

УДК 01.05

## РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ КУЛОНОВСКОГО ВЗРЫВА МЕТАЛЛА

А. А. Рухадзе<sup>1</sup>, К. З. Рухадзе<sup>2</sup>, В. П. Тараканов<sup>3</sup>

*На примере плазменного слоя проведено численное моделирование задачи кулоновского взрыва металла при облучении мощным пикосекундным импульсом лазерного излучения. Показано, что электроны плазмы покидают плазменный слой под действием пондеромоторной силы в направлении против градиента поля лазерного излучения, в то время как ионы разлетаются в поле собственного пространственного заряда.*

В работах [1, 2] обсуждались различные механизмы экспериментальной реализации кулоновского взрыва металла (см. также литературу, цитированную в этих работах). Было сформулировано основное условие реализации кулоновского взрыва: независимо от механизма энерговклада в металл, длительность импульса  $\tau$  воздействия должна быть меньше времени нагрева ионов металла, т.е.

$$\tau \ll (\delta\nu_e)^{-1}, \quad (1)$$

где  $\tau$  – длительность импульса;  $\nu_e$  – частота упругих столкновений электронов металла, равная  $\nu_e = 10^{15} \text{ с}^{-1}$ ;  $\delta$  – доля энергии, передаваемой кристаллической решетке при упругом рассеянии электронов ( $\delta \sim 10^{-4} \dots 10^{-3}$ ). Согласно [1], для металлов  $\tau < 10^{-11} - 10^{-10} \text{ с}$ .

<sup>1</sup>Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, ул. Вавилова 38, 119991, Москва, Россия.

<sup>2</sup>Московский институт радиотехники, электроники и автоматики, пр. Вернадского 78, 119452, Москва, Россия.

<sup>3</sup>Объединенный институт высоких температур РАН, ул. Ижорская 13/19, 125412, Москва, Россия.

В [1] обсуждался механизм кулоновского взрыва при магнитном отжатии электронов от поверхности металла в процессе сверхбыстрого нарастания тока и было показано, что такой механизм экспериментально нереализуем из-за нагрева решетки вследствие передачи тепла кристаллу от электронов. Математически это проявляется в нарушении условия (1). Механизм лазерного воздействия на тонкую металлическую пленку с целью вытеснения электронов металла вследствие их осцилляции в поле лазерного излучения подробно рассмотрен в [2]. (Такой механизм был рассмотрен ранее (см. литературу, приведенную в [2]), но не были сформулированы все необходимые условия.) В [2] были сформулированы следующие условия реализации кулоновского взрыва:

$$\omega > \omega_{le} > \nu_e, \quad c/\omega_{le} > \Delta, \quad (2)$$

где  $\omega_{le}$  – ленгмюровская частота электронов ( $\omega_{le} \sim 6 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$  при плотности электронов  $n_e = 10^{22} \text{ см}^{-3}$ ),  $\omega$  – частота лазерного излучения,  $\Delta$  – толщина металлической пленки ( $\Delta < 0.3 \text{ мкм}$ ),  $c$  – скорость света. Эти условия далеко не тривиально реализуются в эксперименте, так как, с одной стороны, требуется субпикосекундный лазер с частотой излучения в ультрафиолетовой области, а с другой стороны, толщина пленки столь мала, что для ее удержания требуется подложка.

В настоящей работе на основе численного моделирования с помощью кода “КАРАТ” [3] показано, что условия (2) слишком жестки. В действительности кулоновский взрыв, по-видимому, можно реализовать и в условиях, когда

$$\omega_{le} > \omega > \nu_e, \quad c/\omega_{le} \leq \Delta. \quad (3)$$

В этих условиях металл непрозрачен для лазерного излучения, поле излучения экранируется вследствие поляризации электронов, причем глубина скин-слоя (длина экспоненциального уменьшения поля) равна  $c/\omega_{le} \approx 0.5 \text{ мкм}$ . Далее показано, что даже при  $\Delta \sim 1 \text{ мкм}$  при мощности лазерного излучения  $> 10^{19} \text{ Вт/см}^2$  и частоте  $\omega = 2 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$  (или длине волны в  $1 \text{ мкм}$ ) поле практически без ослабления проникает в толщу металлической пленки и уже на стадии нарастания мощности (т.е. за время  $100 \text{ фс}$ ) достаточно эффективно выдавливает электроны из объема металлической пленки. Важно отметить, что процесс выдавливания электронов из объема пленки происходит даже при нормальном падении лазерного излучения на пленку. Причиной выдавливания электронов является пондеромоторная сила, потенциал которой в рассматриваемом случае (для приведенных выше параметров лазеров) определяется релятивистским выражением

