

УДК 534-16; 539.1.04

ВОЗБУЖДЕНИЕ УПРУГИХ ВОЛН В ТВЕРДОМ ТЕЛЕ ИМПУЛЬСНЫМ ПУЧКОМ НЕРЕЛЯТИВИСТСКИХ ИОНОВ

А.И. Калиниченко, В.Е. Стрельницкий

Национальный Научный Центр «Харьковский физико-технический институт»

61108, Академическая, 1, Харьков, Украина

Поступила в редакцию 7 мая 2010 г.

Теоретически исследуется генерация упругих волн в твердотельной мишени в случае нормального падения на ее плоскую поверхность однородного импульсного пучка нерелятивистских ионов. Показано, что возбуждаемые акустические напряжения являются результатом совместного действия трех механизмов – термоупругого, динамического, обусловленного передачей импульса и деформационного, связанного с нетермическим расширением материала мишени. Получены уравнения для описания упругих импульсов, возбуждаемых в рамках каждого из перечисленных механизмов генерации, и проанализированы их решения для типичных параметров пучка ионов. Сформулированы условия доминирования того или иного механизма.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: импульсный пучок ионов, твердотельная мишень, акустические волны, механизмы генерации звука, дозиметрия ионных пучков

ELASTIC WAVE GENERATION IN SOLID BY PULSED BEAM OF NONRELATIVISTIC IONS

A.I. Kalinichenko, V.E. Strel'nitskij

National Science Center «Kharkov Institute of Physics & Technology»

Akademicheskaya Str., 1, 61108, Kharkov, Ukraine

Elastic wave generation in solid target is investigated in case of normal incidence of a uniform pulsed beam of nonrelativistic ions on flat surface of the target. It is shown that generated acoustic stress is the result of co-operative action of three mechanisms, i.e. the thermoelastic mechanism, the dynamic mechanism caused by momentum transfer, and the deformational one connected with nonthermal expansion of a target material. The equations characterizing elastic pulses generated in the framework of each of above-listed mechanisms are derived and their solutions for typical parameters of the ion beam are obtained. The terms of domination of one or another mechanism are formulated.

KEYWORDS: pulsed ion beam, solid target, acoustic waves, sound generation mechanisms, ion beam dosimetry

ЗБУДЖЕННЯ ПРУЖНИХ ХВИЛЬ У ТВЕРДОМУ ТІЛІ ІМПУЛЬСНИМ ПУЧКОМ НЕРЕЛЯТИВІСТСЬКИХ ІОНІВ

О.І. Калініченко, В.Е. Стрельницький

Національний Науковий Центр «Харківський фізико-технічний інститут»

61108, Академічна, 1, Харків, Україна

Теоретично досліджується генерация пружних хвиль у твердотільній мішені у випадку нормального падіння на її плоску поверхню однорідного імпульсного пучка нерелятивістських іонів. Показано, що збуджувана акустична напруга є результатом спільної дії трьох механізмів - термопружного, динамічного, обумовленого передачею імпульсу, й деформаційного, пов'язаного з нетермічним розширенням матеріалу мішені. Отримано рівняння для опису пружних імпульсів, збуджуваних у рамках кожного з перерахованих механізмів генерации, і проаналізовані їхні рішення для типових параметрів пучка іонів. Сформульовано умови домінування того або іншого механізму.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: імпульсний пучок іонів, твердотільна мішень, акустичні хвилі, механізми генерации звука, дозиметрия іонних пучків

Возбуждению акустических колебаний импульсными пучками излучений в твердых телах посвящено большое число экспериментальных и теоретических работ (см., напр. [1,2] и цитированную там литературу). Это объясняется большой прикладной ценностью акустического канала информации как о характеристиках вещества мишени и параметрах пучка излучения, так и о процессах, происходящих в облучаемом веществе. В последнее десятилетие возродился интерес к акустическому эффекту импульсных пучков тяжелых низкоэнергетических ионов, лежащему в основе ионной акустической микроскопии [3-5] и акустической дозиметрии пучков ионов [6-8]. Это связано с появлением наносекундных ионных пучков и пучков с модулированной интенсивностью с широким диапазоном энергий – от сотен эВ до ГэВ [14] - и способных генерировать надежно регистрируемый акустический импульс. Для использования таких пучков в целях модификации поверхности мишени, ионной литографии, медицины и др. необходимы надежные методы дозиметрии. Акустическая дозиметрия, уже разработанная и применяемая для пучков электронов, протонов и гамма квантов, имеет ряд преимуществ [15]. Кроме того, упругие волны, возбуждаемые при взаимодействии твердых тел с потоками тяжелых ионов низкоэнергетической плазмы, рассматриваются некоторыми исследователями как инструмент для модификации материала мишени, влияющий на динамику дефектов в

облучаемом веществе [9,10]. Таким образом, всестороннее исследование акустического эффекта импульсного пучка ионов в твердом теле является во многих отношениях актуальным.

В подавляющем большинстве случаев возбуждаемые импульсными пучками излучения акустические колебания имеют термоупругую природу, то есть, обусловлены быстрым тепловым расширением и «вздрагиванием» материала мишени при импульсном радиационном нагреве. Исключение, как показано еще в ранних теоретических работах [11-13], представляет случай возбуждения колебаний пучками тяжелых нерелятивистских частиц – нейтронов и тяжелых ионов. В этом случае передаваемый материалу мишени импульс достаточно велик, чтобы вносить существенные искажения в термоакустический отклик мишени. Однако вплоть до настоящего времени отсутствовал детальный расчет акустического отклика твердотельной мишени на импульсное воздействие ионного пучка. В частности, при оценках в ранних работах не учитывалась ключевая особенность взаимодействия тяжелых низкоэнергетических ионов с материалом мишени – малая глубина проникновения, приводящая к дополнительному подавлению термоупругого компонента акустического импульса.

