01

Возможности рентгеноспектральной диагностики области столкновения лазерно-плазменных потоков с астрофизическим подобием

© С.Н. Рязанцев[1], М.П. Филимончук[1,2], Р.К. Куликов[1,3], И.Ю. Скобелев[1,3], С.С. Макаров[1]

[1] Объединенный институт высоких температур Российской академии наук (ОИВТ РАН), Москва, Россия
[2] Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
[3] Национальный исследовательский ядерный университет „МИФИ“, Москва, Россия

e-mail: ryazantsev@ihed.ras.ru

Поступила в редакцию 08.10.2024 г.
В окончательной редакции 05.03.2025 г.
Принята к публикации 05.03.2025 г.

Показано, что регистрация с пространственным разрешением спектральных линий резонансной серии Неподобного иона может быть использована как для диагностики параметров плазмы в области столкновения потоков плазмы, генерируемых при нагреве твердотельных мишеней лазерным излучением, так и для определения пространственного положения этой области. Приведенные результаты расчетов, полученные в квазистационарном приближении для алюминиевой плазмы, могут применяться для определения электронной плотности и температуры в диапазоне $10^{18} - 10^{21}$ cm^{-3}. С помощью гидродинамического кода сделаны простые оценки повышения плотности плазмы в области столкновения лазерно-плазменных струй.

Ключевые слова: лабораторная астрофизика, лазерная плазма, рентгеновская спектроскопия, плазменные потоки.

DOI: 10.61011/OS.2025.04.60525.7149-24

Введение

Сталкивающиеся потоки плазмы (СПП), в том числе лазерной, являются одним из актуальных направлений современного лазерно-плазменного эксперимента. Это обусловлено тем, что знание зависимостей характеристик процесса столкновения от экспериментальных условий может быть полезно для широкого круга задач как прикладных, так и фундаментальных. Так, например, в работе [1] СПП рассматриваются как источник мягкого рентгеновского и ультрафиолетового излучения. С СПП вблизи стенок вакуумной камеры связана проблема понижения эффективности работы экспериментальных термоядерных реакторов [2,3]. Более детальное понимание процессов, происходящих в области столкновения плазменных потоков, позволит повысить точность лазерно-искровой эмиссионной спектрометрии [4,5]. Очевидно, эксперименты со сталкивающимися потоками можно использовать при фундаментальных исследованиях возникновения гидродинамических плазменных неустойчивостей, распространения ударных волн в низкотемпературной плазме и других гидродинамических явлений. Особый интерес СПП представляют в контексте экспериментов по моделированию астрофизических струй (джетов) [6] при помощи потоков лазерно-индуцированной плазмы. В основе такого моделирования лежат принципы подобия магнитогидродинамических систем, изложенные в [7].

Жизненной цикл джета можно разделить на два этапа: формирование и распространение. Каждый из них ставит перед исследователями свои вопросы. Часть из них связана с одной из основных особенностей джетов — высокой степенью коллимации, т.е. соотношением между длиной джета L и его диаметром D, которое может достигать значений $L/D \gg 10$. По современным представлениям коллимация джета происходит прямо на этапе его формирования, т.е. в непосредственной близости от объекта, являющегося его источником, например, формирующейся звезды. Теория механизма этого процесса все еще находится в стадии разработки, хотя и существует определенный консенсус о том, что он обусловлен влиянием магнитных полей. Например, существует цикл работ [8–10], в рамках которых показано, что лазерная плазма под действием однородного поля, силовые линии которого перпендикулярны поверхности мишени, вытягивается в струю с соотношением $L/D \geq 10$.

Не менее важным является вопрос поддержания высокой степени коллимации на значительных расстояниях от источника джета, длина которого может составлять десятки и даже сотни парсеков [6,11]. Возможно, что этот эффект связан с взаимодействием вещества джета с межзвёздным газом [12]. Для экспериментальной

проверки этой теории в лабораторном эксперименте требуется обеспечить условия, при которых влияние механизма, коллимирующего джет на этапе его формирования, исключено на этапе его распространения. Вообще говоря, это можно сделать двумя различными способами: либо обеспечить выход коллимированного потока за пределы области существования внешнего магнитного поля [13], либо вообще не использовать его для коллимации. Второй случай приводит к идее сталкивающихся потоков плазмы. Например, в [11,14] экспериментально показано, что столкновение двух потоков лазерной плазмы, распространяющихся под углом друг к другу, приводит к формированию коллимированного джета.

Для диагностики параметров плазмы в области такого столкновения обычно используется радиография [15,16] (в том числе фазово-контрастная [17,18]), лазерная интерферометрия [19,20], а также спектрометрия, в том числе рентгеновская. В настоящей работе рассмотрен подход к проведению такой диагностики, основанный на анализе линейчатых эмиссионных спектров, испытывающих резкие изменения относительных интенсивностей линий резонансной серии многозарядных Не-подобных ионов в области столкновения. Конкретные расчеты выполнены для случая использования алюминиевой мишени.

