Письма в ЖЭТФ, том 105, вып. 3, с. 148 – 152

Особенности генерации бесстолкновительной электростатической ударной волны в плазме при лазерной абляции

М. А. Гарасев, А. И. Корытин, В. В. Кочаровский, Ю. А. Мальков, А. А. Мурзанев, А. А. Нечаев[1], *А. Н. Степанов*

Институт прикладной физики РАН, 603950 Нижний Новгород, Россия

Поступила в редакцию 20 июня 2016 г.

После переработки 6 декабря 2016 г.

Экспериментально обнаружено возникновение горба плотности в электростатической ударной волне при абляции алюминиевой фольги фемтосекундным лазерным импульсом. Согласно проведенному численному моделированию, данное явление может быть объяснено генерацией пакета ионнозвуковых волн под воздействием потоков энергичных электронов в бесстолкновительной плазме. Отмечается, что для формирования и поддержания слоя уплотнения плазмы в ударной волне существенны вклады нагоняющих ее ускоренных ионов и захватываемых волной ионов фоновой плазмы, образованной наносекундным предымпульсом лазерного излучения в процессе абляции.

DOI: 10.7868/S0370274X17030043

1. Введение. Квазиэлектростатические ударные волны в неравновесной плазме, обусловленные разделением зарядов ее горячей и холодной фракций, изучаются экспериментально и теоретически уже более полувека [1–7]. Одной из наиболее исследованных разновидностей являются ионнозвуковые ударные волны, которые могут возникать при взрывных процессах в плазме и после своего формирования, как известно, описываются теорией ионнозвуковых солитонов [8–10]. Примером взрывного процесса служит лазерная абляция мишени под действием нано- или пикосекундных импульсов, приводящая к образованию двойного электрического слоя и возбуждению короткого пакета ионнозвуковых волн [11–15]. Во многих экспериментах этот пакет, бегущий в окружающей плазме, еще долгое время после взрыва испытывает воздействие потока догоняющих его неравновесных частиц или поля лазерного излучения. Динамика ударной волны на такой стадии приобретает ряд особенностей, не описываемых теорией солитонов и связанных со сложным бесстолкновительным поведением частиц. Экспериментально эта динамика остается мало изученной [6, 14–16].

В настоящей работе исследованы формирование и эволюция горба плотности плазмы в подобных ударных волнах. Изучена бесстолкновительная кинетика ионов и электронов в процессе поддержания горба при распространении ударной волны. Установлена существенная роль фоновой плазмы, образуемой излучением лазера, предшествующим основному импульсу (имеющиеся приближенные решения задачи о разлете плазмы в вакуум не демонстрируют образования горбов плотности [17–19]).

2. Схема эксперимента. В экспериментах (рис. 1) использовалась фемтосекундная Ti:Sa

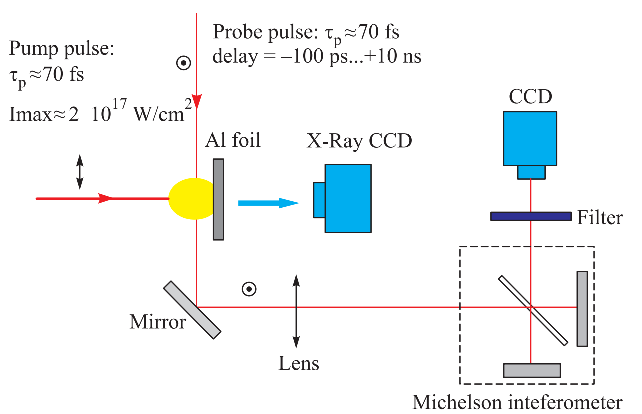

Рис. 1. (Цветной онлайн) Схема эксперимента

лазерная система с энергией в импульсе до 160 мДж, длительностью импульса $\tau_\text{p} = 70$ фс, длиной волны излучения 800 нм и частотой повторения 10 Гц. Лазерный пучок фокусировался на плоскую поверхность алюминиевой фольги толщиной 200 мкм по направлению, близком к нормальному, при помощи 50 см сферического зеркала, размер пучка в фокусе составлял $d \approx 40{-}50$ мкм. Максимальная интенсивность этого излучения в фокусе достигала $2 \cdot 10^{17}$ Вт $\cdot$ см$^{-2}$. Эксперименты проводили в ваку-