Целью настоящей работы является теоретическое исследование упругого отклика полубесконечного тела, на плоскую поверхность которого нормально падает однородный импульсный пучок нерелятивистских ионов.

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Термоакустический механизм генерации звука

Возбуждение термоакустического отклика полубесконечного тела при падении на его поверхность импульсного пучка нерелятивистских ионов схематически поясняется рис. 1.

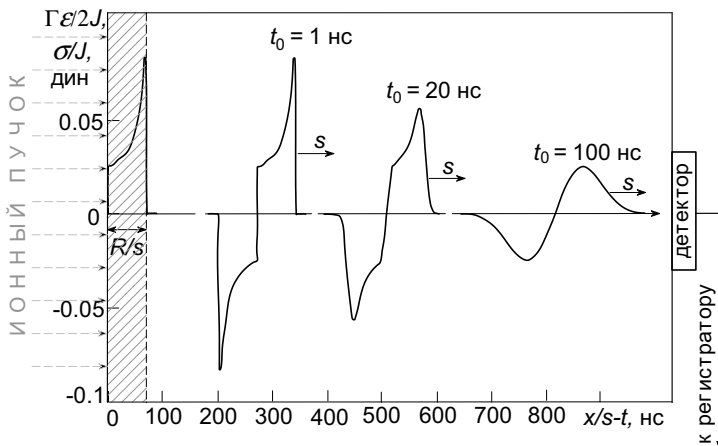


Рис. 1. Схема генерации одномерного акустического отклика мишени импульсным пучком ионов. Импульсы напряжений, возбуждаемые пучком ионов Ag^+ с энергией $E = 1$ ГэВ в алюминиевой мишени при различных длительностях пучка. Зона взаимодействия пучка с мишенью глубиной $R = 455$ мкм выделена штриховкой.

импульсного пучка нерелятивистских ионов схематически поясняется рис. 1.

Бесконечный и однородный в поперечном направлении пучок ионов с эффективной длительностью t_0 падает в положительном направлении оси x -ов нормально к границе твердотельной мишени. Толщина мишени велика по сравнению с средним проективным пробегом ионов R , так что можно считать, что мишень занимает все полупространство $x > 0$. Энергия ионов передается материалу мишени в плоском приповерхностном слое вещества, толщина которого определяется пробегом R , зависящим от энергии иона E . В зоне взаимодействия формируется одномерный профиль поглощенной энергии $\varepsilon(x)$. Быстрое тепловое расширение материала мишени приводит к возбуждению двух плоских волн, расходящихся из зоны взаимодействия в положительном и отрицательном направлениях оси x . При этом волна, распространяющаяся в отрицательном направлении, отражается от границы раздела «мишень - вакуум», изменяет полярность и частично накладывается на прямую волну. В результате образуется биполярный импульс, распространяющийся вглубь мишени как целое со скоростью продольного звука s . Предполагается, что регистрация акустического отклика производится широкополосным детектором акустических колебаний, находящимся в акустическом контакте с задней поверхностью мишени (см. рис. 1).

Для нахождения амплитуды импульса термоупругих напряжений, возникающего в описанной геометрии, воспользуемся системой уравнений термоакустики, состоящей из уравнения теплопроводности для определения температуры $T(x, t)$ и волнового уравнения для акустических напряжений $\sigma_T(x, t)$

$$\begin{aligned} \frac{\partial T}{\partial t} - \kappa \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} &= \frac{1}{\rho C} \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} \\ \frac{\partial^2 \sigma_T}{\partial t^2} - s^2 \frac{\partial^2 \sigma_T}{\partial x^2} &= \beta K \frac{\partial^2 T}{\partial t^2}. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь ρ – массовая плотность, C – удельная теплоемкость, κ – коэффициент температуропроводности, β – коэффициент объемного теплового расширения, K – модуль всестороннего сжатия вещества мишени [1]. Если можно пренебречь перетеканием тепла за счет теплопроводности в процессе формирования акустического импульса, то есть если выполняется условие

$$\kappa \left| \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \right| \ll \left| \frac{\partial T}{\partial t} \right|, \quad (2)$$

то, как следует из (1а), температура просто пропорциональна плотности поглощенной энергии ε :

$$T(x, t) = \frac{\varepsilon(x, t)}{\rho C}. \quad (3)$$

Подставляя (3) в (1б), получаем в этом случае:

$$\frac{\partial^2 \sigma_T}{\partial t^2} - s^2 \frac{\partial^2 \sigma_T}{\partial x^2} = G \frac{\partial Q}{\partial t}, \quad (4)$$

где $G = \beta K / \rho C$ - параметр Грюнайзена, $Q(x, t) = \partial \varepsilon(x, t) / \partial t$.

Критерий (2) пренебрежимости процессами теплопередачи задает соотношение между характерными величинами, определяющими процесс генерации упругого импульса. Принимая для оценок

$$\frac{\partial}{\partial t} \sim \frac{1}{t_0 + \frac{R}{s}}, \quad \frac{\partial^2}{\partial x^2} \sim \frac{1}{R^2},$$

где t_0 - эффективная длительность пучка, R - средний проективный пробег иона, получаем из (2):

$$t_0 + \frac{R}{s} \ll \frac{R^2}{\kappa},$$

или

$$R(E) \gg \max \left\{ \frac{\kappa}{s}, \sqrt{\kappa t_0} \right\}. \quad (5)$$

Принимая $\kappa \sim 1 \text{ см}^2/\text{с}$, $s \sim 5 \cdot 10^5 \text{ см/с}$ (металлическая мишень), $t_0 \sim 10^{-9} \text{ с}$, получаем ограничение на величину среднего проективного пробега иона в веществе мишени: $R(E) \gg 300 \text{ нм}$, являющееся также ограничением на энергию ионов. Так, для алюминиевой и медной мишеней и пучка ионов Ar^+ получаем $E \gg 300 \text{ кэВ}$ и $E \gg 600 \text{ кэВ}$, соответственно. Для диэлектрической мишени влияние теплопередачи не так существенно. Так, в случае мишени из тетраэдрического аморфного углерода (ta-C) ($\kappa \approx 0,01 \text{ см}^2/\text{с}$; $s = 1,46 \cdot 10^6 \text{ см/с}$) ограничение на величину среднего проективного пробега иона в веществе мишени имеет вид $R(E) \gg 30 \text{ нм}$, а ограничение на энергию ионов $E \gg 30 \text{ кэВ}$.

