

05:08;10

©1993 г.

ИССЛЕДОВАНИЕ ФОРМИРОВАНИЯ УПРУГОПЛАСТИЧЕСКИХ ВОЛН В МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ МИШЕНИ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ПОТОКОВ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

С.А. Чистяков, С.В. Халиков, А.П. Яловец

Проведены экспериментальные и численные исследования формирования упругопластических волн в металлических мишенях при облучении их интенсивными потоками ($10^7 - 10^{10}$ Вт/см²) заряженных частиц (электронами и ионами). Выявлены различные механизмы формирования упругопластических волн при электронном и ионном воздействии. Получены зависимости интенсивности упругопластических волн от энергии и плотности потока падающих частиц, времени облучения, а также сорта частиц. Результаты численного моделирования находятся в хорошем согласии с экспериментом.

Введение

Известно, что при воздействии интенсивных потоков заряженных частиц (электронов, ионов) на вещество в его объеме генерируются волны напряжения, прохождение которых по объему мишени приводит к структурным изменениям вещества, а при больших плотностях потоков энергии к разрушению [1-4].

Как показано в [5], генерация волн напряжений в значительной степени связана с параметрами плазменного факела, образующегося при прохождении пучка через вещество. Однако в настоящее время пока нет ясной картины механизма генерации волн напряжения в мишенях при воздействии пучков, что затрудняет интерпретацию экспериментальных данных. Например, на представленных ниже осциллограммах с пьезодатчика, установленного на тыльной стороне мишени, облучаемой интенсивным ионным пучком, хорошо видна двухволновая структура поля напряжения, происхождение которой долго не находило объяснений.

Отсутствие понимания протекающих при воздействии пучков на материалы физических процессов не позволяет прогнозировать результат при изменении сорта частиц пучка, его энергетических и временных характеристик. В данной работе наряду с экспериментальными исследованиями по воздействию ионного пучка на металлические мишени выполнены численные исследования, которые позволяют дать интерпретацию результатов эксперимента и установить общие закономерности формирования

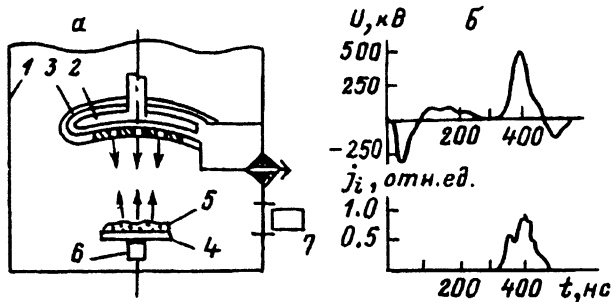


Рис. 1.
 а — схема эксперимента: 1 — экспериментальная камера; 2,3 — электроды магнитоизолированного диода; 4 — мишень; 5 — плазма, расширяющаяся с поверхности мишени; 6 — пьезодатчик; 7 — электронно-оптическая камера; б — осциллограммы ускоряющего напряжения и тока пучка.

волн напряжения в твердом теле при облучении интенсивным потоком заряженных частиц. Здесь рассмотрено воздействие пучков средней интенсивности ($\leq 10^{10}$ Вт/см²), энергия частиц в пучке $\sim 0.1-1$ МэВ, сорт частиц — электроны и легкие ионы.

Экспериментальные исследования

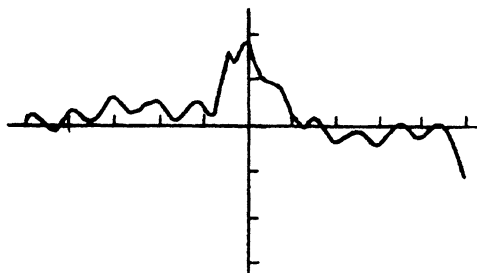
Эксперименты проводились на ускорителе „Тонус“, работавшем в двухимпульсном режиме [6]. Для генерации ионного пучка использовался магнитоизолированный диод с баллистической фокусировкой. Схема диода и эксперимента представлена на рис. 1,а. Первый отрицательный импульс (рис. 1,б) при подаче на электрод 2 вызывает образование плазмы на поверхности этого электрода. Второй положительный импульс служит для ускорения ионов. Подавление электронного потока в ускоряющем промежутке между электродами 2 и 3 осуществляется магнитным полем, которое образуется за счет протекания тока по электроду 3 от внешнего источника.