[1] e-mail: ant.a.nech@gmail.com

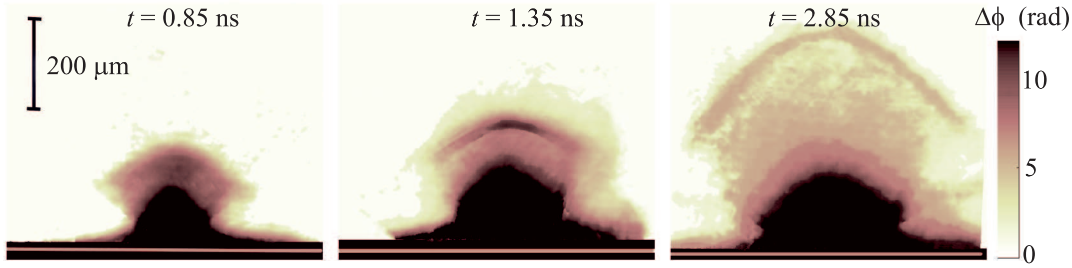

Рис. 2. (Цветной онлайн) Пространственное распределение фазы поля, добавляемой плазмой, при различных временных задержках относительно импульса накачки

умной камере при остаточном давлении газа менее 0.05 торр. Контраст мощности импульсов измерялся одноимпульсным автокоррелятором на временах до ~ 1 пс и при помощи фотодиода (5 ГГц) для времен больших 200 пс. Контраст на временах порядка 1 пс составлял $\sim 10^{-3}$, а относительно усиленного спонтанного излучения (приходящего за 2–3 нс до основного импульса) контраст может быть оценен как $(2-5)\cdot 10^{-7}$.

Диагностика плотности плазмы осуществлялась при помощи интерферометра Майкельсона. Диагностический импульс, ответвляемый от основного, пересекал плазму перпендикулярно оси распространения импульса накачки с регулируемой задержкой относительно него. Изображение с выхода интерферометра регистрировалось с помощью ПЗС-камеры. Пространственное разрешение интерферограмм составляло 5 мкм при поле зрения ~ 1 мм^2. Для уменьшения фоновой засветки интерферограмм поляризация пучка диагностики была выбрана ортогональной к поляризации накачки. Перед ПЗС-камерой устанавливался полосовой интерференционный фильтр (785 ± 20 нм, Edmund Optics), увеличивающий длину когерентности на интерферометрическом изображении. Размещенная за мишенью рентгеновская CCD-камера (Andor DO 3040) позволяла измерить спектр тормозного рентгеновского излучения плазмы и определить по нему температуру электронов.

3. Наблюдаемые параметры плазмы и ударной волны. Пространственное распределение фазового набега, вызванного плазмой, возникающей при облучении мишени фемтосекундным импульсом, для различных времен задержки пробного импульса показано на рис. 2. В силу наличия перед мощным импульсом наносекундного предымпульса, около поверхности мишени уже за 100 пс до прихода основного импульса существует плазма с характерным размером ~ 50 мкм и концентрацией $\sim 10^{19}$ см$^{-3}$. С приходом на мишень импульса накачки (в момент $t = 0$) происходит многократное увеличение общего количества ионизированного вещества, выброшенного из мишени. Температура электронов в плазме, оцененная по измеренному спектру тормозного рентгеновского излучения, составила $\sim 2-2.5$ кэВ.