$$v \approx ecE/\omega, \quad (4)$$

где  $E$  – напряженность электрического поля лазера (для рассматриваемого случая  $E = 3 \cdot 10^{11}$  В/см). По порядку величины потенциал  $v$  оказывается равным нескольким мегавольтам, вполне достаточным, чтобы вытолкнуть электроны в направлении против градиента поля, т.е. в направлении падения волны на слой. Оголившийся ионный остов кристалла при этом разлетается в обе стороны нормально к поверхности металлической пленки. Осциллирующие в поле лазерной волны электроны в таком процессе разлета ионов участия не принимают.

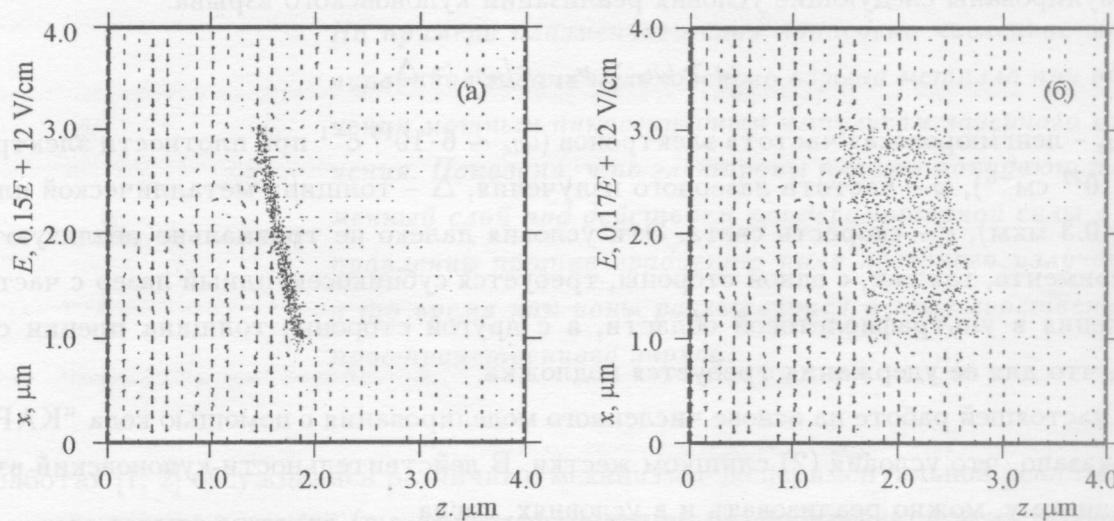


Рис. 1. Электрическое поле, изображенное стрелками (амплитуда указана слева) и частицы, изображенные точками – электроны мелкими, ионы более крупными) в момент 36 фс (здесь и далее: рис. (а) – для начальной толщины слоя 0.1 мкм, рис. (б) – для более толстого слоя в 1 мкм).

Как уже было указано, численное моделирование процесса кулоновского взрыва при облучении мощным пикосекундным импульсом лазера тонкой металлической пленки, которая заменялась плазмой, проводилось посредством кода “КАРАТ” [3]. Численно решалась система уравнений Максвелла, а плазма моделировалась в рамках PIC модели электронами и ионами с массой протона. Число узлов по каждой координате было порядка сотен, а число макрочастиц порядка сотен тысяч. Использовалась 2D плоская декартова система координат ( $\partial/\partial y \equiv 0$ ). Лазерный импульс в виде ТЕМ волны запускался вдоль оси  $Z$  в сечении  $Z = 0$ . Электрическое поле запускаемой волны направлено вдоль оси  $X$ . Заданными параметрами были: линейный фронт нарастания мощности