Параметры ионного пучка: энергия частиц $T^{(b)} = 0.5$ МэВ, длительность импульса тока $\tau_i = 80$ нс, плотность тока изменялась в пределах $j^{(b)} = 50 - 250$ А/см², максимальная плотность мощности на поверхности мишени 4 составляла $\sim 2 \cdot 10^8$ Вт/см², площадь сечения пучка на поверхности мишени составляла ~ 6 см². Генерируемый ионный пучок состоял из $\sim 70\%$ -го Н⁺ и $\sim 30\%$ -го С⁺. В качестве мишеней использовались пластинки из различных металлов (Al, Cu, Pb), толщина которых варьировалась от 0.2 мм до 1 см. Материалы выбирались с существенно различными энергиями сублимации E_s , что приводит к существенно различным условиям формирования на поверхности мишени плазменного слоя 5 и, как следствие этого, к различным условиям формирования ударной волны. Импульс напряжения, распространяющегося по мишени, регистрировался аperiодическим пьезодетектором 6, выполненным из керамики типа ЦТС-19 [7]. Временное разрешение детектора не хуже 10^{-8} с. Детектор располагался на тыльной (необлучаемой) стороне мишени.

Кроме импульса напряжения проводились измерения импульса отдачи J с помощью баллистического маятника и прямым взвешиванием ми-

Рис. 2. Типичная осциллограмма импульса напряжения, снимаемого с пьезодатчика δ (рис. 1, а).

Временной масштаб (горизонтальная ось) 200 нс/дел. Чувствительность (вертикальная ось) 15 В/дел. Толщина мишени 5 мм. Плотность мощности пучка на мишени $\approx 10^8$ Вт/см².



шени унесенной массы Δm . С помощью электронно-оптической камеры «Агат-СФ-1» проводилась регистрация разлета поверхностной плазмы.

На рис. 2 приводится типичная осциллограмма импульса напряжения, сформировавшегося в мишени. Оценка давления по осциллограммам дает амплитудное значение волны сжатия, равное 1–10 кбар. Наличие двух максимумов на осциллограмме, находящихся друг от друга в интервале времени ~ 50 нс, свидетельствует, как упоминалось, о двухволновой структуре волны напряжения.

Типичные осциллограммы сигналов с пьезодетекторов при различных плотностях тока пучка приведены на рис. 3, а. Видно, что амплитуда находится в явной зависимости от плотности тока пучка. На рис. 3, б приведены фотохронограммы, соответствующие тем же плотностям тока. Из фотохронограмм видно, что скорость разлета плазмы возрастает с увеличением плотности потока мощности пучка.

В таблице приведена сводка экспериментальных результатов: унесенная за импульс масса Δm , импульс отдачи J и средняя скорость разлета плазмы $v_{\text{п}}$, вычисленная из выражения $J = \Delta m v_{\text{п}}$. Из таблицы видно, что унесенная масса коррелирует с энергией сублимацией материала ($E_s(\text{Pb}) = 0.96$ кДж/г, $E_s(\text{Cu}) = 4.8$ кДж/г, $E_s(\text{Al}) = 9.8$ кДж/г).

Математическое моделирование

Для описания взаимодействия интенсивного пучка заряженных частиц с веществом необходимо решать систему уравнений, содержащую кинетическое уравнение для быстрых заряженных частиц, уравнения механики сплошной среды, широкодиапазонное уравнение состояния.