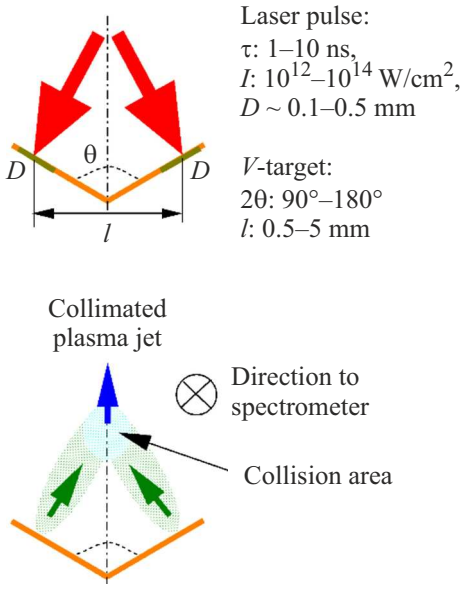


Рис. 1. Схема эксперимента по столкновению потоков плазмы, генерируемой при облучении V-образной мишени. Две плоских мишени толщиной в несколько десятков микрометров расположены под углом θ (в настоящей работе рассматриваются случаи $2\theta = 180°$ и $2\theta = 90°$) к центральной оси. Воздействию лазерного излучения подвергаются обе фольги одновременно. Образующиеся в результате облучения плазменные факелы в процессе столкновения формируют коллимированный поток, распространяющийся вдоль оси симметрии мишени.

Эмиссионные спектры плазмы в области столкновения лазерно-плазменных потоков

Мы будем рассматривать столкновение двух плазменных потоков, сформированных при нагреве твердотельных алюминиевых мишеней лазерными импульсами с высокой интенсивностью и со сравнительно большой длительностью, лежащей в наносекундном или субнаносекундном диапазонах (рис. 1). Подчеркнем, что именно такие лазеры, как правило, используются сейчас в экспериментах по лабораторной астрофизике.

Взаимодействие каждого лазерного импульса с плоской твердотельной мишенью приводит к возникновению лазерно-плазменного факела, обладающего высокими (сотни электронвольт) температурой и плотностью (порядка критической для используемой длины волны лазера) вблизи мишени и спадающими при удалении от нее. Ионизационное состояние плазмы вблизи мишени является ионизирующимся (степень ионизации меньше стационарного значения для данной температуры), а по мере удаления от нее становится рекомбинирующим (степень ионизации выше стационарного значения для локальной температуры).

На некотором расстоянии от мишени происходит столкновение плазменных факелов. В этой области плотность плазмы, очевидно, должна резко увеличиться, а также возрасти температура электронов, что, в свою очередь, должно сказаться на излучательном спектре плазмы. Если излучательный спектр зарегистрировать с пространственным разрешением, то по изменению вида спектра и его интенсивности при изменении пространственной координаты можно определить как положение области столкновения, так и параметры плазмы в ней. Для этого необходимо провести соответствующие расчеты радиационно-столкновительной кинетики, определяющие вид эмиссионных спектров. Такая задача традиционно решалась для лазерной плазмы, имеющей либо стационарное, либо ионизирующееся ионизационное состояние, характерные для плазменных областей, близких к поверхности мишени [21]. В рассматриваемом случае ионизационное состояние плазмы как в каждом из плазменных потоков до области столкновения, так и в области столкновения является рекомбинационным. Это означает, что кинетические расчеты надо проводить в рамках квазистационарной модели [22]. В настоящей работе для этого был использован радиационно-столкновительный код *iPRAX* [23].

Подчеркнем, что возможности рентгеноспектральных методик для диагностики области столкновения джетов, естественно, зависят от того, насколько сильно меняются параметры плазмы в этой области. Скачки плотности и температуры в области столкновения можно оценить с помощью гидродинамического моделирования. В насто-

ящей работе для этой цели использован модульный код *PLUTO* [24].

Оценка перепада плотностей в области столкновения плазменных потоков

Непосредственно для моделирования использовался встроенный в стандартный набор модуль *HD*, в рамках которого в двумерной декартовой системе координат численно решалась система уравнений:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho v) = 0,$$

$$\frac{\partial m_x}{\partial t} + \nabla(m_x v) + \frac{\partial p_t}{\partial x} = 0,$$

$$\frac{\partial m_y}{\partial t} + \nabla(m_y v) + \frac{\partial p_t}{\partial y} = 0,$$

$$\frac{\partial}{\partial t} E_t + \nabla[(E_t + p_t)v] = 0,$$

где ρ — массовая плотность, (m_x, m_y) — компоненты вектора объемной плотности импульса $\mathbf{m} = \rho v$, $\mathbf{v}$ — скорость потока, p_t — давление в среде, E_t — полная плотность энергии, определяемая как

$$E_t = \rho_e + \frac{\mathbf{m}^2}{2\rho}.$$

Здесь ρ_e — плотность внутренней энергии. Свободно распространяемый дистрибутив кода *PLUTO* предназначен для моделирования идеального газа, т.е. в качестве термического уравнения состояния используется выражение $p_t = n(\rho)k_B T$, где n — концентрация частиц, k_B — постоянная Больцмана, а T — температура, а в качестве калорического — соотношение $\rho_e = \frac{p_t}{\gamma - 1}$, где $\gamma = 5/3$ — показатель адиабаты. Для решения системы использовались схемы Лакса-Фридрихса ($tvdlf$) и Рунге-Кутта ($RK2$) второго порядка (для получения временной эволюции). Код оперирует безразмерными величинами, определяемыми как q_{CGC}/q, где q_{CGC} — значение величины в системе единиц СГС, а q — значение масштабного фактора для данной величины. Для плотности, длины и скорости масштабные факторы должны быть заданы пользователем. Для остальных величин они пересчитываются на основе введенных значений. Для расчетов использовались следующие значения масштабных факторов: $\rho = 1\,\text{g/cm}^3$ для плотности, $l = 1\,\text{cm}$ для длины и $v = 10^5\,\text{cm/s}$ для скорости.