Решим систему уравнений термоакустики в предположении пренебрежимости процессами теплопереноса. Решение уравнения (4) в неограниченном пространстве $-\infty < x < \infty$ имеет вид [1]:

$$\sigma_T(r_0, t) = \frac{G}{2s} \int_{-\infty}^{r_0} Q \left(x, t - \frac{r_0 - x}{s} \right) dx, \quad (6)$$

где r_0 - координата точки наблюдения. Решение уравнения (4) в полубесконечном пространстве $0 \leq x < \infty$ с граничным условием $\sigma(0, t) = 0$ получаем, производя замену $Q(x, t) \rightarrow Q(x, t) - Q(-x, t)$. В результате получаем:

$$\sigma_T(r_0, t) = \frac{G}{2s} \int_0^{r_0} Q \left(x, t - \frac{r_0 - x}{s} \right) dx - \frac{G}{2s} \int_0^{r_0} Q \left(x, t - \frac{r_0 + x}{s} \right) dx \quad (7)$$

Здесь мы учли, что в случае полубесконечной мишени $Q(x, t) = 0$ при $x < 0$.

Функция плотности тепловых источников $Q(x, t)$ связана с плотностью потока ионов $j(t) = J\phi(t)$ соотношением

$$Q(x, t) = EJ\phi(t)\chi(x),$$

где $\phi(t)$ и $\chi(x)$ - нормированные на единицу функции тока пучка и пространственного распределения поглощенной энергии, соответственно, причем $\chi(x) = 0$ при $x < 0$.

На рис. 1 показаны термоакустические импульсы напряжений, возбуждаемые при нормальном падении пучка ионов Ar^+ с энергией $E = 1 \text{ ГэВ}$ на плоскую поверхность алюминиевой мишени. Расчет проводился по формуле (7) при гауссовых функциях тока пучка $\phi(t)$ с шириной 1 нс, 20 нс и 100 нс. Пространственное распределение поглощенной энергии в зоне взаимодействия излучения с веществом (отмечена на рисунке штриховкой) рассчитывалось с помощью программного пакета SRIM2008 [18]. Результат расчета показан сплошной кривой в заштрихованной области.

Из рисунка видно, что форма передней полуволны термоакустического импульса повторяет профиль поля поглощенной энергии при малых длительностях импульса излучения $t_0 \sim 1$ нс. Действительно, нетрудно показать, что в случае $t_0 \ll t_R \equiv R/s$ выражение (7) преобразуется к виду:

$$\sigma_T(r_0, t) = \frac{G}{2} JE [\chi(r_0 - st) - \chi(st - r_0)]. \quad (8)$$

При увеличении длительности импульса излучения пропорциональность между дозным полем и волной напряжений нарушается и при $t_0 \gg t_R$ импульс напряжений содержит информацию только о суммарной поглощенной энергии, но не о ее пространственном распределении. Если необходимо обеспечить пространственное разрешение дозного поля не хуже Δx , то эффективная длительность импульса излучения t_0 не должна превышать $\Delta x/s$. Так импульс длительностью $t_0 = 1$ нс обеспечивает пространственное разрешение дозного поля в алюминиевой мишени не более $\Delta x \sim 7$ мкм.

Важно отметить, что относительно малая глубина проникновения ионов является характерной особенностью взаимодействия пучка низкоэнергетических ионов с твердотельной мишенью. Так, в случае ионов Ag^+ с энергией 1 МэВ глубина проникновения их в алюминиевую мишень составляет $R = 0,8$ мкм, так что время акустической релаксации слоя такой толщины $t_R = R/s \sim 0,1$ нс. Наиболее короткоимпульсные пучки низкоэнергетических ионов, используемые в настоящее время, имеют длительность импульса $t_0 \sim 1$ нс [19]. Таким образом, для пучков ионов с энергией $E \ll 1$ МэВ, наиболее используемых в плазменно-ионных технологиях, выполняется условие

$$t_R \ll t_0. \quad (9)$$

Проанализируем выражение для амплитуды акустического сигнала в случае, когда выполняется условие (9). Как нетрудно показать [1], амплитуда акустического сигнала в безграничном пространстве (6) в этом случае пропорциональна временной зависимости тока пучка и не зависит от распределения энергии в зоне взаимодействия пучка с мишенью:

$$\sigma_T(r_0, t) = \frac{GEJ}{2s} \phi\left(t - \frac{r_0}{s}\right).$$

Обратим внимание, что в этом абстрактном случае амплитуда пропорциональна энергии ионов. Отрицательная полуволна, получающаяся в результате отражения импульса напряжений от свободной поверхности мишени, повторяет по форме положительную полуволну, но отстает от нее на время $t^* \approx t_R$. Будем полагать, что имеет место точное равенство $t^* = t_R$. Как показывает анализ, такое приближение правомерно в случае ионов с энергиями $E \leq 1$ МэВ, создающих почти равномерное по толщине распределение поглощенной энергии в зоне взаимодействия излучения с веществом. Таким образом, в рассматриваемом случае амплитуда волны напряжений выражается соотношением:

$$\sigma_T(r_0, t) = \frac{GEJ}{2s} \left[\phi\left(t - \frac{r_0}{s}\right) - \phi\left(t - \frac{r_0}{s} - t_R\right) \right] \quad (10)$$

