

01;10;05.1

О воздействии мощных ультракоротких электронных пучков на металлические мишени

© Н.Б. Волков, Н.Д. Кундикова, А.Я. Лейви,
А.Е. Майер, А.П. Яловец

Институт электрофизики УрО РАН, Екатеринбург
E-mail: nbv@ami.uran.ru

Поступило в Редакцию 3 августа 2006 г.

В рамках одномерной двухтемпературной модели металла численно исследовано воздействие мощных субнано- и пикосекундного электронных пучков на мишень. Представлены результаты моделирования динамики полей деформаций и напряжений в мишени при различных длительностях импульса облучения. Показано, что скорости деформаций растяжения существенно превышают по величине скорости деформации сжатия. Величина скорости деформаций определяется скоростью ввода энергии и может достигать 10^7-10^8 s^{-1} для деформаций растяжения. Сокращение времени ввода энергии с десятков наносекунд до 1 ns и менее приводит к росту величины механических напряжений. Установлено, что при субнаносекундных длительностях облучения энергия пучка более эффективно переходит в кинетическую энергию движения среды и в потенциальную энергию поля механических напряжений.

PACS: 61.80.-x

Воздействие высокоинтенсивных потоков энергии на конденсированное вещество широко используется как в научных, так и в технологических целях. Последние достижения в создании электронных ускорителей с субнано- и пикосекундной длительностью пучка [1], а также в получении мощного лазерного излучения фемто- и субпикосекундной длительности [2] позволили обнаружить новые физические явления, в частности генерацию быстрых частиц и мягкого рентгеновского излучения [3]. Поглощение в веществе энергии мощного лазерного излучения или потока быстрых электронов вызывает, в первую очередь, разогрев электронной компоненты среды. Разогрев ионной компоненты среды происходит в результате электрон-фононного взаимодействия [4].

Характерное время электрон-ионной релаксации по энергии в конденсированной среде составляет $\tau_\epsilon \sim 10^{-12}$ s, а время установления локального термодинамического равновесия в каждой из подсистем $\sim 10^{-14}$ s. Следовательно, при описании взаимодействия с веществом ультракоротких (длительностью $10^{-14} < \tau_b < 10^{-9}$ s) импульсов электронного или лазерного излучения необходимо учитывать локальную разность температур между электронами и решеткой. В диапазоне $10^{-14} < \tau_b < 10^{-9}$ s для этого можно использовать двухтемпературную модель сплошной среды [4-6].

Целью предлагаемой работы является исследование в рамках двухтемпературной модели особенностей взаимодействия электронного излучения длительностью $10^{-14} < \tau_b < 10^{-9}$ s с металлами и механизмами трансформации его энергии в облучаемой среде.

Сформулируем систему уравнений, описывающую упругопластические течения среды в двухтемпературной модели при воздействии на вещество интенсивного потока электронного излучения. В одномерной геометрии в лагранжевых переменных данная система имеет вид (ниже точкой обозначен оператор $d/dt = \partial/\partial t + (\mathbf{v} \cdot \nabla)$):

$$\frac{\dot{V}}{V} = \frac{\partial v}{\partial z}; \quad (1)$$

$$\dot{v} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial \sigma_{zz}}{\partial z}, \quad \sigma_{zz} = -(p_i(\rho, T_i) + p_e(\rho, T_e)) + S_{zz}; \quad (2)$$

$$\rho \dot{U}_i = -p_i \frac{\dot{V}}{V} + S_{zz} \frac{\partial v}{\partial z} + \gamma(T_e - T_i); \quad (3)$$

$$\rho \dot{U}_e = -p_e \frac{\dot{V}}{V} + \frac{\partial}{\partial z} \left(\kappa_e \frac{\partial T_e}{\partial z} \right) - \gamma(T_e - T_i) + D(z, t). \quad (4)$$

