. Beams*, **22**, 267 (2004).