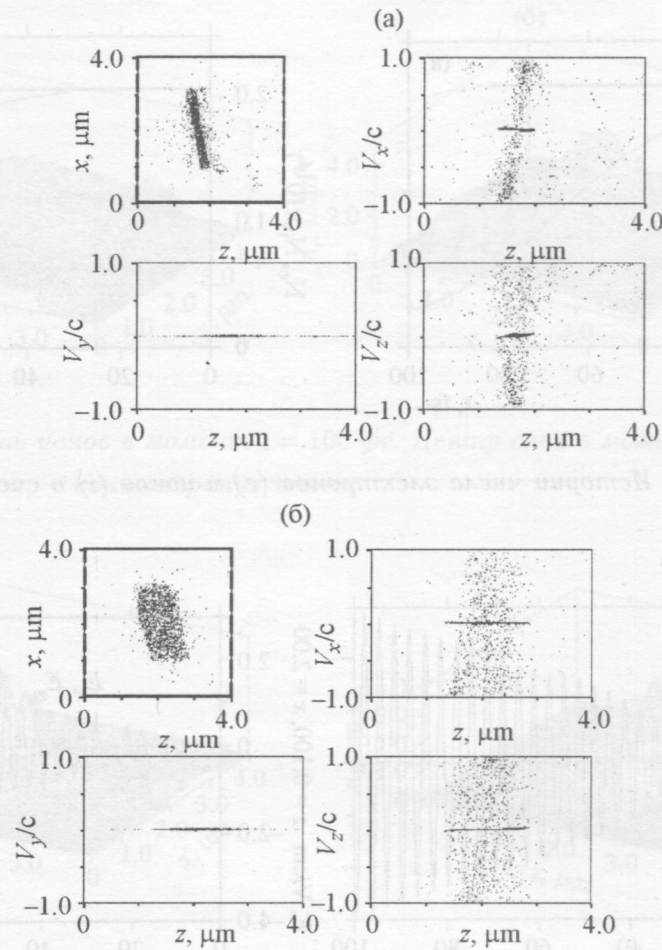


Рис. 2. (а, б). Конфигурационное пространство и фазовые плоскости в момент 36 фс.  $V_{x,y,z}$  – компоненты скорости; точки – электроны; жирные точки – ионы.

импульса за 100 фс до  $10^{20}$  Вт/см<sup>2</sup> при длительности импульса в 1 пс, начальная плотность плазмы  $10^{22}$  см<sup>-3</sup>, угол падения лазерного луча на поверхность пленки, близкий к нормальному (все результаты оставались неизменными и при чисто нормальном падении). Ниже приведены результаты моделирования для двух толщин пленки: 0.1 мкм и более толстой 1 мкм. На рис. 1 (здесь и далее рис. (а) соответствует толщине пленки 0.1 мкм, а рис. (б) – толщине пленки 1 мкм) представлены электрическое поле и случайно выбранные частицы электронно-ионной плазмы в момент 36 фс после запуска волны слева вдоль оси Z. Мелкими точками на рисунках обозначены электроны, а более крупными – ионы. Стрелки изображают напряженность электрического поля. Видно, что тонкий плазменный слой практически не экранирует поле лазерного излучения.

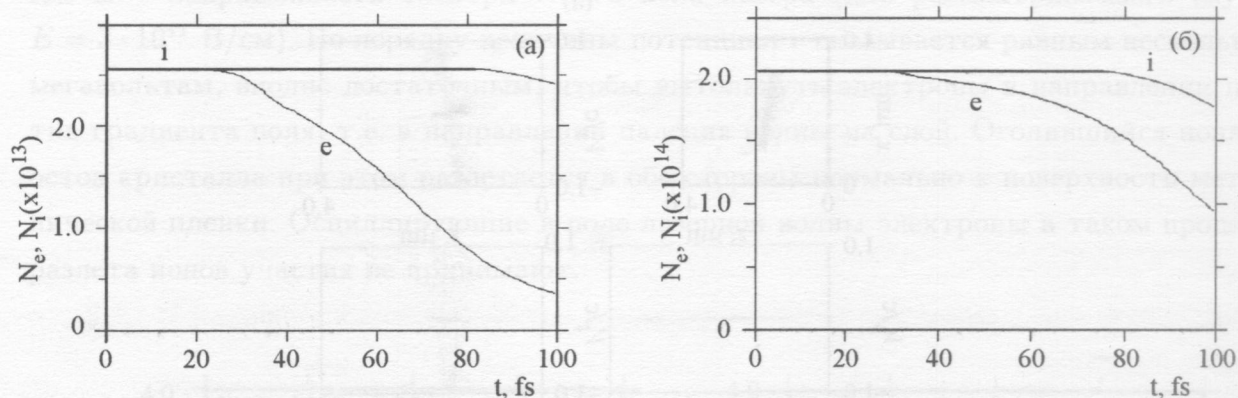


Рис. 3. (а, б). Истории числа электронов ( $e$ ) и ионов ( $i$ ) в счетной области.