Общая схема поля моделирования представлена на рис. 2. Расчеты проводились на равномерной (размер ячейки $d = 0.0025\,\text{cm}$) сетке размером 200×200 $(0.5 \times 0.5\,\text{cm})$. Для формирования втекающего в поле моделирования потока плазмы на участках $D = 0.35\,\text{mm}$, центры которых удалены друг от друга на расстояние $l_\parallel(l_\perp) = \{0.08\,\text{cm},\ 0.1\,\text{cm}\}$ задавались фиксированные граничные условия по плотности, давлению и скорости, а именно: $\rho = 4 \cdot 10^{-6}\,\text{g/cm}^3$,

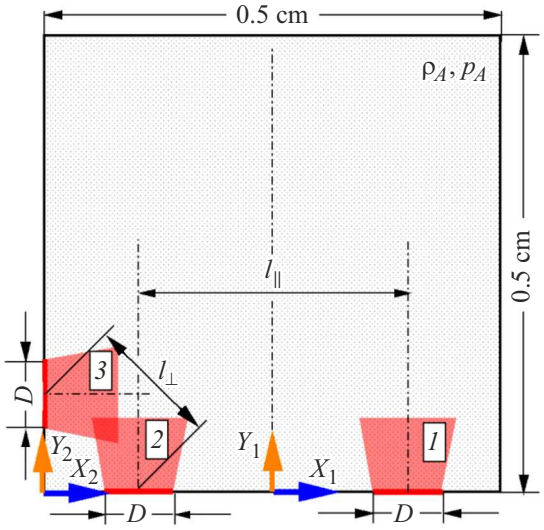


Рис. 2. Общая схема расчетного поля гидродинамического моделирования.

$p_t = 10^7\,\text{dyne/cm}^2$ $(1\,\text{MPa})$. Способ задания компонент скорости (v_x, v_y) в пределах областей D варьировался в зависимости от задачи. В случае параллельного разлета в системе координат (X_1, Y_1):

$$v_x(x) = v_0 \sin[2\alpha(x \pm dx)/D],$$

$$v_y(x) = v_0 \cos[2\alpha(x \pm dx)/D],$$

где $dx = l_\parallel/2$, „–“ и „+“ выбираются для областей „*1*“ и „*2*“ соответственно. Для одиночного потока $dx = 0$. Для перпендикулярного разлета в системе координат (X_2, Y_2) для области „*2*“:

$$v_x(x) = v_0 \sin[2\alpha(x - dx)/D],$$

$$v_y(x) = v_0 \cos[2\alpha(x - dx)/D],$$

а для области „*3*“:

$$v_x(y) = v_0 \cos[2\alpha(y - dx)/D],$$

$$v_y(y) = v_0 \sin[2\alpha(y - dx)/D],$$

при этом $dx = l_\perp/\sqrt{2}$. Во всех случаях $2\alpha = 80^\circ$ (полный раствор конуса разлета плазмы), а $v_0 = 2 \cdot 10^7\,\text{cm/s}$ — абсолютная величина вектора скорости потока плазмы, направление которого изменяется от 0 до α пропорционально значению координаты x относительно оси потока, $x \in [0, D/2]$. Указанные значения физических величин являются характерными для потоков лабораторной лазерной плазмы, генерируемой наносекундными лазерными импульсами с интенсивностью $\sim 1E13\,\text{W/cm}^2$ [13]. В качестве давления остаточной среды задавалось характерное для лазерно-плазменных экспериментов значение $p_A = 1.3\,\text{dyne/cm}^2$ $(10^{-5}\,\text{Torr})$, что при температуре $T = 300\,\text{K}$ соответствует плотности

