

Динамика ионизации металлических мишеней, облучаемых высококонтрастными лазерными импульсами релятивистской интенсивности

М. Е. Поварницын^{1,2}, О. Н. Розмей³ и Н. Е. Андреев^{1,2}

¹ Объединенный институт высоких температур РАН, Ижорская ул., 13, стр.2, Москва 125412, Россия

² Московский физико-технический институт (государственный университет), Институтский пер., 9, Долгопрудный 141701, Россия

³ Общество тяжелоионных исследований (Gesellschaft für Schwer-ionenforschung mbH), Дармштадт, Германия

E-mail: povar@ihed.ras.ru

Статья поступила в редакцию 24 ноября 2018 г.

Аннотация. Было проведено моделирование облучения металлических мишеней высококонтрастными лазерными импульсами релятивистской интенсивности. Результаты моделирования показывают, что локально равновесный средний заряд ионов, рассчитанный с помощью модели Томаса–Ферми, хорошо согласуется с более сложной моделью, которая описывает столкновительно-радиационную кинетику населенности основного и возбужденных состояний ионизованных атомов. Основной причиной такого хорошего согласия является высокая плотность свободных электронов плазмы в случае взаимодействия высококонтрастного лазерного импульса с плазмой, имеющей резкий профиль плотности. <https://doi.org/10.33849/2018123>

1. ВВЕДЕНИЕ

Недавние эксперименты по взаимодействию лазерных импульсов релятивистской интенсивности с конденсированными плотными мишенями показывают наличие сильно ионизованных ионов для элементов со средним зарядом, таких как Fe, Zn, Cu [1]. Для получения гелий- и водородо-подобных ионизованных состояний, наблюдавшихся в экспериментах [2] на временах меньших сотен фемтосекунд, необходимо получить плазму с электронной плотностью, соответствующей твердотельной, и имеющей температуру порядка кэВ. В этой работе мы проводим сравнение двух подходов для моделирования временной динамики ионизации в плазме, вызванной столкновениями с электронами.

2. МОДЕЛЬ И ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Для описания столкновительного нагрева электронов в скин-слое мишени были проведены одномерные гидродинамические расчеты динамики металлической мишени, нагреваемой от комнатной температуры до условий слабо взаимодействующей плазмы. В моделировании мы использовали широкодиапазонную модель [3–7] с двухтемпературным уравнением состояния, широкодиапазонные модели транспортных и оптических свойств, и учитывали самосогласованность поглощения лазерной энергии в мишени (уравнения Максвелла с широкодиапазонной диэлектрической проницаемостью), ионизацию, электронное и радиационное нагревание, давление электромагнитной волны и расширение плазмы. Следует отметить, что очень высокий контраст лазерного импульса позволяет избежать разлета мишени до момента прихода основного фемтосекундного релятивистского импульса, сохраняя резкий профиль плотности электронов в скин-слое, и поэтому можно ожидать сильного уменьшения лазерного поля в области поглощения, которое обеспечивает нерелятивистский характер движения электронов, предполагаемый в моделировании [1]. Гидродинамические расчеты

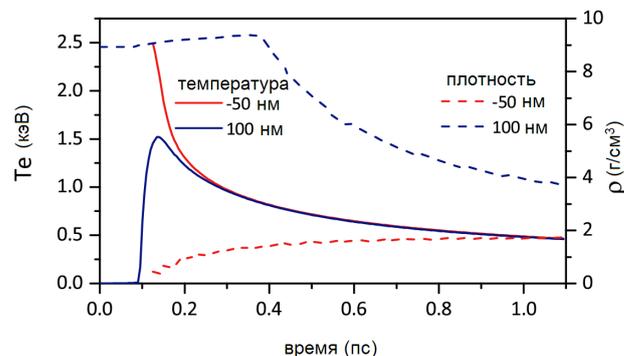


Рисунок 1. Динамика температуры электронов и плотности мишени при $z = -50$ и 100 нм.