С учетом (9), можно переписать выражение (10) в виде:

$$\sigma_T(r_0, t) = \frac{GEJR(E)}{2s^2} \cdot \frac{\partial \phi\left(t - \frac{r_0}{s}\right)}{\partial t} \quad (11)$$

Таким образом, амплитуда термоакустического импульса, порождаемого пучком низкоэнергетических ионов с энергией $E \leq 1$ МэВ пропорциональна временной производной функции тока пучка, энергии E и среднему проективному пробегу R иона, который, в свою очередь, является функцией энергии иона. Отметим, что зависимость амплитуды импульса от длины пробега $R(E)$ появилась благодаря наличию отраженного от свободной поверхности импульса.

В приближении теории Линдхарда-Шарфа-Шютта [20] средний проективный пробег иона в однородной аморфной среде задается выражением

$$R(E) = \frac{2}{k_1} E^{1/2} - \frac{1}{kk_1^2} \ln(1 + 2kk_1 E^{1/2}) \quad (12)$$

Здесь

$$k = \frac{1,8 \left(Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3} \right)^{1/2}}{Z_1 Z_2} \cdot \frac{M_1 + M_2}{M_1 N} \quad \text{нм/эВ},$$

$$k_1 = 3,28 \cdot 10^{-3} (Z_1 + Z_2) M_1^{-1/2} N, \quad \text{эВ}^{1/2} / \text{нм},$$

Z_1, M_1 и Z_2, M_2 – атомные номера и веса первичного иона и атомов мишени, N – концентрация атомов, нм^{-3} , E ,

эВ – энергия иона. При выполнении условия

$$(2kk_1E^{1/2} \ll 1) \quad (13)$$

выражение (12) приобретает вид:

$$R(E) \approx \frac{2k}{1 + \frac{M_2}{3M_1}} \cdot E \left(1 - \frac{4}{3}kk_1E^{1/2} \right), \quad (14)$$

Например, для комбинации «Ag⁺ в Al» условие (13) применимости выражения (14) имеет вид $E \ll 0,5$ МэВ. На рис. 2 приведено пространственное распределение энергетических потерь $dE/dx \equiv E\chi(x)$ иона Ag⁺ с энергией $E = 1$ МэВ в алюминии, полученное с помощью программы SRIM2008 [18]. Пунктирные кривые соответствуют различным составляющим энергетических потерь: первичного иона на ионизацию (кривая 1), ядер отдачи на ионизацию (кривая 2), фоновых потерь первичного иона (кривая 3) и фоновых потерь ядер отдачи (кривая 4). Сплошная кривая отображает суммарные потери. При длительностях импульса излучения $t_0 > \max\{\tau_{ee}, \tau_{ii}, \tau_{ei}\} \sim 1$ пс необходимо учитывать все потери иона – как упругие, связанные с рассеянием ионов на атомах мишени, так и неупругие, передаваемые электронам. Здесь $\tau_{ee} \sim 10^{-16}$ с, $\tau_{ii} \sim 10^{-13}$ с и $\tau_{ei} \sim 10^{-12}$ с – времена электрон-электронной, ион-ионной и электрон-ионной релаксации, соответственно.

Из рисунка видно, что, с точностью до 20 %, поле поглощенной энергии можно считать постоянным в пределах среднего проективного пробега иона $R = 0,8$ мкм. Таким образом, можно принимать, что средний проективный пробег иона пропорционален энергии вплоть до энергий $E \sim 1$ МэВ. С учетом этого, из (11) следует, что при выполнении условия (9) $\sigma_T \sim E^2$.

На рис. 3 приведен вид акустических напряжений, возбуждаемых в алюминиевой мишени импульсными пучками ионов Ag⁺ с энергией 1 МэВ и с тремя различными длительностями пучков $t_0 = 1$ нс, 0,1 нс и 0,01 нс (кривые 1, 2, 3, соответственно). Временная зависимость тока пучка задается гауссианой с шириной t_0 . Длительность пучка выбиралась значительно большей, примерно равной и значительно меньшей времени акустической релаксации зоны генерации импульса $t_R = R/s \approx 0,125$ нс. Как видно из рисунка, при наиболее реалистических значениях длительности пучка $t_0 = 1$ нс, значительно превышающих время акустической релаксации t_R , амплитуда акустического импульса сильно подавлена (на рисунке эта амплитуда показана с 10-кратным увеличением) и повторяет по форме временную производную тока пучка.

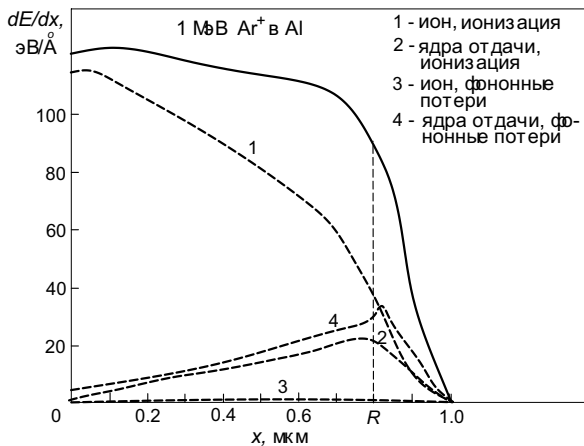


Рис. 2. Пространственное распределение энергетических потерь иона Ag⁺ с энергией $E = 1$ МэВ в алюминии. Пунктирные кривые – составляющие энергетических потерь иона.