Ограничиваясь плотностями мощности $\leq 10^{13}$ Вт/см², можно пренебречь электронной и лучистой теплопроводностями [8]. Проводимость среды оставалась всегда большой ($\sigma > 10^4$ Ом·м⁻¹), поэтому можно было пренебречь эффектами электрического поля, напряженность которого

Материал мишени	Эксперимент			Расчет		
	Δm , мг	J , н·с	$v_{\text{п}}$, м/с	Δm , мг	J , н·с	$v_{\text{п}}$, м/с
Al	0.45	$3.0 \cdot 10^{-3}$	$6.7 \cdot 10^3$	1.7	$2.2 \cdot 10^{-3}$	$3.5 \cdot 10^3$
Cu	1.2	$1.5 \cdot 10^{-3}$	$1.8 \cdot 10^3$	1.5	$1.9 \cdot 10^{-3}$	$2.5 \cdot 10^3$
Pb	16.9	$1.3 \cdot 10^{-2}$	$7.8 \cdot 10^3$	18.4	$1.3 \cdot 10^{-2}$	$1.7 \cdot 10^3$

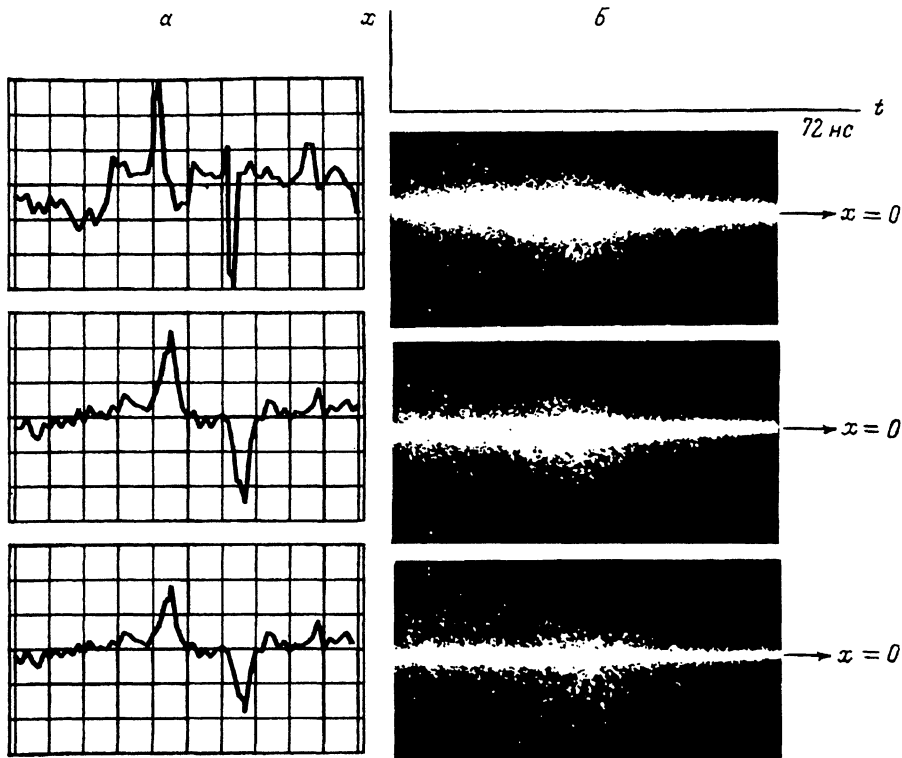


Рис. 3.
 а — осциллограммы сигналов с пьезодатчиков: временной масштаб (по горизонтали) 500 нс/дел, чувствительность (по вертикали) 15 В/дел; б — фотохронограмма, полученная при помощи камеры «Агат-СФ-1».

$\sim j^{(b)}/\sigma$ [9] и кулоновская сила, действующая на частицы пучка, много меньше силы трения, равной удельным потерям энергии.

Поскольку частицы пучка за время импульса τ_n движутся преимущественно в среде с плотностью, мало отличающейся от плотности твердого тела, то можно пренебречь воздействием магнитного поля на перенос, так как ларморовский радиус падающих на мишень частиц в собственном магнитном поле пучка много больше пробега частиц в веществе.

Рассмотрим решение задачи в плоской геометрии. На мишень толщиной a_0 падает электронный или ионный пучок с произвольной формой импульса тока и напряжения. Будем рассчитывать макроскопические характеристики вещества, а именно поля напряжения, температур, массовой плотности, массовой скорости.

Для описания поведения вещества при воздействии на него интенсивного потока заряженных частиц была применена упругопластическая модель [10]. Эта модель позволяет описывать одними и теми же уравнениями процессы и в зоне энерговыделения, где вещество может плавиться и испаряться, и вне ее.