были проведены для объемных мишеней из Cu при следующих параметрах лазерных импульсов: длина волны 400 нм (вторая гармоника титан-сапфирового лазера), длительность импульса 45 фс, р-поляризация излучения, угол падения 45° и пиковая интенсивность импульса 2×10^{19} Вт/см². Предполагалось, что мишень первоначально представляет собой твердое вещество при комнатной температуре. Благодаря преобразованию основной лазерной частоты во вторую гармонику с помощью кристалла дигидрофосфата калия (KDP) лазерный контраст на наносекундном временном масштабе оказывается не хуже 10^{-11} , а на пикосекундных временах улучшается до 10^{-8} , и поэтому энергия предимпульса остается ниже порога генерации плазмы в металлах до тех пор, пока нарастающий фронт лазерного импульса не достигнет мишени при $t = -50$ фс ($t = 0$ соответствует пику интенсивности импульса лазера). Ось z направлена по нормали к поверхности мишени, а мишень изначально расположена при $z \geq 0$. На рисунке 1 показана динамика изменения плотности и электронной температуры в двух сечениях: $z = -50$ и 100 нм.

3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Для расчета среднего заряда ионов $\langle Z \rangle$ в плазме мы используем два подхода: модель Томаса–Ферми (ТФ) [8] и многоуровневую кинетику. Модель ТФ рассматривает все электроны в атоме полуклассически и, следовательно, обычно применяется при очень высоких давлениях. Термодинамические функции электронов, рассчитанные методом ТФ, удовлетворяют асимптотикам идеального бoльцмановского (при высоких температурах и объемах) и фермиевского (при низких температурах и объемах) газов. Следовательно, эту модель можно рассматривать как широкомасштабную. Однако, помимо области применимости, модель ТФ дает значительные отличия по сравнению с более сложными моделями. Второй подход реализован в коде FLYCHK [9], который использовался для моделирования кинетики заселенности уровней атомов Cu в плазме и обеспечения распределения зарядовых состояний ионов Cu в зависимости от плотности электронов, температуры электронов и времени.

Для моделирования кинетики населенности уровней используется столкновительно-радиационная модель, которая учитывает столкновительные и радиационные процессы, определяющие заселенность атомного и ионного основного и возбужденного состояний в плазме, и представляет более общий случай по сравнению с моделями «Corona» или LTE [9]. Процессы перезарядки, такие как ионизация столкновениями со свободными плазменными электронами; фото- и автоионизация (Оже-процесс), трехмерная, фото- и диэлектронная рекомбинация отвечают за установление характеристики распределения заряда ионов при заданной электронной температуре и электронной плотности. В случае нестационарной плазмы распределение зарядов ионов будет зависеть не только от параметров плазмы, но и от времени. Файлы истории (t , $T_e(t)$, $\rho(t)$) с эволюцией электронной температуры T_e и плотности мишени ρ для разных глубин от $z = -50$ до 150 нм, были получены из данных гидродинамического моделирования для каждого слоя.

Средний заряд ионов вычисляется суммированием населенностей основного и возбужденных состояний, относящихся к ионам с зарядом:

$$\langle Z \rangle = \frac{\sum_{k=1}^{Z_a} \sum_{j=1}^{N_L} k N_{kj}}{N_a},$$

где N_{kj} является населенностью уровня j для ионов с зарядом k , Z_a атомный номер и N_L — число уровней в расчете, N_a — полное число атомов (рисунок 2).

Хотя плазма, созданная при коротких лазерных импульсах, изначально является переходной, чрезвычайно высокая плотность электронов и соответственно высокие скорости столкновений, определяющих развитие заряда ионов и популяцию ионных возбужденных состояний, могут позволить применять квазистационарный подход.

Ситуация изменяется для более низких плотностей электронов, например, в случае, когда лазерный импульс взаимодействует с хорошо развитой плазмой с плотностью ниже критической, поскольку требование о температуре электронов в плазме, необходимом для достижения высокоионизованных атомных состояний, сильно связано с параметром $n_e \tau_p$, где n_e — электрон-