Соотношение (1) — уравнение непрерывности, (2) — уравнение движения, (3) и (4) — уравнение энергии для ионов и электронов соответственно. В уравнениях (1)–(4) ρ — массовая плотность; $V = \rho^{-1}$ — удельный объем; κ_e — коэффициент электронной теплопроводности; U_i , T_i , U_e , T_e — энергия и температура ионов и электронов соответственно; $\gamma = 3m\rho C_s^2 Z_i (m_i T_i \tau_{ei})^{-1}$ — коэффициент, определяющий скорость выравнивания температур электронов и решетки [4,7]; m и m_i — эффективная масса электрона и масса иона соответственно; C_s — ионная скорость звука; Z_i — средний заряд ионов; τ_{ei} — время

электрон-ионной релаксации по импульсам; σ_{ik} — тензор напряжений; S_{ik} — девиатор тензора напряжений; p_e, p_i — электронное и ионное давление соответственно; D — функция энергосвечения. Выражения для p_e, p_i могут быть записаны в виде [8]:

$$p_i(\rho, T_i) = p_c(\rho) + \Gamma^{(i)}(\rho, T_i)\rho U_i(\rho, T_i); \quad (5)$$

$$p_e(\rho, T_e) = \Gamma^{(e)}(\rho, T_e)\rho U_e(\rho, T_e). \quad (6)$$

В (5) и (6) $\Gamma^{(i)}, \Gamma^{(e)}$ — решеточный и электронный коэффициенты Грюнрайзена соответственно; $p_c(\rho)$ — давление при $T = 0$ К, включающее в себя вклад всех ядер и электронов вещества. В качестве основы при получении явных выражений для (5), (6) нами были использованы полуэмпирические уравнения состояния меди, предложенные в [9].

Для определения девиатора тензора напряжений нами используется закон Гука и условие текучести Мизеса [10]:

$$\dot{S}_{ik} = 2\mu \left(v_{ik} - \frac{\dot{V}}{3V} \delta_{ik} \right), \quad S_{ik}S_{ki} \leq \frac{2}{3} (Y^{(0)})^2, \quad (7)$$

где v_{ik} — тензор скоростей деформации, μ — модуль сдвига, $Y^{(0)}$ — динамический предел текучести, значение которого для меди мы брали из работы [11]. Во втором из соотношений (7) по одинаковым индексам производится суммирование. Время τ_{ei} находилось из выражения $\sigma = e^2 n Z_i \tau_{ei} m^{-1}$ с использованием широкодиапазонных таблиц проводимости, которые рассчитывались по модели, предложенной в [12].

Система уравнений (1)–(7) решалась нами численным методом, описанным в [13]. Функция энергосвечения вычислялась через дифференциальную плотность потока быстрых частиц Ψ :

$$D(z) = \int_{4\pi} d\Omega \int dT_b B(T_b) \Psi(z, \cos \vartheta, T_b), \quad (8)$$

где ϑ — угол между вектором импульса быстрых частиц и осью Oz , $B(T_b)$ — удельные потери энергии частицей с кинетической энергией T_b . Для нахождения Ψ нами решалось кинетическое уравнение для быстрых электронов $\widehat{L}\Psi = S_\Psi$, где S_Ψ — функция источника быстрых частиц, \widehat{L} — интегродифференциальный оператор переноса, учитывающий

процессы упругих и неупругих столкновений [14]. Задача переноса быстрых электронов решалась методом, описанным в работе [15].

Обсудим результаты численного моделирования воздействия ультракоротких импульсов мощного электронного облучения на металлические мишени в рамках двухтемпературной модели. Ниже рассматривается воздействие на медную мишень электронного пучка с начальной энергией электронов 300 keV, длительность импульса которого изменялась в диапазоне $\tau_b = 10 \text{ ps} - 10 \text{ ns}$. Плотность вложенной в мишень энергии поддерживалась постоянной и равной $W = 8.6 \text{ J/cm}^2$. Это значение соответствует энергии электронного пучка работы [16] с параметрами: энергией частиц 300 keV, длительностью облучения $\tau_b = 1 \text{ ns}$ и максимальной плотностью тока $j_b = 50 \text{ kA/cm}^2$.