Как следует из рис. 2, существенной особенностью пространственного распределения концентрации является горб плотности на передней границе расширяющейся плазмы. На рис. 3 изображено распределение концентрации вдоль центральной линии потока плазмы, восстановленное по интерферограммам путем применения обратного преобразования Абеля к данным для моментов $t = 1.35$ и 2.85 нс. Четко виден плазменный горб, концентрация электронов в котором достигает $\sim 2\cdot 10^{19}$ см$^{-3}$, и хвост плазмы, спадающий от поверхности мишени. Горб плотности распространяется с практически постоянной скоростью $v \approx 1.5\cdot 10^7$ см $\cdot$ с$^{-1}$ на всем интервале измерений вплоть до $t_{\max} = 3.5$ нс. Отметим, что, хотя процессы лазерной абляции, включая образование приповерхностной (столкновительной) плазмы и разлетающейся (бесстолкновительной), рассматривались неоднократно [6, 11–13, 16], наблюдаемое нами явление сильного уплотнения плазмы в области фронта бесстолкновительной электростатической ударной волны до сих пор практически не исследовалось.

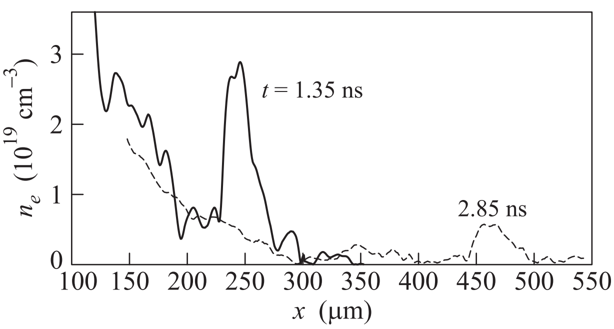

Рис. 3. Профиль плотности расширяющейся плазмы вдоль оси ее разлета для двух моментов времени

4. PIC-моделирование и качественная интерпретация явления. Согласно оценкам, наблюдаемая в эксперименте ударная волна существует в почти бесстолкновительной плазме. Действительно, уже при концентрации $n_e \sim 10^{20}\,\text{см}^{-3}$ и температуре $T \sim 2.5\,\text{кэВ}$ (типичных для проведенных экспериментов) длина свободного пробега электронов составляет 300 мкм, что больше размеров области, существенной для формирования ударной волны. Ионы, вовлеченные в ударную волну, также сталкиваются редко на масштабе порядка толщины ее фронта. На рассматриваемых временах $t \lesssim 3\,\text{нс}$ источником указанной разлетающейся плазмы служит нагретая часть мишени и квазиадиабатически расширяющийся сгусток плотной плазмы с концентрацией $\gtrsim 10^{21}\,\text{см}^{-3}$. Из него вылетают и частично возвращаются обратно разогретые фемтосекундным импульсом электроны с энергией $\sim 2.5\,\text{кэВ}$, тянущие за собой сравнительно холодные ионы алюминия и передающие им свою кинетическую энергию посредством квазиэлектростатического поля (описание подобного процесса см., например, в [12]).

Не претендуя на полное описание динамики плотной плазмы, созданной мощным лазерным импульсом, мы провели численное моделирование расширения ее внешних слоев в 1D- и 2D-геометриях с помощью релятивистского кинетического кода EPOCH, основанного на методе частиц в ячейках (PIC). Код осуществляет совместное решение уравнений Власова для электронов и ионов плазмы и уравнений Максвелла для электромагнитных полей [20].

Начальной конфигурацией для моделирования в одномерной геометрии служили фоновая плазма (оставшаяся от наносекундного предымпульса) с концентрацией электронов $n_{\text{bkg},0} = 10^{15}{-}10^{19}\,\text{см}^{-3}$ в разных реализациях (заполняла всю расчетную область и могла быть плавно неоднородной), а также покоящийся в ней слой плазмы из холодных ионов (с зарядом Z) и горячих электронов с концентрацией $n_0 = 10^{20}{-}10^{21}\,\text{см}^{-3}$, в общем случае тоже неоднородный. Указанный слой находился у левой границы расчетной области, отвечающей положению фольги в эксперименте, обладал концентрацией значительно меньше критической $(2 \cdot 10^{21}\,\text{см}^{-3})$ и занимал примерно шестую часть всей области, т.е. имел размер $\lesssim 30\,\text{мкм}$. Переход от слоя к фону либо содержал излом профиля концентрации в одной точке, либо занимал конечную область шириной $\lesssim 10\,\text{мкм}$. В последнем случае переходные профили выбирались степенными (с показателями $p = 1{-}5$), линейными (разной ширины) или экспоненциальными, точнее супергауссовыми, $n_L = n_0 e^{-x^\ell/L^\ell}$ с $\ell = 1 - 8$, где x – координата вдоль направления расширения.