Уравнения сплошной среды с учетом упругих свойств при наличии объемного энерговыделения в одномерной геометрии имеют вид

$$\rho dv/dt = \partial \Sigma / \partial z,$$

$$\frac{1}{V} dV/dt = \partial v / \partial z,$$

$$dU/dt - V s_z d\varepsilon_z/dt + (P + q)dV/dt = D,$$

$$dz_z/dt = 2\mu \left(d\varepsilon_z/dt - \frac{1}{3V} dV/dt \right),$$

$$ds_x/dt = ds_y/dt = 2\mu \left(-\frac{1}{3V} dV/dt \right). \quad (1)$$

Здесь v, ρ, V, U — скорость, массовая плотность, удельный объем и внутренняя энергия вещества; z — пространственная координата; $\Sigma = s_z - (P + q)$ — полное напряжение; s_x, s_y, s_z — компоненты девиатора напряжений; μ — коэффициент Ламэ; P — гидростатическое давление; q — искусственная вязкость; $d\varepsilon_z/dt = \partial v / \partial z$ — скорость деформации; D — функция энерговыделения (энергия, выделяющаяся в единице массы за единицу времени при прохождении частиц через вещество). Следуя [10], пластическое течение описываем путем сохранения девиатора напряжений на пределе текучести. Для этого (1) дополнено условием текучести Мизеса $s_x^2 + s_y^2 + s_z^2 \leq \frac{2}{3} Y_0^2$, где Y_0 — предел текучести для простого растяжения.

Система уравнений (1) была дополнена уравнениями состояния [11,12], которые учитывают фазовые превращения, происходящие в зоне энерговыделения. Для решения системы (1) был использован метод Уилкинса [10] с линейной искусственной вязкостью. Тестирование программы проводилось на имеющихся аналитических автомодельных решениях задач о расширении газа в пустоту, распространении звука в газе, соударении твердых тел и о распаде произвольного разрыва в газе.

Функция энерговыделения вычисляется через дифференциальную плотность потока частиц в веществе Φ ;

$$D(z) = \int d\Omega \int dT^{(b)} B(T^{(b)}) \Phi(z, \Omega, T^{(b)}), \quad (2)$$

где Ω — орт, направленный вдоль импульса, и кинетическая энергия частиц пучка; $B(T^{(b)})$ — удельные потери энергии частицей в веществе.

Для нахождения дифференциальной плотности потока необходимо решать соответствующее кинетическое уравнение [13]. Непосредственное решение этого уравнения является чрезвычайно сложной задачей, поэтому характеристики поля изучения частиц в веществе находят посредством моделирования их траекторий. Здесь для нахождения потока Φ и функции D применялся многшаговый метод, основанный на

численно-аналитическом решении кинетического уравнения интегрального типа, записанного для модели непрерывных траекторий [4]. В рамках этой модели при расчете переноса электронов учитывались флуктуации в потерях энергии и упругое рассеяние на ядрах, а также образование дельта-электронов. При описании переноса ионов в веществе пренебрегалось искривлением траекторий в упругих столкновениях и учитывались лишь флуктуации в потерях энергии.

Тормозные свойства вещества B ($T^{(b)}$) описывались для электронов формулой Бете-Блоха [15], для ионов использовались данные таблиц [16]

Результаты расчетов и обсуждение

Прежде всего было проведено сравнение результатов численного моделирования с экспериментом (см. таблицу). Унесенная масса и импульс отдачи при моделировании вычислялись по следующим формулам:

$$\Delta m = \lim_{t \rightarrow \infty} \left(S_b \int_{z_g}^{z^*} \rho(z) dz \right); \quad J = \lim_{t \rightarrow \infty} \left(S_b \int_{z_g}^{z^*} v(z) \rho(z) dz \right), \quad (3)$$

где S_b — площадь сечения пучка ионов; z_g — координата свободной поверхности плазмы; z^* — координата плоскости, ограничивающей уносимую часть плазмы.