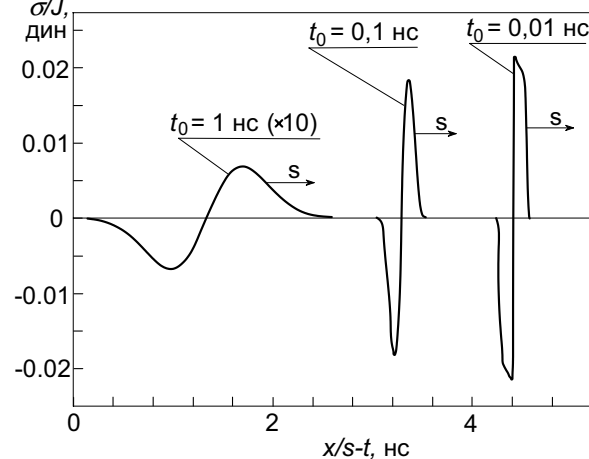


Рис. 3. Импульсы напряжений, возбуждаемые пучком ионов Ag⁺ с энергией $E = 1$ МэВ в алюминиевой мишени при длительностях пучка $t_0 = 1$ нс, 0,1 нс и 0,01 нс.

Выражения (7), (8), (11) для амплитуды акустических напряжений справедливы только в области применимости уравнений линейной термоакустики. В частности, перегрев в области генерации термоакустического импульса не должен превышать температуру плавления T_m материала мишени. Действительно, тепловое расширение вещества при плавлении может значительно отличаться от теплового расширения твердой фазы (в расчете на единицу поглощенной энергии), поэтому при плавлении может резко изменяться коэффициент генерации звука [1]. Кроме того, при температурах выше T_m становится возможной абляция, влияющая на эффективность генерации звука. Таким образом, линейный подход справедлив при выполнении следующего ограничения на число ионов J , падающих на единицу поверхности мишени:

$$J < \frac{R(E)\rho C}{E}(T_m - T_0). \quad (15)$$

Для ионов с энергиями $E < 1$ МэВ полученное условие зависит от сорта ионов и материала мишени; тогда как зависимость от энергии ионов слабая. Так для пучка ионов Ag^+ с энергией $E < 1$ МэВ и алюминиевой мишени получаем из (15): $J < 10^{12}$ ионов/см². Если длительность такого пучка $t_0 = 1$ нс, то, как следует из (11), такой пучок порождает термоакустическую волну с амплитудой $\sigma < 40$ МПа.

Деформационный механизм генерации звука

Помимо передачи энергии, приводящей к импульсному нагреву, термическому расширению и возбуждению термоакустических колебаний, пучок нерелятивистских ионов передает веществу мишени дополнительный объем нетермической природы, привносимый внедряемыми ионами. Механизм генерации звука, связанный с внесением нетермического объема, будем называть деформационным [21,22]. Расчет амплитуды акустического импульса, порождаемого действием деформационного механизма, ничем принципиально не отличается от расчета термоакустического импульса, проведенного выше. Если известна скорость удельного нетермического изменения объема $v(x,t)$ в зоне генерации, то волновое уравнение и выражения для амплитуды импульса, генерируемого деформационным механизмом, получаются из (4), (7), (8), (11) в результате замены $\beta Q(x,t)/\rho C \rightarrow v(x,t)$. В частности, при выполнении условия (9) можно считать, что скорость удельного нетермического изменения объема имеет вид $v(x,t) = 2V_{1d}J \delta(x)\phi(t)$, где V_{1d} - нетермический объем, вносимый ионом, $\delta(x)$ - дельта-функция Дирака. Соответствующая амплитуда σ_d акустического импульса имеет вид:

$$\sigma_d(r_0, t) = \frac{KV_{1d}JR(E)}{s^2} \cdot \frac{\partial \phi\left(t - \frac{r_0}{s}\right)}{\partial t}$$

Таким образом, деформационный механизм приводит, при выполнении условия (9), к генерации импульса, подобного термоакустическому импульсу (11).

Динамический механизм генерации звука

Скорость передачи импульса частицами пучка, пропорциональная току пучка и импульсу одиночного иона, есть сила, действующая на площадь, на которую падает пучок. Т.о., сила в расчете на единицу поверхности мишени задается выражением:

$$F(t) = J\sqrt{2ME} \phi(t),$$

где M – масса иона.

Будем решать задачу о возбуждении акустических колебаний упругого полупространства за счет передачи импульса от частиц пучка материалу мишени независимо от рассмотренной выше термоакустической задачи. Это правомерно в области применимости уравнений линейной акустики. Будем предполагать, что выполняется условие (9). В этом случае нагрузка может рассматриваться как поверхностная сила, приложенная к границе мишени, и распределение объемных сил, возникающих в зоне взаимодействия пучка с мишенью, не сказывается на виде возбуждаемой акустической волны. При этом сила, возникающая за счет переноса импульса излучения, может быть включена в граничные условия волнового уравнения

$$\frac{\partial^2 u_D}{\partial t^2} - \rho s^2 \frac{\partial^2 u_D}{\partial x^2} = 0, \quad (16)$$

имеющего начальные и граничные условия

$$u_D(x, 0) = \frac{\partial u_D(x, 0)}{\partial t} = 0, \quad 0 \leq x < +\infty. \quad (17)$$

$$n_k \sigma_{xk}(0, t) = \sigma_{xx} = -F(t).$$

Здесь мы учли, что вектор внешней нормали \vec{n} направлен в отрицательном направлении оси x -ов, вдоль которой действует сила $\vec{F}(t)$. Используя связь между напряжениями и смещениями, которая в одномерном случае имеет вид

$$-\sigma_D \equiv \sigma_{xx} = \rho s^2 \frac{\partial u_D}{\partial x}, \quad (18)$$