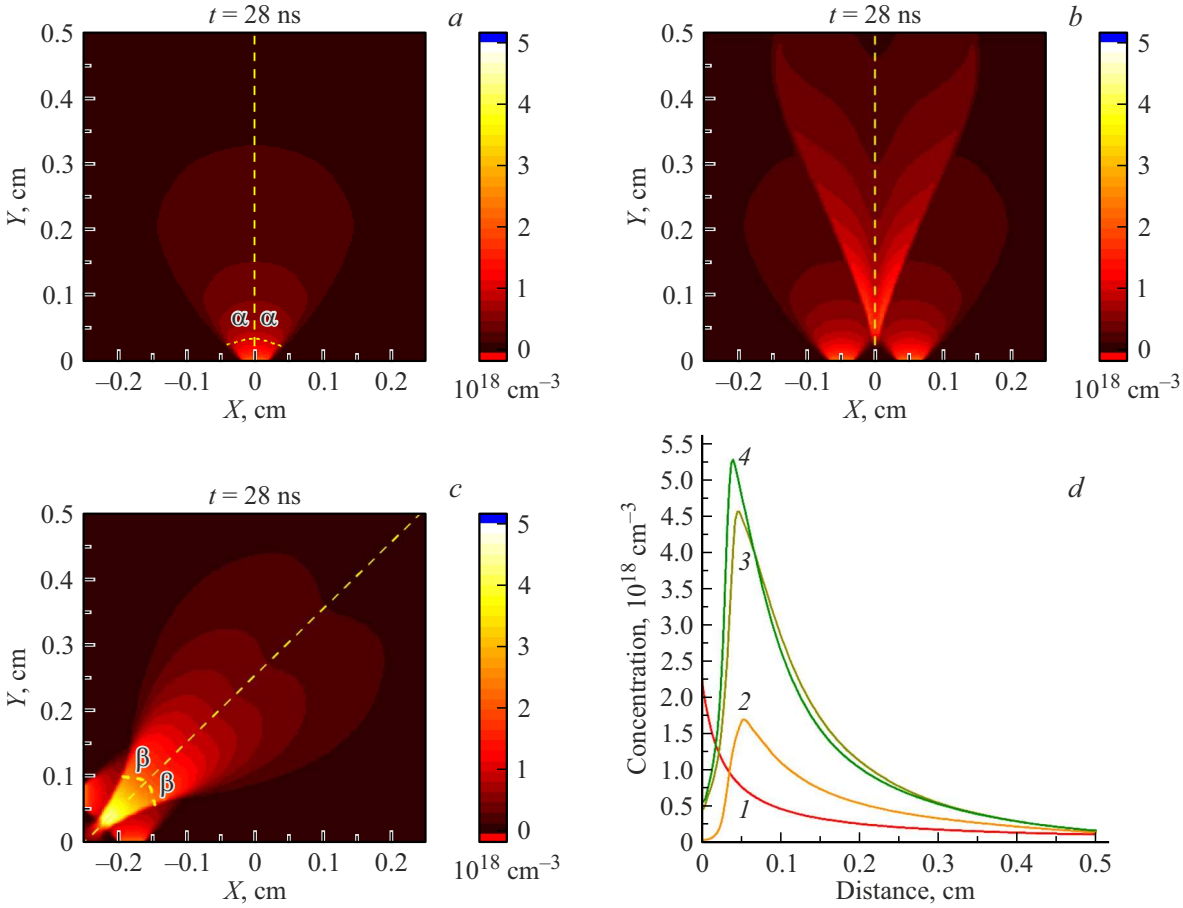


Рис. 3. Карты концентрации (ионов на cm^{-3}) для (a) одиночного потока и двух потоков, идентичных потоку (a) с (b) параллельными ($l_{\parallel} = 1\,\mathrm{mm}$) и ($c$) перпендикулярными ($l_{\perp} = 0.1\,\mathrm{cm}$) осями разлета, предсказываемые в рамках гидродинамического моделирования для момента времени $t = 28\,\mathrm{ns}$. (d) Профили концентраций вдоль желтых штриховых линий: *1* на (a), *2* на (b) и *3* на (c), *4* — аналогично *3*, но для случая $l_{\perp} = 0.08\,\mathrm{cm}$.

$\rho_A \approx 5.3 \cdot 10^{-11}\,\mathrm{g/cm}^3$. По всему периметру поля моделирования (за исключением областей D) были заданы открытые граничные условия, т.е. для всех величин q выполнялось условие $\frac{\partial q}{\partial n} = 0$, где n — координатная ось, перпендикулярная данной границе.

Карты концентрации, полученные в рамках моделирования для момента времени $t = 28\,\mathrm{ns}$ для трех различных случаев, приведены на рис. 3, a–c. Калибровочная шкала для всех карт одинакова для удобства сравнения. Время выбрано для возможности прямого сопоставления результатов моделирования с экспериментальными интерферограммами свободного разлета, представленными в [13] на рис. 2, a. Как на рис. 3, b, так и на рис. 3, c хорошо видна область повышенной плотности, формирующаяся в области столкновения потоков. Однако морфологически эти области существенно различаются. В случае перпендикулярных потоков образуется единый плазменный поток с существенно меньшим ($2\beta \sim 34^\circ$) углом раствора, чем у исходных, т.е. фактически происходит коллимация плазменных потоков, что подтверждается экспериментальными данными [11]. В случае соосного разлета такого не наблюдается. В центре области столкновения имеется „полость“ пониженной плотности. Тем не менее, как следует из рис. 3, d, вплоть до расстояний $0.5\,\mathrm{cm}$ значения плотности в „полости“ превышают значения для свободного разлета. Максимальное превышение для параллельного разлета достигается на удалении $\sim 0.05\,\mathrm{cm}$, где достигается значение $k_{\parallel} = N_{\parallel}/N_f = 2.3$. Для перпендикулярного разлета для $l = 1\,\mathrm{mm}$ максимальное значение $k_{\perp}(0.044) = 5.3$, а для $l = 0.8\,\mathrm{mm}$ — $k_{\perp}(0.039) = 5.9$.

Таким образом, при типичных параметрах экспериментов по лабораторному моделированию астрофизических струй за счет облучения твердотельных мишеней лазерными импульсами ($\tau_{\mathrm{las}} \sim 1 - 10\,\mathrm{ns}$, $10^{12} \le I_{\mathrm{las}} \le 10^{14}\,\mathrm{W/cm}^2$, $D \sim 0.01 - 0.05\,\mathrm{cm}$) в области столкновения образующихся потоков плазмы можно ожидать скачок плотности плазмы в ~ 6 раз. В предположении адиабатичности процесса это может привести также к некоторому росту электронной температуры (менее, чем в 2 раза), который, однако, не может изменить характер ионизационного состояния плазмы, и оно в области столкновения остается рекомбинирующим.