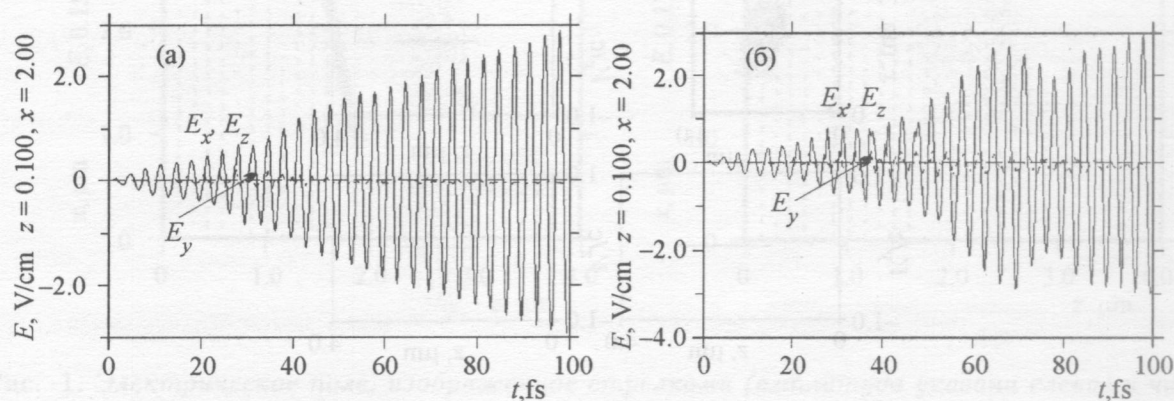


Рис. 4. (а, б). Истории компонентов электрического поля в точке  $X = 2$  мкм,  $Z = 0.1$  мкм, т.е. перед слоем. ( $E_x$  и  $E_z$  совпадают,  $E_y$  много меньше).

Однако при толщине пленки в 1 мкм слабая экранировка поля заметна. В течение этого времени ионы не успевают сдвинуться с места. Электроны же, с одной стороны, осциллируют в поле волны, а с другой дрейфуют в сторону против градиента поля под действием пондеромоторной силы, по величине равной градиенту потенциала (4), т.е. в сторону распространения лазерного импульса. Это видно из рис. 2, представляющего собой фазовые плоскости для электронов и ионов в момент 36 фс. Электроны обладают как продольной (вдоль направления распространения поля) скоростью, обусловленной пондеромоторной силой и зарядовым разлетом, так и поперечной (вдоль поля излучения) скоростью, связанной с осцилляциями в поле лазерного излучения. Ионы же обладают

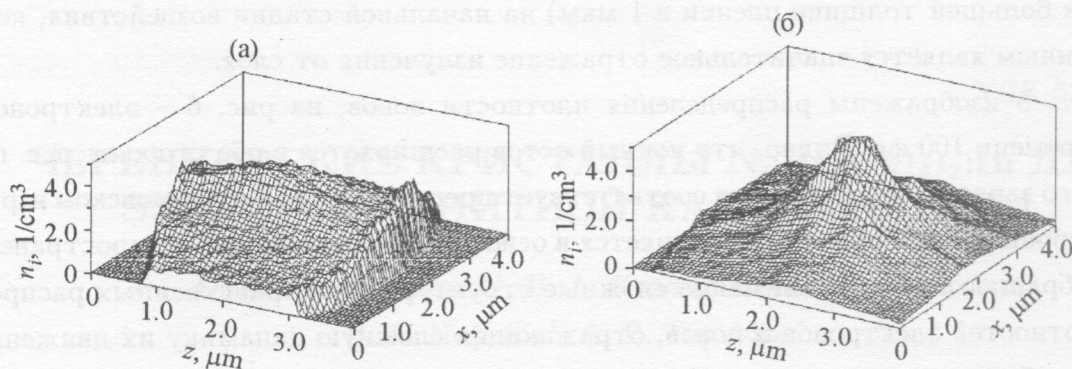


Рис. 5. (а, б). Плотность ионов в момент  $t = 100$  фс. Центр слоя в момент  $t = 0$  помещался в плоскость  $z = 2$  мкм,  $n_i$  – концентрация ионов.