Рассмотрим зависимость величины напряжения в облучаемой мишени от длительности импульса облучения. Рис. 1, *a* показывает, что уменьшение времени ввода энергии в вещество с 10 до 1 ns приводит к существенному возрастанию амплитуды волны напряжения. При дальнейшем уменьшении длительности облучения (менее 1 ns) максимальное по времени значение напряжений практически не меняется и составляет для рассматриваемого случая $\sim 24 \text{ kbar}$. Для таких режимов облучения скорость ввода энергии оказывается существенно меньше характерного времени механической разгрузки $\tau_R = h_0/C_s \approx 30 \text{ ns}$ (h_0 — глубина зоны энерговыделения, C_s — скорость звука), поэтому во время облучения движение среды пренебрежимо мало. Образуется нагретая область с термоупругими напряжениями сжатия. Далее, при $t > 1 \text{ ns}$ разгрузка вещества начинает играть существенную роль, формируя бегущую в глубь мишени волну напряжений, в результате чего величина напряжений снижается до уровня порядка 10 kbar.

Наши расчеты показывают также, что уменьшение времени ввода энергии приводит также к росту величины кинетической энергии среды:

$$K = \frac{1}{2} \int \rho v^2 dz.$$

Следует отметить, что для $\tau_b \leq 1 \text{ ns}$ максимум зависимостей $K(t)$ приходится на момент времени $\sim 8 \text{ ns}$, когда формируется бегущая волна напряжений и начинается интенсивное движение вещества мишени. В целом, уменьшение времени ввода энергии приводит к более эффективному преобразованию энергии пучка в кинетическую энергию

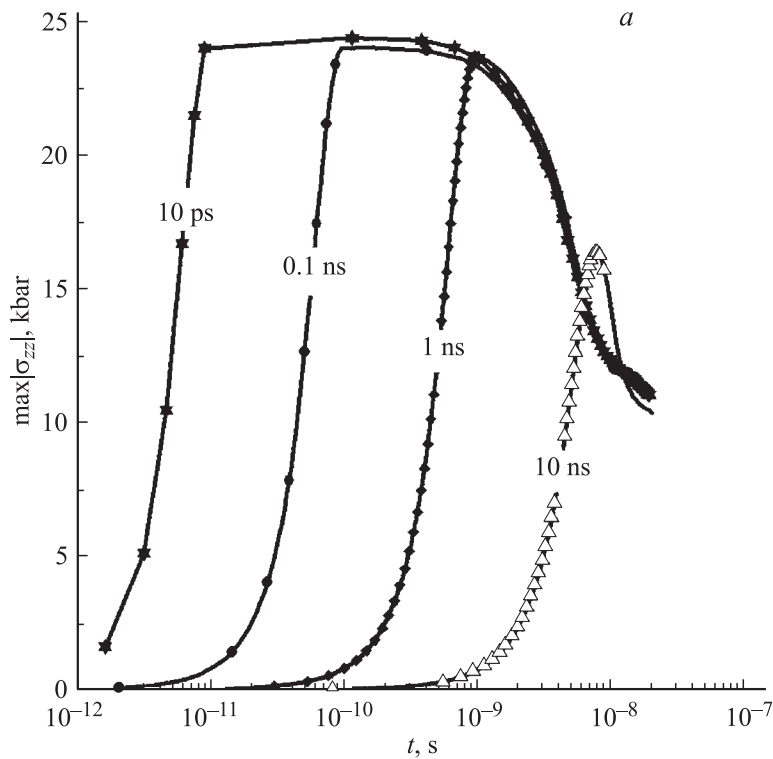


Рис. 1. Максимальные по глубине мишени напряжения в зависимости от времени для пучков с различной длительностью и $U = 300 \text{ keV}$, $W = 8.6 \text{ J/cm}^2$ (a) и поля напряжений в различные моменты времени для пучка с $U = 300 \text{ keV}$, $\tau_b = 1 \text{ ns}$ и $j_b = 50 \text{ kA/cm}^2$ (b).

движения вещества мишени и в потенциальную энергию поля механических напряжений. Однако эффект не превышает нескольких десятков процентов и ограничен в области низких длительностей облучения пределом, соответствующим мгновенному энерговыделению.