Расчеты радиационно-столкновительной кинетики

Прежде всего следует определить, какие спектральные линии являются наиболее перспективными для диагностики рассматриваемого плазменного объекта. Поскольку его ионизационное состояние ожидается рекомбинирующим, а электронная температура довольно низкой, то обычно используемые для диагностики диэлектронные сателлиты резонансных линий в данном случае будут иметь слишком низкие интенсивности, и, следовательно, не являются подходящими. Подходящими являются линии, обусловленные переходами между возбужденными состояниями ионов с основной K-оболочкой (H- и He- подобные) или между возбуждёнными и основным. В рамках данной статьи рассмотрены только последние, а именно линии резонансной серии He-подобного иона. Такой выбор обусловлен надежностью и точностью их регистрации из-за относительно простой структуры и существованием хорошо разработанных средств рентгеноспектральных измерений, например, кристаллических спектрометров на базе сферически изогнутых кристаллов [25]. Следует отметить, что для ионов с $Z \sim Z_{\mathrm{Al}}$ длины волн переходов между возбужденными уровнями должны лежать в ультрафиолетовой области спектра, и для их регистрации спектрометры, описанные в [25], не могут быть использованы.

Кинетические расчеты были выполнены для ионов алюминия с помощью радиационно-столкновительного кода $iPRAX$. В атомную модель были включены состояния полностью ионизованного алюминия, состояния H-подобного Al XIII с главными квантовыми числами до 9, состояния He-подобного Al XII с главными квантовыми числами до 7, состояния Li-подобного Al X с главными квантовыми числами до 7, а также основное состояние Be-подобного иона. Всего учитывалось 860 состояний. Результаты расчетов приведены на рис. 4.

На рис. 4, a показаны зависимости от плотности плазмы отношения интенсивностей интеркомбинационной и резонансной линий Al XII He_α при разных температурах. Видно, что данное отношение практически не зависит от температуры плазмы, но при этом чувствительно к ее плотности в широком диапазоне $10^{12} - 10^{23}\,\mathrm{cm}^{-3}$. Это делает его удобным для диагностики данного параметра плазмы. На рис. 4, b приведены аналогичные зависимости для отношения интенсивностей линий He_β и He_α. Видно, что диапазон чувствительности к плотности для них существенно уже, чем для предыдущего отношения, и начинается со значений $\sim 10^{18}\,\mathrm{cm}^{-3}$. Спектральные линии, обусловленные переходами с уровней с $n > 3$, удобнее сравнивать с линей He_β. В качестве примера на рис. 4, c, d показаны зависимости для отношений $\mathrm{He}_\gamma(n = 4)/\mathrm{He}_\beta$ и $\mathrm{He}_\delta(n = 5)/\mathrm{He}_\beta$. За исключением $\mathrm{He}_{\mathrm{int}}/\mathrm{He}_\alpha$, все приведенные соотношения зависят не только от плотности, но и от электронной температуры. Таким образом, используя любые два из них, можно определить значения обоих плазменных параметров.

Приведенные зависимости позволяют оценить изменения в спектре излучения плазмы в области столкновения плазменных потоков. Так, например, отношение интенсивностей $\mathrm{He}_\gamma/\mathrm{He}_\beta$ при изменении плотности в 6 раз, например, с 10^{18} до $6 \cdot 10^{18}\,\mathrm{cm}^{-3}$, изменяется от 0.8 до 1.4. Такого изменения достаточно для его уверенной регистрации в эксперименте. Это означает, что предлагаемая рентгеноспектральная диагностическая методика должна позволить уверенно различить области свободного разлета плазменных струй и область их столкновений.

Заключение

Из представленных рисунков видно, что рассмотренные относительные интенсивности спектральных линий иона Al XII чувствительны к электронной плотности плазмы в диапазоне $10^{18} - 10^{21}\,\mathrm{cm}^{-3}$. Если нужно исследовать область столкновения струй с меньшей или большей плотностью, то это можно сделать, используя мишени из более легких или более тяжелых ионов соответственно.

При этом зависимости, аналогичные представленным на рис. 4 (кроме (a)), могут быть получены для других He-подобных ионов без проведения дополнительных вычислений. Поскольку при $Z \sim 10$ вероятности разрешенных атомных переходов в He-подобных ионах должны масштабироваться вдоль изоэлектронной последовательности по тем же законам, что и для H-подобных, то границы диапазонов чувствительности относительных интенсивностей к температуре и плотности плазмы при этом должны смещаться пропорционально $\sim Z^2$ и $\sim Z^7$ [26].

Сделанные выше с помощью кода $PLUTO$ грубые оценки показывают, что в области столкновения лазерных потоков можно ожидать скачок плотности почти на порядок. В соответствии с рис. 4 это отвечает изменению рассмотренных относительных интенсивностей, по крайней мере, в несколько раз, если, конечно, значения плотности попадают в оптимальный для диагностики диапазон. На самом деле, даже гораздо меньшие скачки плотности, например в 2 раза, позволят легко отличить спектры, излучаемые областью столкновения, от спектров, излучаемых при свободном разлете плазмы.