получаем граничное условие в виде:

$$\rho s^2 \frac{\partial u_D(0, t)}{\partial x} = -F(t), \quad -\infty < t < +\infty. \quad (19)$$

Решение уравнения (16) с начальными (17) и граничным (19) условиями, полученное методом Даламбера

[16], имеет вид:

$$u_D(x,t) = \frac{J\sqrt{2ME}}{\rho s^2} \int_{-\infty}^{t-\frac{x}{s}} \phi(\tau) d\tau, \quad \frac{x}{s} < t < +\infty. \quad (20)$$

Дифференцируя выражение (20) по переменной x и используя связь (18) между вектором смещений и напряжениями в одномерном случае, получаем выражение для амплитуды динамических напряжений:

$$\sigma_D(r_0,t) = J\sqrt{2ME} \phi\left(t - \frac{r_0}{s}\right). \quad (21)$$

Таким образом, при выполнении условия (9), суммарная амплитуда акустической волны, возбуждаемой за счет совместного действия термоупругого, деформационного и динамического механизмов, задается выражением:

$$\sigma(r_0,t) = \sigma_T(r_0,t) + \sigma_d(r_0,t) + \sigma_D(r_0,t) = \frac{GJE R(E)}{2s^2} \left[1 + \frac{\rho C}{\beta E} V_{1d}(Z_1, E) \right] \frac{\partial \phi\left(t - \frac{r_0}{s}\right)}{\partial t} + J\sqrt{2ME} \phi\left(t - \frac{r_0}{s}\right).$$

ОБСУЖДЕНИЕ И ВЫВОДЫ

Оценим относительный вклад механизмов генерации. При этом в качестве основного мы примем вклад термоакустического механизма, который доминирует при больших энергиях ионов.

Очевидно, вклад деформационного механизма, по сравнению с термоупругим является существенным, если нетермический объем V_{1d} , вносимый ионом, соизмерим с приростом объема за счет теплового расширения вещества мишени. Это эквивалентно следующему условию, налагаемому на энергию иона:

$$\frac{\rho C}{\beta E} V_{1d}(Z_1, E) \geq 1,$$

где Z - атомный номер иона. Величина $V_{1d}(Z_1, E)$ определяется дефектообразующей способностью иона в материале мишени. Для энергий иона $E \gg E_d$, где $E_d \sim 25$ эВ – энергия дефектообразования, вклад в V_{1d} могут вносить вторичные, третичные и т.д. атомы отдачи. Так, согласно [23], с возрастанием энергии ионов величина V_{1d} также возрастает по закону $V_{1d} \propto \sqrt{E}$, из чего следует, что возрастание нетермического приращения объема происходит медленнее, чем растет энергия иона и, следовательно, термическое приращение объема. Таким образом, относительный вклад деформационного механизма генерации звука с ростом энергии ионов уменьшается. Для низкоэнергетических ионов $E < 1$ кэВ величина V_{1d} близка к объему междоузельного дефекта, образуемого при внедрении иона. Так, в случае пучка ионов Ag^+ и кварцевой мишени, принимая V_{1d} равным объему атома аргона $V_{1d} \approx 2,8 \cdot 10^{-23}$ см³, получаем условие $E \leq 250$ эВ.

Из приведенного рассмотрения следует, что деформационный механизм может играть заметную роль в случае ионов достаточно низких энергий ~ 1 кэВ и/или материалов мишени с малыми коэффициентами теплового расширения. Кроме того, его вклад возрастает в области, где концентрируются точки останова ионов, т.е., вблизи плоскости, лежащей на глубине $R(E)$ от поверхности мишени. Однако, для ионов столь низких энергий возрастает и роль динамического механизма генерации звука, к оценке вклада которого мы переходим.

В случае нормированной на единицу функции тока для оценки можно положить $\phi \approx t_0^{-1}$, $\partial \phi / \partial t \approx t_0^{-2}$. Используя выражения (11), (21), получаем:

$$\sigma_T \approx GJER(E) / (2s^2 t_0^2), \quad (22)$$

$$\sigma_D \approx J\sqrt{2ME} / t_0. \quad (23)$$

Из (22), (23), в частности, следует, что σ_T быстро убывает с ростом длительности импульса излучения ($\sigma_T \sim 1/t^2$), тогда как σ_D убывает с ростом t_0 медленнее ($\sigma_D \sim 1/t_0$).

Для отношения амплитуд получаем оценку:

$$\frac{\sigma_D}{\sigma_T} \approx \frac{2s^2 t_0}{GR(E)} \sqrt{\frac{2M}{E}}, \quad (24)$$

справедливую при выполнении (9). Отметим, что условие (9), как и условие (5), являются ограничениями на энергию ионов (при фиксированной длительности излучения t_0). Так, для пучка ионов Ag^+ с длительностью $t_0 = 1$ нс и мишени та-С эти условия трансформируются к виду 30 кэВ $\ll E \ll 60$ МэВ. В частности, для $E = 0,1$ МэВ получаем из (24): $\sigma_D / \sigma_T \sim 10$.