Поля напряжений в мишени в различные моменты времени для пучка с параметрами [16] показаны на рис. 1, b. При данном режиме облучения максимальная температура в медной мишени достигает $\approx 650 \text{ K}$, т. е. она находится в твердом состоянии. Как следствие, вблизи

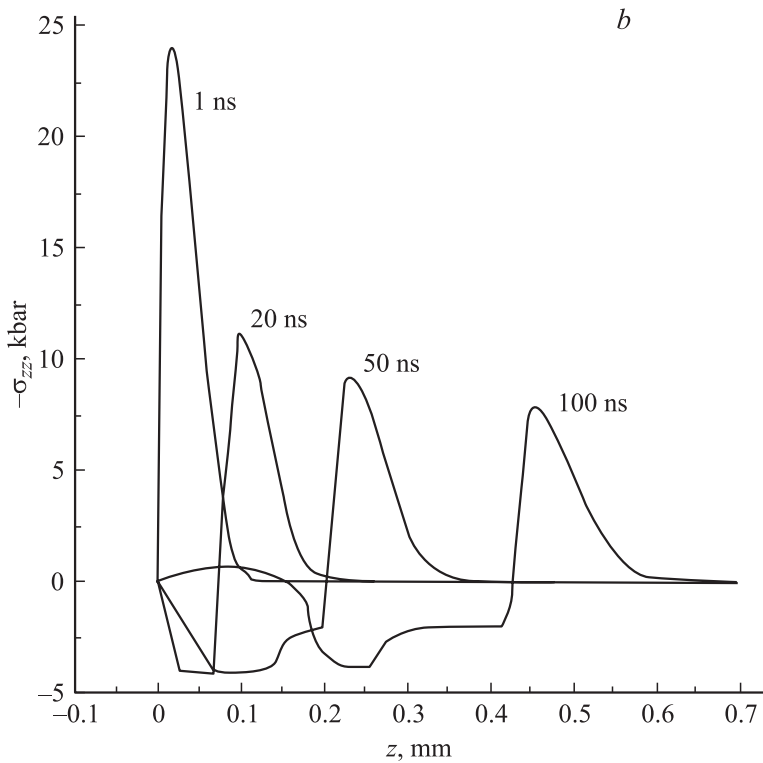


Рис. 1 (продолжение).

облучаемой поверхности образуется мощный импульс разрежения с большими растягивающими напряжениями, которые ограничены динамическим пределом текучести. Можно ожидать поэтому, что данная область мишени будет подвержена наибольшим структурным превращениям.

На рис. 2, *a* представлены максимальные значения скоростей деформаций $\dot{\epsilon} = \partial v / \partial z$ в зависимости от времени при различных длительностях импульса облучения. Видно, что скорость деформации растет с уменьшением времени ввода энергии и достигает значений $\approx 10^8 \text{ s}^{-1}$ для пучка с длительностью облучения $\tau_b = 10 \text{ ps}$. Отметим, что для