Таким образом, наблюдение линий резонансной серии He-подобных ионов может быть использовано для диагностики параметров рекомбинирующих лазерно-плазменных потоков в достаточно широких интервалах их температур и плотностей. Ограничения использования такой методики связаны с предположениями о рекомбинационном характере плазмы и достаточно малой оптической толщине в рассматриваемых спектральных линиях. Рекомбинационный характер плазмы автоматически возникает при достаточном удалении джета от

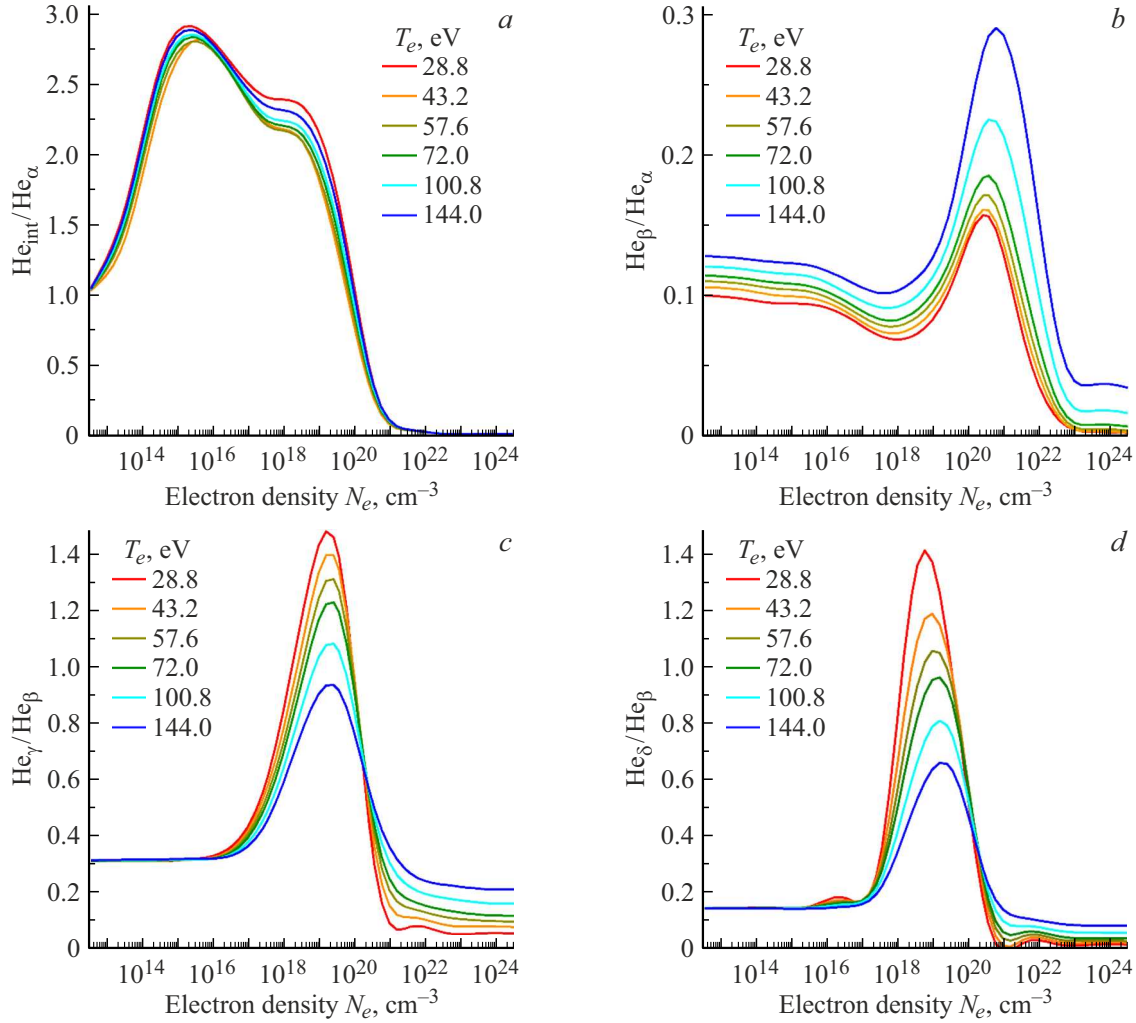


Рис. 4. Зависимости отношения интенсивностей спектральных линий, испускаемых рекомбинирующей плазмой при переходах в He-подобном ионе Al от электронной плотности N_e для различных значений электронной температуры T_e. Все спектральные линии соответствуют переходу в основное состояние $^1S_0$ $1s^2$ из возбужденного состояния (*a*) $1s2p\,^1P_1$ для He_α, $1s2p\,^3P_1$ для He_{int}; (*b*) $1s3p\,^1P_1$ для He_β; (*c*) $1s4p\,^1P_1$ для He_γ; (*d*) $1s5p\,^1P_1$ для He_δ.

области его генерации. Это означает, что область столкновения джетов также должна быть удалена от мишени, что можно обеспечить достаточно большим расстоянием между положением фокальных пятен двух лазерных пучков. В интересующем диапазоне электронных плотностей ($10^{16} - 10^{19}$ cm^{-3}), соответствующем результатам гидродинамического моделирования, и температуре 144 eV значение оптической толщины изменяется в диапазоне $10^{-2} - 10$ при характерном размере плазмы 1 mm. Однако согласно [21] в приближении Бибермана-Холстейна для самопоглощения, используемого в коде *iPRAX*, эффекты самопоглощения не сказываются на интенсивности резонансной линии при выполнении условия $A/(r+1) > N_e\langle\sigma v\rangle$, где A — вероятность радиационного распада состояния $^1P_1$, $N_e\langle\sigma v\rangle$ — суммарная вероятность столкновительного распада резонансного уровня, r — оптическая толщина плазмы. Подчеркнем, что речь идет о полной интенсивности спектральной линии, т.е. о суммарной энергии всех фотонов, испущенных при данном радиационном переходе, а не о спектральной интенсивности в центре линии. В частности, расчеты показывают, что это условие выполняется при $r < 700$ для плазмы при температуре 144 eV и плотности 10^{19} cm^{-3}.