На левой границе области моделирования использовали условие отражения, правая граница была открытой. Отношение масс ионов и электронов варьировалось в пределах $M/m_e = 100 \div 50000$. В начальный момент частицы имели изотропные максвелловские распределения по скоростям; температура электронов в плотном слое составляла $T_L = 2.5\,\text{кэВ}$, электронов фона и всех ионов – $T_{\text{bkg}} = 3\,\text{эВ}$. В двумерных расчетах использовались схожие начальные условия, за исключением того, что плотный слой плазмы имел форму части круга. Например, в варианте с супергауссовым профилем полагалось $n_L = n_0 e^{-(x^2+y^2)^{\ell/2}/L^\ell}$ с радиусом $L \sim 10\,\text{мкм}$. Боковые границы, как и правая граница расчетной области, задавались открытыми (поглощающими).

Многообразие рассмотренных профилей плазмы обусловлено не только отсутствием экспериментальных данных о фактическом профиле на момент нагрева мишени фемтосекундным импульсом, но и желанием удостовериться в универсальном характере обнаруженного явления. Действительно, оказалось, что горб плотности образуется в широкой области параметров и для большого класса начальных профилей плазмы. Качественно результаты 1D- и 2D-расчетов согласуются друг с другом и в основном воспроизводят экспериментально наблюдаемую ситуацию на рассматриваемом переходном этапе формирования ударной волны и распространения горба плотности, когда присутствует поток энергичных электронов из области горячего слоя плазмы. Эти результаты будут детально изложены в отдельной статье, содержащей, в частности, анализ зависимости формы и скорости горба плотности, а также структуры поддерживающего его электрического поля от начального профиля перехода от плотной к разреженной плазме.

Вся совокупность проведенных расчетов свидетельствует о том, что физический механизм формирования горба плотности для любых не слишком плавных профилей является единым и обусловлен неравновесным (небольцмановским) распределением горячих электронов, летящих из области нагрева. Эта неравновесность оказывается слабой и горб плотности не образуется при небольшом перепаде концентрации плотной и фоновой плазмы $n_0/n_{\text{bkg},0} \lesssim 2$ (проводившиеся ранее расчеты, например [21], в этом случае согласуются с нашими).

Вместе с тем значительное превышение максимума концентрации в горбе на фронте ударной волны над минимумом концентрации за фронтом реализуется лишь при не слишком малом отношении концентраций фона и начальной горячей плазмы в области формирования горба. Если указанное отношение концентраций существенно меньше 10^{-2}, то, как показывает численное моделирование, уплотнение не образуется или оказывается едва заметным и быстро, за несколько десятков плазменных периодов, исчезает. В итоге нет оснований сомневаться в том, что за появление и длительное существование локального максимума концентрации плазмы прежде всего отвечают ионы фона, которые должны быть достаточно холодными. Проверочные расчеты показали, что весь процесс слабо зависит как от температуры ионов слоя, если она меньше или порядка температуры его электронов, так и от температуры электронов фона (в силу их малочисленности).

Сделанные выводы подтверждаются весьма информативным сравнительным анализом эволюции распределения ионов фона и слоя по продольной скорости и координате. Согласно [5], появление особенности типа разветвления на указанной фазовой плоскости служит признаком возникновения ударной волны в рассматриваемой системе. Проведенное нами моделирование показывает, что дальнейший процесс образования горба плотности слабо чувствителен к однородности фоновой плазмы.