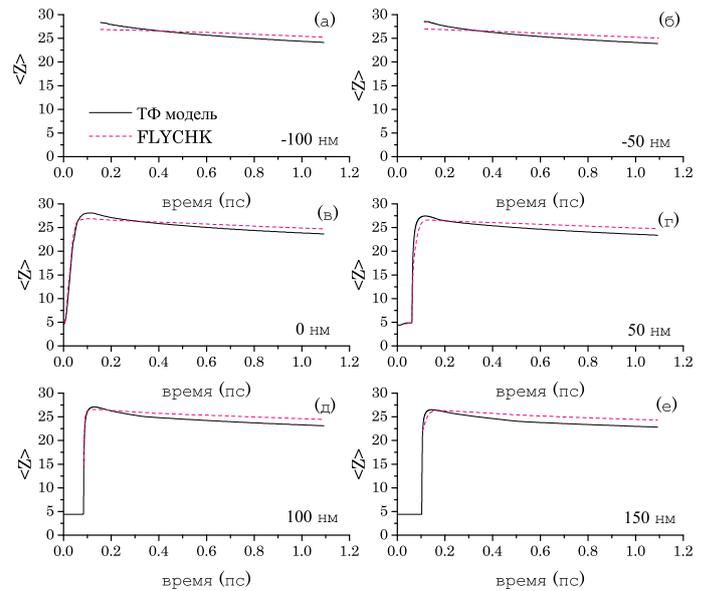


Рисунок 2. Сравнение среднего заряда ионов, рассчитанного по программе FLYCHK (пунктирные красные кривые), и полученного по модели Томаса–Ферми (сплошные черные кривые). Изменение среднего заряда ионов в различных сечениях мишени: $z = -100$ (а), -50 (б), 0 (в), 50 (г), 100 (д) и 150 нм (е).

ная плотность плазмы и τ_p — время жизни плазмы в горячем и плотном состоянии. Для низких $n_e \tau_p \lesssim 10^{11}$ распределение зарядовых состояний ионизованных атомов будет далеким от тех, которые определяются только электронной температурой и плотностью [10]. В этом случае, когда температура повышается, ионы будут менее ионизированы, что приведет к более низким зарядовым состояниям, чем это ожидалось для данных параметров плазмы, а в фазе рекомбинации, когда температура падает, ситуация противоположна.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты моделирования показывают, что локально равновесный средний заряд ионов, рассчитанный с помощью модели ТФ, находится в хорошем согласии с моделью, которая учитывает зависимость от времени столкновительную радиационную кинетику заселенности основного и возбужденного состояний ионизованных атомов. Основной причиной этого является высокая плотность свободных электронов плазмы в случае взаимодействия высококонтрастного лазерного импульса со ступенчатым профилем плотности плазмы. Для рассматриваемых параметров лазера и плазмы характерные времена релаксации кинетики, определяющей развитие заряда ионов, короче времени эволюции среднего заряда, определяемого локально квазистационарным подходом по модели ТФ.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при поддержке Программы Президиума РАН I.13 "Конденсированное вещество и плазма при высоких плотностях энергии".

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Rosmej O N, Samsonova Z, Höfer S, Kartashov D, Arda C, Khaghani D, Schoenlein A, Zähler S, Hoffmann A, Loetzsch R, Uschmann I, Povarnitsyn M, Andreev N, Pugachev L, Kaluza M and Spielmann C 2018 *Phys. Plasmas* **25** 083103
2. Kostenko O, Andreev N and Rosmej O 2018 *Phys. Plasmas* **25** 033105
3. Povarnitsyn M E, Andreev N E, Apfelbaum E M, Itina T E, Khishchenko K V, Kostenko O F, Levashov P R and Veysman M E 2012 *Appl. Surf. Sci.* **258** 9480–9483
4. Andreev N, Povarnitsyn M, Veysman M, Faenov A Y, Levashov P, Khishchenko K V, Pikuz T, Magunov A, Rosmej O, Blazevic A, Pelka A, Schaumann G, Schollmeier M and Roth M 2015 *Laser Part. Beams* **33** 541–550
5. Veysman M and Andreev N 2015 *J. Phys.: Conf. Ser.* **653** 012004
6. Povarnitsyn M and Andreev N 2016 *J. Phys.: Conf. Ser.* **774** 012105
7. Veysman M, Röpke G and Reinholz H 2018 *J. Phys.: Conf. Ser.* **946** 012012
8. Shemyakin O, Levashov P, Obruchkova L and Khishchenko K 2010 *J. Phys. A: Math. Theor.* **43** 335003
9. Chung H K, Chen M, Morgan W, Ralchenko Y and Lee R 2005 *High Energy Density Phys.* **1** 3–12
10. Rosmej O and Rosmej F 1995 *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B* **98** 37–40