Следует отметить, что использование приближения Бибермана-Холстейна подразумевает, что при рассеянии фотона происходит полное перераспределение по частотам, и когерентное рассеяние можно не учитывать. Это накладывает еще одно ограничение на оптическую толщину плазмы. Оно получается из условия, что ширина линии, обусловленная самопоглощением, должна лежать в пределах доплеровского ядра. Поскольку ширину доплеровского ядра Ω_D можно оценить как $\Omega_D > \Delta\omega_D(\ln(2\pi^{3/2}\Delta\omega_D/\gamma))^{1/2}$ (где $\Delta\omega_D$ и γ — доплеровская и естественная ширины линии соответственно) [27], то это условие сводится фактически к ограни-

чению $r \leq (\Delta\omega_D/\gamma)$. Для наиболее оптически широкой линии He_α рассматриваемого иона Al XII естественная ширина составляет $\gamma \sim 2.8 \cdot 10^{13}\,s^{-1}$, а при рассматриваемых плазменных параметрах $\Delta\omega_D \sim 2.8 \cdot 10^{14}\,s^{-1}$, что дает условие $r \leq 10$, которое выполнялось в рассматриваемом эксперименте.

Если в эксперименте реализуются условия, при которых оптическая толщина начинает сказываться на интенсивности диагностических линий, следует внести в мишень в качестве примеси диагностический элемент (например, рассмотренный в настоящей статье Al) в количестве, обеспечивающем рассмотренное выше условие достаточной малости оптической толщины.

Финансирование работы

Работа выполнена в рамках работы Программы 10 „Экспериментальная лабораторная астрофизика и геофизика НЦФМ“ и при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (Государственное задание № 075-00269-25-00).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] V.V. Gavrilov, A.G. Eskov, A.M. Zhitlukhin, D.M. Kochnev, S.A. Pikuz, I.M. Poznyak, S.N. Ryazantsev, I.Yu. Skobelev, D.A. Toporkov, N.M. Umrikhin. Plasma Phys. Rep., **46** (7), 689–695 (2020). DOI: 10.1134/S1063780X20070041

[2] Y. Hirooka, N. Omoto, T. Oishi, K.A. Tanaka. Fusion Engin. Des., **87** (10), 1760–1764 (2012). DOI: 10.1016/j.fusengdes.2011.10.003

[3] Y. Hirooka, T. Oishi, H. Sato, K.A. Tanaka. Fusion Sci. Technol., **60** (2), 804–808 (2011). DOI: 10.13182/FST11-A12484

[4] C. Sánchez-Aké, D. Mustri-Trejo, T. García-Fernández, M. Villagrán-Muniz. Spectrochim. Acta B, **65** (5), 401–408 (2010). DOI: 10.1016/j.sab.2010.04.016

[5] H. Luna, K.D. Kavanagh, J.T. Costello. J. Appl. Phys., **101** (3), 033302 (2007). DOI: 10.1063/1.2431685

[6] D.S. De Young. Science, **252** (5004), 389–396 (1991). DOI: 10.1126/science.252.5004.389

[7] D.D. Ryutov, R.P. Drake, B.A. Remington. Astrophys. J. Suppl. Ser., **127** (2), 465–468 (2000). DOI: 10.1086/313320

[8] D.P. Higginson, G. Revet, B. Khiar, J. Béard, M. Blecher, M. Borghesi, K. Burdonov, S.N. Chen, E. Filippov, D. Khaghani, K. Naughton, H. Pépin, S. Pikuz, O. Portugall, C. Riconda, R. Riquier, S.N. Ryazantsev, I.Yu. Skobelev, A. Soloviev, M. Starodubtsev, T. Vinci, O. Willi, A. Ciardi, J. Fuchs. High Energy Density Phys., **23**, 48–59 (2017). DOI: 10.1016/j.hedp.2017.02.003

[9] G. Revet, S.N. Chen, R. Bonito, B. Khiar, E. Filippov, C. Argiroffi, D.P. Higginson, S. Orlando, J. Béard, M. Blecher, M. Borghesi, K. Burdonov, D. Khaghani, K. Naughton, H. Pépin, O. Portugall, R. Riquier, R. Rodriguez, S.N. Ryazantsev, I.Yu. Skobelev, A. Soloviev, O. Willi, S. Pikuz, A. Ciardi, J. Fuchs. Sci. Adv., **3** (11), e1700982 (2017). DOI: 10.1126/sciadv.1700982

[10] D.P. Higginson, B. Khiar, G. Revet, J. Béard, M. Blecher, M. Borghesi, K. Burdonov, S.N. Chen, E. Filippov, D. Khaghani, K. Naughton, H. Pépin, S. Pikuz, O. Portugall, C. Riconda, R. Riquier, R. Rodriguez, S.N. Ryazantsev, I.Yu. Skobelev, A. Soloviev, M. Starodubtsev, T. Vinci, O. Willi, A. Ciardi, J. Fuchs. Phys. Rev. Lett., **119** (25), 255002 (2017). DOI: 10.1103/PhysRevLett.119.255002