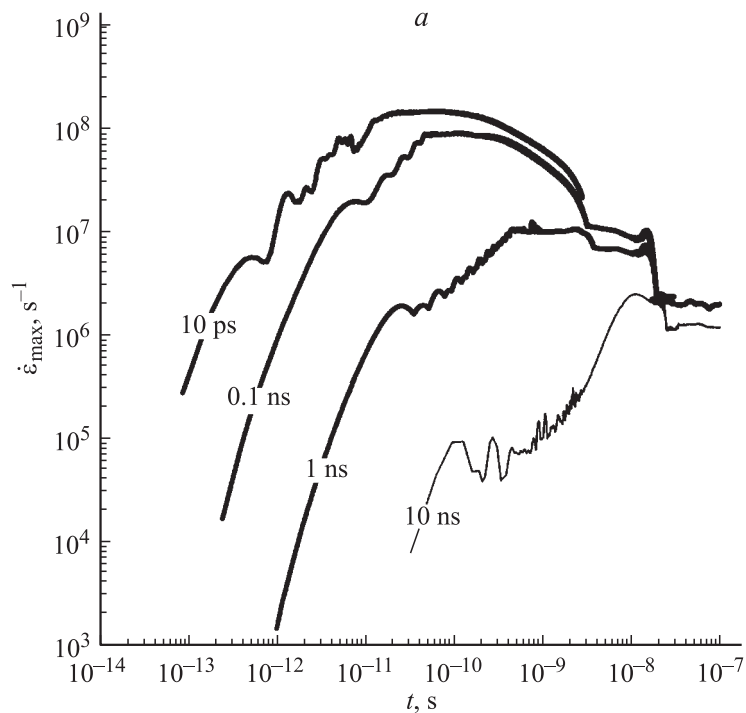


Рис. 2. Максимальные значения скорости деформации в зависимости от времени для пучков с различной длительностью и $U = 300 \text{ keV}$, $W = 8.6 \text{ J/cm}^2$ (a) и поля скоростей деформаций в различные моменты времени для пучка с $U = 300 \text{ keV}$, $j_b = 50 \text{ kA/cm}^2$ и $\tau_b = 0.1$ и 1 ns (b).

пучков с длительностью, меньшей 0.1 ns , амплитуда скорости деформации при сокращении длительности импульса стремится к некоторому максимальному значению, которое будет достигнуто, когда $\tau_b \ll \tau_R$.

На рис. 2, b приведены поля скоростей деформации в различные моменты времени для пучка с параметрами [16] для двух значений длительности облучения: $\tau_b = 0.1 \text{ ns}$ и $\tau_b = 1 \text{ ns}$. Видно, что наибольшие скорости деформации формируются вблизи облучаемой поверхности. Ширина распределения (по основанию) поля скорости деформации

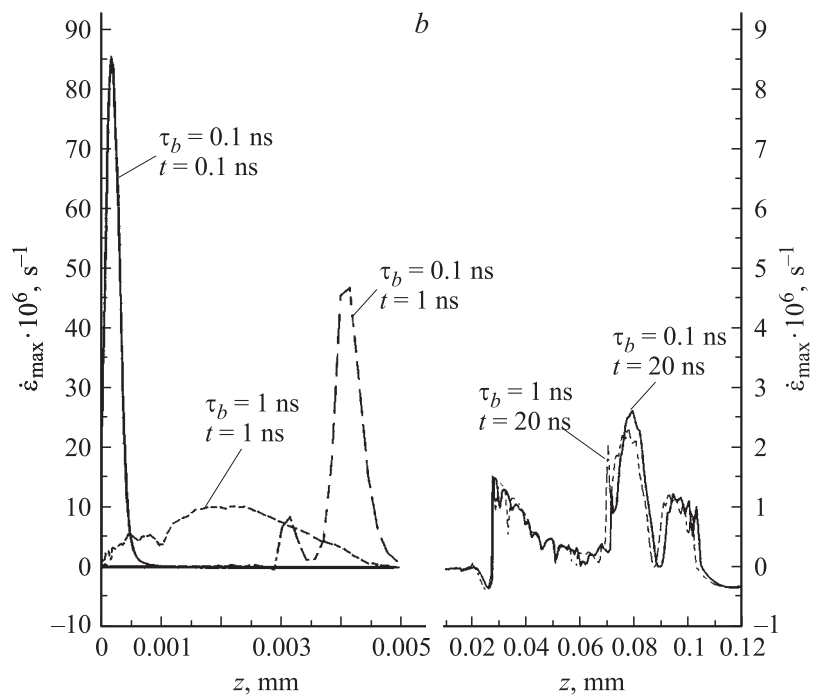


Рис. 2 (продолжение).

на момент окончания облучения обусловлена разгрузкой среды и составляет $C_s \tau_b$. В дальнейшем зона интенсивных деформаций со скоростью звука распространяется в глубь мишени. Амплитуда волны поля скоростей деформаций сильно убывает до значения, соответствующего скорости деформации в бегущей волне напряжения, что видно также из рис. 2, а для значений времени, превышающих 10 ns. Следует также отметить, что скорости деформаций растяжения ($\dot{\epsilon} > 0$) всегда существенно превышают скорости деформаций сжатия.

При длительностях облучения, меньших 1 ns, форма и амплитуда сформировавшейся волны напряжения и соответствующего поля скоростей деформаций, как показывают рис. 1 и 2, практически не зависят от длительности облучения.