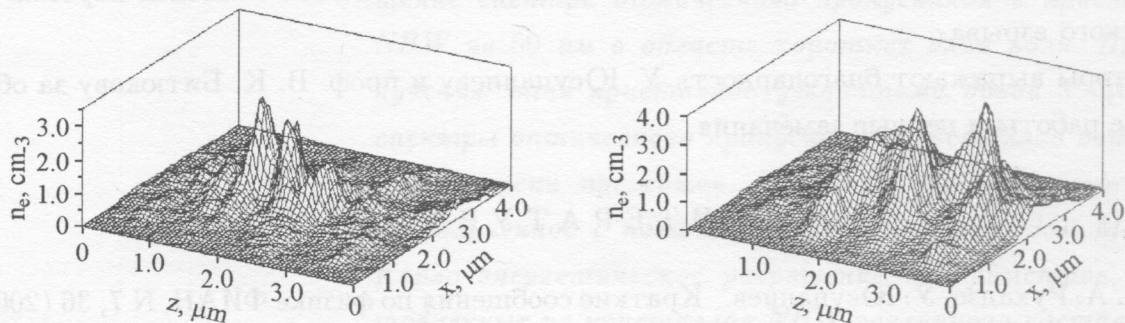


Рис. 6. (а, б). Плотность электронов в момент  $t = 100$  фс. Центр слоя при  $t = 0$  там же,  $n_e$  – концентрация электронов.

лишь продольной скоростью, обусловленной разлетом и увлечением электронами. На рис. 3 представлены динамики числа электронов ( $e$ ) и ионов ( $i$ ), из которых видно, что в случае слоя толщиной 0.1 мкм к моменту 100 фс число электронов в счетной области ( $4 \times 4$  мкм<sup>2</sup>, представлена на рис. 1) уменьшается в 5 раз, а в случае толщины пленки в 1 мкм – в два. Дальнейший счет не проводился, поскольку уже на стадии нарастания импульса видны все проявления кулоновского взрыва.

На рис. 4 представлены первые 100 фс динамики компонент электрических полей в точке  $X = 2$  мкм,  $Z = 0.1$  мкм, т.е. перед слоем.  $E_z$ -компонента электромагнитного поля нормальна поверхности слоя, а  $E_x$  – параллельна ей. За процесс выдавливания электронов ответственна именно  $E_z$ -компонента, а точнее ее градиент поперек слоя, создающий пондеромоторную силу. Из рисунков видно искажение формы лазерного импульса (осо-



бенно при большей толщине пленки в 1 мкм) на начальной стадии воздействия, когда существенным является значительное отражение излучения от слоя.

На рис. 5 изображены распределения плотности ионов, на рис. 6 – электронов в момент времени 100 фс. Видно, что ионный остов расширяется в обе стороны, т.е. происходит его зарядовый разлет, что соответствует представлениям о кулоновском взрыве [4]. Электронная же плотность расширяется в основном в направлении распространения волны. Обращают на себя внимание сложные структуры пространственных распределений плотностей электронов и ионов, отражающих сложную динамику их движений.

Таким образом, численное моделирование однозначно показало, что электронная компонента вытесняется из плазменного слоя под действием пондеромоторной силы в направлении градиента поля, т.е. в направлении распространения волны, а ионы разлетаются под действием пространственного заряда симметрично в обе стороны, хотя некоторое увлечение их электронами и наблюдается. Это и есть типичная картина кулоновского взрыва.

Авторы выражают благодарность У. Юсупалиеву и проф. В. К. Битюкову за обсуждение работы и ценные замечания.

#### ЛИТЕРАТУРА

- [1] А. А. Рухадзе, У. Юсупалиев. Краткие сообщения по физике ФИАН, N 7, 36 (2003).
- [2] А. А. Рухадзе, У. Юсупалиев. ЖТФ 77(7), 127 (2004).
- [3] В. П. Тараканов. Users Manual for Code "KARAT" (Springfield, VA, Berkley Research Associates, Inc., 1992).
- [4] M. Rusek, I. Logatec, T. Blensky. Phys. Rev. A 63, 013203 (2000).

Поступила в редакцию 23 января 2007 г.