Выражение (21) для σ_D справедливо для всех энергий ионов, для которых выполняется условие (9). В

противоположность этому, выражение (11) для σ_T справедливо лишь при выполнении дополнительного условия (5) несущественности теплопроводности. В противном случае для нахождения амплитуды термоакустического импульса необходимо, вообще говоря, решать связанную систему уравнений термоакустики (1). Однако для оценки величины термоакустического импульса в этом случае можно использовать эффективную глубину проникновения R_T температурного поля за время действия акустического импульса t_0 вместо длины пробега $R(E)$. При выполнении условия

$$R(E) \ll R_T \quad (25)$$

распределение температуры в зоне генерации слабо зависит от пробега и энергии иона и определяется известной функцией температурного поля от точечного теплового источника [16]:

$$T(x, t) = \frac{2EJ}{\rho C \sqrt{2\pi\kappa t}} e^{-\frac{x^2}{2\kappa t}},$$

откуда следует, что величина $R_T \approx 2\sqrt{\kappa t_0}$ может быть выбрана в качестве эффективной глубины проникновения теплового поля. Таким образом, амплитуда термоакустического импульса напряжений при выполнении условия (25) задается приближенным выражением

$$\sigma_T(r_0, t) \approx \frac{GEJ\sqrt{\kappa t_0}}{s^2} \cdot \frac{\partial \phi\left(t - \frac{r_0}{s}\right)}{\partial t}.$$

На рис. 4 показаны импульсы акустических напряжений, возбуждаемые пучком ионов Ag^+ длительностью $t_0 = 1$ нс в мишени ta-C для энергий ионов 0,2 МэВ, 0,5 МэВ и 2 МэВ. Все импульсы нормированы на единичный перенос энергии ионов через единицу поверхности мишени. Пунктирными кривыми 1 и 2 изображены термоакустическая и динамическая компоненты импульса напряжений. Сплошными кривыми 3 изображены суммарные импульсы. Как видно из рисунка, термоакустическая и динамическая компоненты отличаются по форме ($\sigma_T(t) \sim \partial \phi(t)/\partial t$; $\sigma_D \sim \phi(t)$) и в рассматриваемом случае сравниваются по амплитуде при энергии ионов $E_c \approx 0,5$ МэВ. При $E \gg E_c$ преобладает термоупругая составляющая, имеющая форму биполярного импульса, задаваемого выражением (11). При $E \ll E_c$ основной вклад вносит динамический механизм, связанный с передачей импульса от ионов пучка поверхности мишени, и амплитуда, задаваемая выражением (21), имеет вид однополярного импульса. На рис. 5 приведены зависимости амплитуд σ_T , σ_D и σ от энергии ионов для случая пучка ионов Ag^+ длительностью $t_0 = 1$ нс и мишени ta-C. Все амплитуды нормированы на единичный перенос энергии через единицу поверхности мишени.

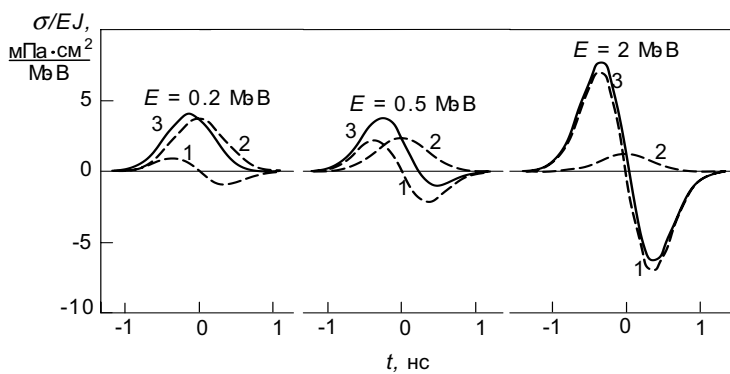


Рис. 4. Импульсы акустических напряжений, возбуждаемые в полубесконечной мишени ta-C пучком ионов Ag^+ с тремя различными энергиями.

1 – термоакустические компоненты $\sigma_T(t)$, 2 – динамические компоненты $\sigma_D(t)$, 3 – суммарные импульсы $\sigma(t)$.

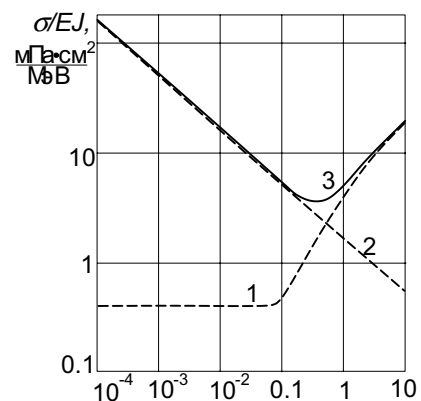


Рис. 5. Амплитудные значения акустических импульсов, возбуждаемых в мишени ta-C импульсным пучком ионов Ag^+ с энергией E и гауссовой функцией тока пучка с эффективной длительностью $t_0 = 1$ нс.

1 – термоакустический импульс, 2 – динамический импульс, 3 – суммарный импульс. Амплитуды нормированы на единичный перенос энергии излучения через единицу поверхности мишени.

Таким образом, в работе получено и проанализировано выражение для амплитуды акустического импульса, возбуждаемого импульсным пучком ионов с энергиями из широкого диапазона $100 \text{ эВ} < E < 1 \text{ ГэВ}$. Определяющим фактором при расчете и сравнении вкладов рассмотренных механизмов генерации звука

является малая глубина проникновения ионов в материал мишени. Вследствие этого практически невозможно восстановить распределение поглощенной энергии по акустическому отклику твердого тела при энергиях частиц излучения $E < 10$ МэВ. Термоакустический импульс при этом пропорционален производной функции тока пучка и не содержит информации о профиле поглощенной энергии в мишени. Вклад термоупругого механизма быстро убывает с уменьшением энергии ионов и увеличением длительности импульса излучения ($\sigma_T \sim E^2/t_0^2$) вплоть до энергий, при которых становится существенным эффект теплопроводности. При дальнейшем уменьшении энергии ионов, когда размер зоны генерации определяется теплопроводностью, вклад термоупругого механизма становится пропорциональным комбинации $E/t_0^{3/2}$.