Поскольку с помощью уравнений (1) невозможно строго определить z^* , то делается предположение, что уносится с мишени та часть массы, которая имеет плотность $\rho \leq \rho^*$. Анализ расчетных распределений $\rho(z)$ показал, что массовая плотность плазменного факела резко уменьшается по мере приближения к свободной поверхности и эта область с малой плотностью имеет скорость, на порядок превышающую массовую скорость среды с плотностью, большей ρ^* .

В данной работе z^* выбиралось из условия

$$\rho(z^*) = 0.01 \rho_0, \quad (4)$$

где ρ_0 — начальная плотность вещества.

Использование для определения границы унесенной массы выражения (4) позволило получить для унесенной массы и импульса отдачи результаты, близкие к экспериментальным.

Сравнение расчетной скорости разлета фронта плазменного факела и средней скорости унесенной части вещества, определенной через измеренные Δm и J , дает также близкие результаты. Следует заметить, что увеличение значения коэффициента в правой части (4) приводит к существенному увеличению рассчитанному по формулам (3) значению Δm , но практически не меняет при этом значение импульса отдачи. Проведенные сравнения позволяют сделать вывод о правильности используемой здесь модели вещества.

Рассмотрим теперь общие закономерности формирования волн напряжения в твердотельной части мишени при облучении ее как электронными, так и ионными пучками. Поскольку формирование волн напряжений обусловлено в первую очередь функцией энерговыделения, то сравним

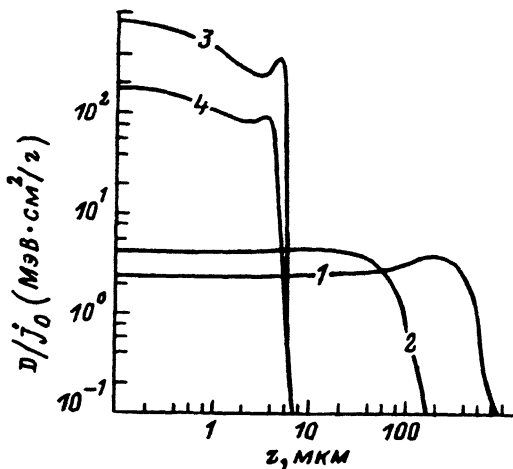


Рис. 4. Распределение поглощенной энергии на единицу массы, рассчитанных на одну частицу.

1,2 — электроны с $T^{(b)} = 0.5$ МэВ,
3,4 — ионы (30%-ный C^+ + 70%-ный P^+)
с $T^{(b)} = 0.5$ МэВ; 1,3 — в алюминии;
2,4 — в свинце.

распределения $D(z)$ при электронном и ионном облучении. На рис. 4 приведены рассчитанные кривые распределений $D(z)$, нормированные на одну падающую частицу, в различных материалах. Видно, что при ионном облучении в области энергии частиц ~ 0.5 МэВ плотность энерговыделения значительно выше, чем при электронном облучении с той же энергией. Большое отличие наблюдается и в ширине зоны энерговыделения, которая определяется пробегом частиц в материале мишени.

Исследуем роль плазменного факела в генерации волн напряжения. На рис. 5 приводятся результаты расчетов полей напряжения в алюминиевой мишени толщиной 0.55 см при облучении электронами с энергией 0.5 МэВ в течение 100 нс. При малых плотностях тока пучка $j^{(b)} \leq 1$ $\text{kA}/\text{см}^2$ (рис. 5,а) в твердотельной части мишени распространяется волна сжатия и непосредственно за ней волна разрежения. Волна разрежения образуется в результате отражения от поверхности мишени волны разгрузки. При увеличении плотности тока пучка вещество из зоны энерговыделения начинает интенсивно испаряться и в результате передаваемого мишени импульса отдача облучаемая поверхность перестает быть свободной. Это обстоятельство приводит к уменьшению величины растягивающих напряжений и их полному исчезновению (рис. 5,б). Данный результат имеет экспериментальное подтверждение [17]. При облучении ионами с той же энергией 0.5 МэВ из-за высокой плотности энерговыделения уже при плотностях тока ≥ 20 $\text{A}/\text{см}^2$ образуется плазма, что приводит только к образованию волны сжатия.