Ранее исследования такого рода обычно ограничивались предположением о больцмановском, равновесном распределении электронов [21, 22]. Учитываемая нами неравновесность их распределения в лазерной плазме с параметрами, подобными представленным в настоящей работе, стала изучаться сравнительно недавно (применительно совсем к другим явлениям [23, 24]). Согласно результатам PIC-моделирования в начале процесса, до образования ударной волны и горба плотности на ее фронте, функция распределения электронов разлетающейся плазмы существенно модифицируется присутствием встречных электронных потоков, корректный расчет которых невозможен в приближении больцмановского равновесия. После формирования квазистационарного горба распределение электронов вблизи фронта продолжает отличаться от максвелловского, о чем свидетельствует, например, значительное отличие от нуля нормированного третьего момента функции распределения электронов по продольным скоростям. Детальный анализ этого круга вопросов будет предметом отдельного исследования.

Что касается ионов фона, в проведенных расчетах они практически не отражаются от фронта ударной волны, лишь ускоряясь ее полем и частично захватываясь, образуя горб плотности на фронте волны. Ионы слоя могут ускоряться до больших скоростей за счет поля под фронтом ударной волны, поэтому они не только дают вклад в плотность плазмы в горбе, но и могут обгонять ударную волну, постепенно изменяя и сглаживая ее. Относительный вклад ионов слоя в горб плотности постоянно растет со временем по сравнению с относительным вкладом ионов фона и довольно скоро начинает преобладать. Интересно, что ионы фона, в основном, сосредоточены в узкой передней части горба плотности.

Следует отметить, что ионы обеих фракций не захватываются в горб надолго, а либо обгоняют, либо отстают от него, иногда сделав одну-две осцилляции. В результате за фронтом образуются потоки ионов с разными скоростями, и именно поэтому увеличиваются ширина переходной области и количество переосцилляций поля в ней. Отношение энергии частиц в горбе к начальной энергии частиц слоя горячей плазмы при типичных начальных условиях составляет несколько процентов.

Существование горба плотности и поддерживающей его электростатической ударной волны обязано наличию градиента давления неравновесных энергичных электронов и согласовано с перепадом этого давления на ее фронте. Анализ долговременной эволюции такой "вынужденной" ударной волны и горба плотности в ней, а также возможности формирования свободно убегающих ионно-звуковых солитонов требует учета значительного истощения указанного давления электронов и выходит за рамки данного эксперимента и проведенных расчетов. В типичных условиях эта эволюция сопровождается развитием вейбелевской неустойчивости и генерацией квазистатических магнитных полей, влияющих как на перераспределение энергий электронов и ионов, так и на перемешивание фазовых траекторий частиц под фронтом ударной волны.

5. Заключение. Проведенные нами эксперименты по изучению разлета лазерной плазмы и численное моделирование методом частиц в ячейках показывают, что возникновение горба плотности плазмы в электростатической бесстолкновительной ударной волне является следствием взрывного нагрева электронов плазмы, нарушения их равновесного (больцмановского) распределения в самосогласованном нестационарном электрическом поле и последующего их воздействия на образовавшийся пакет ионно-звуковых волн. Для образования бегущего горба плотности существенно также наличие не слишком разреженной фоновой плазмы, возможно, неоднородной. Дальнейшие исследования процессов формирования и эволюции подобных вынужденных ударных волн в различных экспериментах с лазерной плазмой представляют несомненный интерес.

Работа поддержана грантом Правительства Российской Федерации 14Z50.31.0007 (пп. 2–3) и грантом РНФ # 16-12-10528 (п. 4). Авторы благодарны В.Е. Семенову за обсуждение результатов.