Таким образом, уменьшение времени ввода энергии приводит к существенному (в несколько раз) увеличению скоростей деформаций растяжения. Большие скорости растягивающих деформаций могут привести к существенно более интенсивной наработке дефектов кристаллической решетки и модификации материала металлической мишени при субнаносекундных длительностях облучения по сравнению со случаем облучения наносекундной длительности.

Полученные нами результаты позволяют сделать следующие выводы:

1. Мощные субнано- и пикосекундные электронные пучки являются перспективным инструментом генерации напряжений в конденсированном веществе. Они обеспечивают более эффективное преобразование энергии пучка в энергию движения среды и в энергию механических напряжений по сравнению с пучками наносекундной длительности.

2. Существенной особенностью воздействия импульсов мощного электронного излучения длительностью $10^{-14} < \tau_b < 10^{-9}$ s являются высокие скорости деформаций облучаемой среды.

Сделаем несколько заключительных замечаний. Проведенное в нашей работе исследование ограничено областью применимости двухтемпературной модели, соответствующей диапазону длительностей облучения $10^{-14} < \tau_b < 10^{-9}$ s, и учетом генерации дефектов (дислокаций, микротрещин и т. п.). Исследование механизмов трансформации энергии пучка в кинетическую энергию частиц мишени и потенциальную энергию механических напряжений при более коротких временах облучения требует выход за рамки двухтемпературного одножидкостного приближения, использованного нами выше. В последующих работах мы рассмотрим как эффекты, вызванные генерацией дефектов в рамках двухтемпературного, в общем случае „многожидкостного“ приближения, так и эффекты, вызванные нелинейными процессами взаимодействия интенсивного электронного пучка с длительностями облучения $\sim 10^{-14}$ s.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (проект № 06-08-00355), президиума УрО РАН в рамках целевой программы поддержки фундаментальных междисциплинарных исследований, выполняемых совместно учеными Уральского, Сибирского и Дальневосточного отделений РАН, а также Фонда „Научный потенциал“.

Список литературы

- [1] *Месяц Г.А., Яландин М.И.* // УФН. 2005. Т. 175. С. 225.
- [2] *Bloembergen N.* // Rev. Mod. Phys. 1999. V. 71. P. S283.
- [3] *Gibbon P., Foerster E.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 1996. V. 38. P. 769.
- [4] *Каганов М.И., Лифшиц И.М., Танатаров Л.В.* // ЖЭТФ. 1956. Т. 31. С. 232.
- [5] *Имшенник В.С., Боброва Н.А.* // Динамика столкновительной плазмы. М.: Энергоатомиздат, 1997.
- [6] *Анисимов С.И., Лукьянчук Б.С.* // УФН. 2002. Т. 172. С. 301.
- [7] *Гинзбург В.Л., Шабанский В.П.* // ДАН СССР. 1955. Т. 100. С. 415.
- [8] *Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П.* // Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966.
- [9] *Колгатин С.Н., Хачатурьянц А.В.* // ТВТ. 1982. Т. 20. С. 90.
- [10] *Уилкинс М.Л.* // Вычислительные методы в гидродинамике / Под ред. Б. Олдера, С. Фернбаха, М. Ротенберга. М.: Мир, 1967. С. 316.
- [11] *Зеленугин С.А.* Разрушение элементов конструкций при высокоскоростном взаимодействии с ударником и группой тел / Дис. . . . д-ра физ.-мат. наук. Томск: ТГК, 2003.
- [12] *Volkov N.B., Nemiřovskiy A.Z.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 1991. V. 24. P. 693.
- [13] *Яловец А.П.* // ПМТФ. 1997. № 1. С. 151.
- [14] *Кольчужкин А.М., Учайкин В.В.* // Введение в теорию прохождения частиц через вещество. М.: Атомиздат, 1978.
- [15] *Кононов Б.А., Степанов Ю.М., Яловец А.П.* // Атомная энергия. 1977. Т. 42. № 4. С. 326.
- [16] *Коровин С.Д., Литвинов Е.А., Месяц Г.А.* и др. // Письма в ЖТФ. 2004. Т. 30. В. 19. С. 30.