Рассмотрим механизмы генерации упругоэластических волн. Наиболее ярко проявляются различные механизмы генерации волн напряжения при облучении мишеней ионными пучками. На рис. 6 приведены различные поля напряжений в различные моменты времени. Двухволновая структура волны напряжений (123 нс) объясняется различными механизмами генерации ее составляющих. В начале облучения вещество в зоне энерговыделения находится в твердой фазе и в результате его нагрева генерируется термоупругая волна (35 нс). После плавления вещества в зоне энерговыделения происходят падение напряжений и, как следствие, формирование заднего фронта термоупругой волны. Дальнейший нагрев

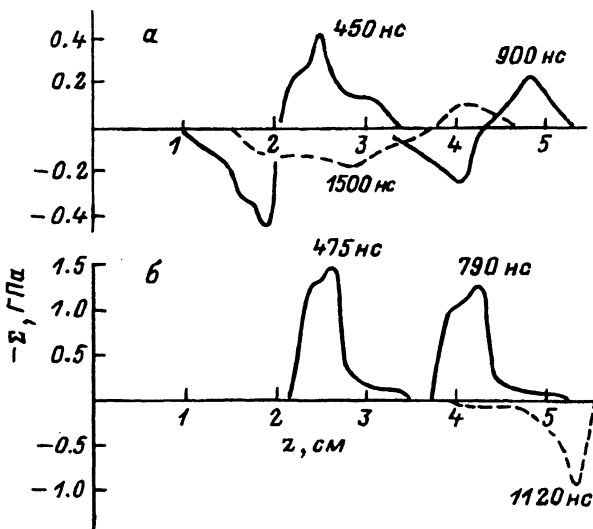


Рис. 5. Профиль напряжений в алюминиевой мишени в различные моменты времени при облучении импульсным ($\tau_n = 100$ нс) электронным пучком с энергией частиц $T^{(b)} = 0.5$ МэВ и различными плотностями токов. $j^{(b)}$, кА/см²: а — 1, б — 3.

пучком расплавленной части мишени приводит к возрастанию давления, в результате чего происходят как разлет вещества в сторону свободной поверхности, так и разгрузка напряжений в сторону необлучаемой твердой части мишени. Разгрузка напряжений сжатого вещества в сторону твердотельной части порождает новую волну сжатия в твердом теле. Двухволновой структурой волны напряжения объясняется вид осциллограммы, приведенной на рис. 2. Подтверждением тому служит представленное на рис. 7 сопоставление осциллограммы, приведенной на рис. 2, и рассчитанной временной зависимости напряжений на тыльной стороне мишени. Различие в ширине импульса с пьезодатчика и расчетной кривой можно связать с дисперсией волны в эксперименте, которая не наблюдается в расчете из-за разницы толщин мишеней в эксперименте ($a_0 = 1$ см) и в расчете ($a_0 = 0.05$ см). Проведение расчетов для толщины 1 см с сохранением такого же пространственного разрешения, как и в решении задачи с толщиной мишени 0.05 см, требует соответствующего увеличения количества узлов расчетной сетки, что требует значительного увеличения времени расчетов на ЭВМ.

При электронном облучении двухволновой структуры увидеть не удастся, поскольку волна, образовавшаяся за счет термоупругого механизма, не успевает выйти заметно из нее до того, как расплавится вещество, из-за большой ширины зоны энерговыделения (рис. 4).

Описанная выше картина генерации волн напряжения позволяет записать выражение, дающее оценку распространяющейся в твердом теле ширины этой волны Δx_0 (по основанию),

$$\Delta x_0 = R_0 + c_0 \tau_n, \quad (5)$$

где R_0 , c_0 — соответственно пробег частиц и скорость звука в материале мишени; τ_n — длительность импульса облучения.

Рис. 6. Профиль напряжений алюминиевой мишени в различные моменты времени при облучении протонным импульсным ($\tau_{и} = 100$ нс) пучком с энергией частиц $T^{(b)} = 0.5$ МэВ и плотностью тока $j^{(b)} = 250$ А/см².