Динамический акустический импульс пропорционален току пучка. Вклад динамического механизма пропорционален $E^{1/2}/t_0$ и в области энергий ионов $E \leq 1$ МэВ становится определяющим. При этом изменяется форма акустического импульса (импульс становится однополярным).

Деформационный механизм может играть заметную роль в случае ионов низких энергий ($E \sim 1$ кэВ) и/или материалов мишени, обладающих малыми коэффициентами теплового расширения. Его вклад возрастает вблизи точек остановки ионов.

Полученные результаты могут оказаться полезными при разработке акустической дозиметрии импульсных пучков нерелятивистских ионов, а также при исследовании методами радиационной акустики процессов дефектообразования и радиационного распухания твердого тела при ионной бомбардировке.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Залубовский И.И., Калининченко А.И., Лазурик В.Т. Введение в радиационную акустику // "Вища школа", Изд-во при Харьк. ун-те, Харьков, 1986. - 167 с.; Kalinichenko A.I., Lazurik V.T., Zalyubovsky I.I. Introduction to Radiation Acoustics. In series: The Physics and Technology of Particle and Photon Beams. V.9 // Harwood Academic Publishers.- 2001.- 239 p.
2. Лямшев Л.М. Радиационная акустика.// УФН.- 1992.- Т.162.- С.43-94.; Лямшев Л.М. Радиационная акустика. // М.: Наука, Физматлит, 1996.- 302 с.
3. Akhmadaliev Ch., Bishoff L., Teichert J., Kazbekov K. Ion acoustic microscopy for imaging of buried structures based on focused ion beam system // Microelectronic Engineering.- 2001.- Vol. 57-58.- P.659-664.
4. Akhmadaliev Ch., Bishoff L., Teichert J., Kazbekov K. Ion acoustic microscope based on IMSA-100 focused ion beam system // Vacuum.- 2002.- Vol.69.- P.431-435.
5. Akhmadaliev Ch., Bishoff L.. Analysis of microstructures using the ion acoustic effect // Materials Science and Engineering B.- 2003.- Vol.102.- P.8-11.
6. Sieger G.E., Lefevre W.. Time-resolved measurement of acoustic pulses generated by MeV protons stopping in aluminum// Phys.Rev. 1985.- Vol. A31.- P.3929-3936.
7. Kambara T. Sound wave generated by swift heavy ions // Nucl. Instr. and Meth.- 2006.- В 245.- P.108-113.
8. Kambara T. Detection of acoustic signals induced by heavy-ion impact: ion-beam seismology // Nucl. Instr. and Meth.- 2005.- Vol.B 230.- P. 601-607.
9. Неклюдов И.М., Кунченко Ю.В., Картмазов Г.Н., Кунченко В.В., Ломино Н.С., Савченко В.И. Природа и механизм модификации материалов на большую глубину при обработке низкоэнергетической плазмой тлеющего разряда // Физика и химия обработки материалов. – 2005. - № 4. – С. 17-27.
10. Кунченко Ю.В., Кунченко В.В., Картмазов Г.Н. О глубине зоны модификации свойств (упрочнения) материалов облучением при $T \leq 100$ °С низкоэнергетической плазмой тлеющего разряда // Физическая инженерия поверхности. – 2009. – Т. 7, № 1-2. – С. 46-53.
11. Ахизер И.А., Лазурик В.Т. Динамический эффект пучков быстрых нейтронов в твердом теле // Укр. физ. журн. - 1974.- Т.19. - С.1218-1220.
12. Калининченко А.И., Лазурик В.Т. Акустический эффект пучков быстрых нейтронов в твердом теле // Укр. физ. журн. - 1974. - Т.19. - С.515-516.
13. Насонов Н.Н. Динамический эффект пучков быстрых заряженных частиц в кристаллах //Укр. физ. журн. - 1982. - Т.27, № 12. - С.1857-1859.
14. Kimura K., Nakanishi K., Nishimura A., Mannami M. Acoustic radiation induced by intensity modulated ion beam // Jpn. J. Appl. Phys. – 1985. – Vol.24.- P.L449-L450.
15. Kalinichenko A.I., Popov G.F. Non-disturbing thermoacoustic dosimetry of electron and bremsstrahlung beams // Radiation Physics and Chemistry. – 2002 - Vol.63. - P.755-758.
16. Тихонов А.Н., Самарский А.А. Уравнения математической физики, 5-е изд. - М.: Наука, 1977. – 736 с.
17. Ландау Л.Д., Лифшиц Е. М. Теория упругости. - М.: Наука, 1965.– 203 с.
18. Ziegler J.F., Biersack J.P., Littmark U. The stopping and range of ions in solids. - NY: Pergamon Press, 1996. – 297 p.
19. Kambara T., Kageyama K., Kanai Y., Kojima T. M., Nakai Y., Yoneda A., Yamazaki Y. Elastic Wave from Fast Heavy-Ion Irradiation on Solids // Nucl. Instr. and Meth. – 2002. - Vol.B193. – P.371-375.
20. Физическая энциклопедия, Т.2, ст. «Ионная имплантация». - М.: Советская энциклопедия, 1990. – 703 с.
21. Калининченко А.И., Стрельницкий В.Е. Роль термоупругих напряжений в формировании алмазоподобного покрытия при облучении аморфного углерода низкоэнергетическими ионами C^+ // Физика и химия обработки материалов. - 2003. - №2. - С.5-10.
22. Kalinichenko A.I., Strel'nitskij V.E. Acoustic activation of structural rearrangement in carbon coating by ion bombardment // Surface & Coatings Technology. - 2006. – Vol.201. – P.6090 – 6094.
23. Windishman H. An intrinsic stress scaling law for polycrystalline thin films prepared by ion beam sputtering //J. Appl. Phys.- 1987. - Vol.62. - P.1800–1806.