1. S. S. Moiseev ans R. Z. Sagdeev, J. Nucl. Energy **5**, 43 (1963).
2. V. L. Krasovsky, H. Matsumoto, and Y. Omura, J. Geophys. Res. **108**, 1117 (2003).
3. A. Balogh and R. Treumann, *Physics of Collisionless Shocks*, Springer (2003).
4. C. M Huntington, F. Fiuza, J. S. Ross et al. (Collaboration), Nature Phys. **11**, 173 (2015).
5. G. Sarri, G. C. Murphy, M. E. Dieckmann, A. Bret, K. Quinn, I. Kourakis, M. Borghesi, L. O. C. Drury, and A. Ynnerman, New J. Phys.**13**, 073023 (2011).
6. H. Ahmed, M. E. Dieckmann, L. Romagnani, D. Doria, G. Sarri, M. Cerchez, E. Ianni, I. Kourakis, A. L. Giesecke, M. Notley, R. Prasad, K. Quinn, O. Willi, and M. Borghesi, PRL **110**, 205001 (2013).
7. Ю. В. Медведев, *Нелинейные явления при распадах разрывов в разреженной плазме*, Физматлит, М. (2012).
8. Л. А. Арцимович, Р. З. Сагдеев, *Физика плазмы для физиков*, Атомиздат, М. (1979).
9. S. Sultana, G. Sarri, and I. Kourakis, Phys. Plasmas **19**, 012310 (2012).
10. E. J. Choi, K. Min, K.-I. Nishikawa, and C. R. Choi, Phys. Plasmas **21**, 072905 (2014).
11. T.-H. Tan and J. E. Borovsky, J. Plasma Phys. **35**, 239 (1986).
12. О. Б. Ананьин, Ю. В. Афанасьев, Ю. А. Быковский, О. Н. Крохин, *Лазерная плазма*, МИФИ, М. (2003).
13. N. C. Woolsey, Y. Abou Ali, R. G. Evans, R. A. D. Grundy, S. J. Pestehe, P. G. Carolan, N. J. Conway, R. O. Dendy, P. Helander, K. G. McClements, J. G. Kirk, P. A. Norreys, M. M. Notley, and S. J. Rose, Phys. Plasmas **8**, 2439 (2001).
14. L. Romagnani, S. V. Bulanov, M. Borghesi, P. Audebert, J. C. Gauthier, K. Löwenbrück, A. J. MacKinnon, P. Patel, G. Pretzler, T. Toncian, and O. Willi, PRL **101**, 025004 (2008).
15. C. Ruyer, L. Gremillet, and G. Bonnaud, Phys. Plasmas **22**, 082107 (2015).
16. K. A. Ivanov, S. A. Shulyapov, P. A. Ksenofontov, I. N. Tsymbalov, R. V. Volkov, A. B. Savel'ev, A. V. Brantov, V. Yu. Bychenkov, A. A. Turinge, A. M. Lapik, A. V. Rusakov, R. M. Djilkibaev, and V. G. Nedorezov, Phys. Plasmas **21**, 093110 (2014).
17. Д. С. Дорожкина, В. Е. Семенов, Письма в ЖЭТФ **67**, 548 (1998).
18. Д. С. Дорожкина, В. Е. Семенов, ЖЭТФ **116**, 885 (1999).
19. P. Mora and T. Grismayer, PRL **102**, 145001 (2009).
20. T. D. Arber, K. Bennett, C. S. Brady, A. Lawrence-Douglas, M. G. Ramsay, N. J. Sircombe, P. Gillies, R. G. Evans, H. Schmitz, A. R. Bell, and C. P. Ridgers, Plasma Phys. Control. Fusion **57**, 113001 (2015).
21. Y. Medvedev, Plasma Phys. Control. Fusion **56**, 025005 (2014).
22. M. Perego, P. D. Howell, M. D. Gunzburger, J. R. Ockendon, and J. E. Allen, Phys. Plasmas **20**, 052101 (2013).
23. Y. Hu and J. Wang, IEEE Transactions on Plasma Science **43**, 2832 (2015).
24. A. Diaw and P. Mora, B. EPJ Web of Conferences **59**, 17009 (2013).