[11] C.D. Gregory, J. Howe, B. Loupias, S. Myers, M.M. Notley, Y. Sakawa, A. Oya, R. Kodama, M. Koenig, N.C. Woolsey. Astrophys. J., **676** (1), 420–426 (2008). DOI: 10.1086/527352

[12] A. Mizuta, S. Yamada, H. Takabe. Astrophys. J., **567** (1), 635–642 (2002). DOI: 10.1086/338379

[13] R. Zemskov, K. Burdonov, A. Soloviev, A. Sladkov, A. Korzhimanov, J. Fuchs, D. Bisikalo, A. Zhilkin, M. Barkov, A. Ciardi, W. Yao, M. Glyavin, M. Morozkin, M. Proyavin, A. Luchinin, P. Chuvakin, V. Ginzburg, A. Kochetkov, A. Kuzmin, A. Shaykin, I. Shaikin, S. Perevalov, A. Kotov, S. Pikuz, S. Ryazantsev, E. Khazanov, M. Starodubtsev. Astron. Astrophys., **681**, A37 (2024). DOI: 10.1051/0004-6361/202245251

[14] H.M. Al-Juboori, N.A. Malik, T. McCormack. Phys. Plasmas, **28** (12), 123515 (2021). DOI: 10.1063/5.0069277

[15] B. Albertazzi, E. Falize, A. Pelka, F. Brack, F. Kroll, R. Yurchak, E. Brambrink, P. Mabey, N. Ozaki, S. Pikuz, L. Van Box Som, J.M. Bonnet-Bidaud, J.E. Cross, E. Filippov, G. Gregori, R. Kodama, M. Mouchet, T. Morita, Y. Sakawa, R.P. Drake, C.C. Kuranz, M.J.-E. Manuel, C. Li, P. Tzeferacos, D. Lamb, U. Schramm, M. Koenig. High Power Laser Science and Engineering, **6**, e43 (2018). DOI: 10.1017/hpl.2018.37

[16] P. Mabey, B. Albertazzi, E. Falize, Th. Michel, G. Rigon, L. Van Box Som, A. Pelka, F.-E. Brack, F. Kroll, E. Filippov, G. Gregori, Y. Kuramitsu, D.Q. Lamb, C. Li, N. Ozaki, S. Pikuz, Y. Sakawa, P. Tzeferacos, M. Koenig. Sci. Rep., **9** (1), 8157 (2019). DOI: 10.1038/s41598-019-44596-3

[17] A.Y. Faenov, T.A. Pikuz, P. Mabey, B. Albertazzi, Th. Michel, G. Rigon, S.A. Pikuz, A. Buzmakov, S. Makarov, N. Ozaki, T. Matsuoka, K. Katagiri, K. Miyanishi, K. Takahashi, K.A. Tanaka, Y. Inubushi, T. Togashi, T. Yabuuchi, M. Yabashi, A. Casner, R. Kodama, M. Koenig. Sci. Rep., **8** (1), 16407 (2018). DOI: 10.1038/s41598-018-34717-9

[18] D.S. Montgomery. Rev. Sci. Instr., **94** (2), 021103 (2023). DOI: 10.1063/5.0127497

[19] N.C. Woolsey, C. Courtois, R.O. Dendy. Plasma Phys. Control Fusion, **46** (12B), B397–B405 (2004). DOI: 10.1088/0741-3335/46/12B/034

[20] J. Grava, M.A. Purvis, J. Filevich, M.C. Marconi, J.J. Rocca, J. Dunn, S.J. Moon, V.N. Shlyaptsev. Phys. Rev. E., **78** (1), 016403 (2008). DOI: 10.1103/PhysRevE.78.016403

[21] V.A. Boiko, A.V. Vinogradov, S.A. Pikuz, I.Yu. Skobelev, A.Ya. Faenov. J. Sov. Laser Res., **6** (2), 85–290 (1985).

[22] S.N. Ryazantsev, I.Yu. Skobelev, A.Ya. Faenov, T.A. Pikuz, D.P. Higginson, S.N. Chen, G. Revet, J. Béard, O. Portugall, A.A. Soloviev, A.N. Grum-Grzhimailo, J. Fuchs, S.A. Pikuz. Phys. Plasmas, **23** (12), 123301 (2016). DOI: 10.1063/1.4971805

[23] I.Yu. Skobelev, S.N. Ryazantsev, R.K. Kulikov, M. V. Sedov, S.A. Pikuz. Photonics, **10** (8), 939 (2023). DOI: 10.3390/photonics10080939

[24] A. Mignone, G. Bodo, S. Massaglia, T. Matsakos, O. Tesileanu, C. Zanni, A. Ferrari. Astrophys. J. Suppl. Ser., **170** (1), 228–242 (2007). DOI: 10.1086/513316
[25] A.Y. Faenov, S.A. Pikuz, A.I. Erko, B.A. Bryunetkin, V.M. Dyakin, G.V. Ivanenkov, A.R. Mingaleev, T.A. Pikuz, V.M. Romanova, T.A. Shelkovenko. Phys. Scr., **50** (4), 333–338 (1994). DOI: 10.1088/0031-8949/50/4/003
[26] Л.А. Вайнштейн, И.И. Собельман, Е.А. Юков. *Возбуждение атомов и уширение спектральных линий* (Наука, М., 1979).
[27] И.И. Собельман. *Введение в теорию атомных спектров* (ГИФМЛ, М., 1963).