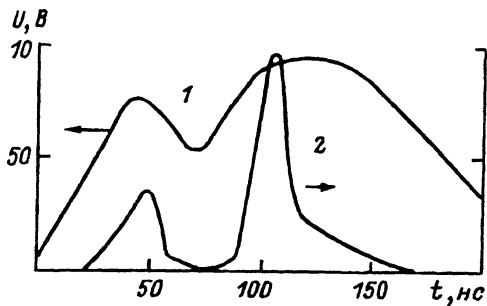
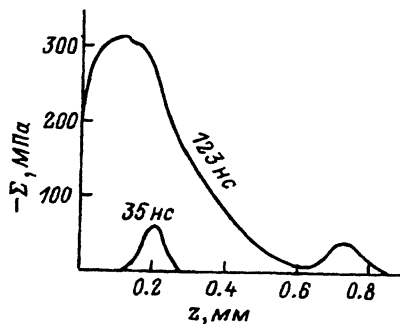


Рис. 7. Сопоставление осциллограммы (рис. 2) (1) и расчетных напряжений на тыльной стороне алюминиевой мишени (2) при облучении смешанным пучком 30%-го C^{+} +70%-го P^{+} с энергией частиц и плотностью тока, соответствующих осциллограммам рис. 1,б.

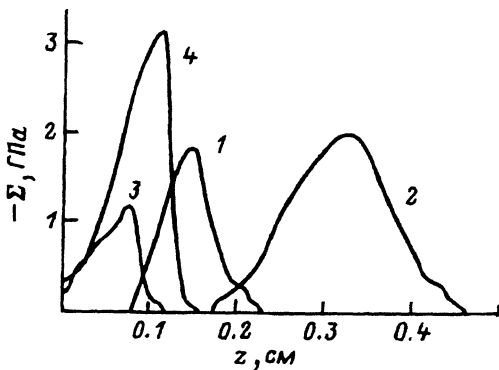


Рис. 8. Профили напряжения упругоэластической волны при воздействии электронных и ионных пучков ($j^{(b)} = 3$ кА/см, $\tau_{и} = 100$ нс) при различных энергиях частиц. Электроны: $T^{(b)} = 0.5$ (1), 1 МэВ (2); протоны: $T^{(b)} = 0.5$ (3), 1 МэВ (4).

При ионном облучении $c_0\tau_{и} \gg R_0$ и ширина волны определяется длительностью импульса. При электронном облучении, когда $R_0 \gg c_0\tau_{и}$, ширина волны зависит от энергии падающих частиц. Справедливость оценки (5) подтверждают результаты моделирования, приведенные на рис. 8. Увеличение энергии электронов в два раза приводит к двукратному увеличению ширины волны, тогда как при ионном облучении ширина волны меняется незначительно.

Поскольку величина напряжений сжатия в твердом теле определяется максимальным напряжением вещества, находящегося в зоне энерговыделения, то нетрудно сделать вывод о зависимости величины напряжения в твердом теле от параметров падающего пучка. Действительно, как видно из рис. 8, при электронном облучении, когда размеры зоны энерговыделения велики ($R_0 > c_0\tau_{и}$), разгрузка напряжений в твердотельную часть идет в течение времени, много большего длительности импульса

облучения. Поэтому амплитуда напряжений в волне определяется лишь плотностью тока частиц и длительностью импульса облучения. Увеличение энергии падающих на мишень частиц не приводит к существенному увеличению амплитуды волны (рис. 8). При ионном облучении из-за малого пробега разлет вещества в зоне энерговыделения идет одновременно с нагревом, поэтому, несмотря на большую плотность энерговыделения, амплитуда волны остается невысокой. Увеличение энергии ионов и тем самым размеров зоны энерговыделения увеличивает время разлета, что приводит к значительному увеличению амплитуды волны (рис. 8, кривая 4).

В заключение следует отметить еще один важный факт. Численное моделирование показало, что как при ионном, так и электронном облучении в указанном выше диапазоне плотностей потока энергии температура среды вне области энерговыделения меняется незначительно $\Delta T \leq 10$ К. Это означает, что все структурные превращения в облучаемых материалах происходят только за счет прохождения волн напряжения. Такой же вывод на основании экспериментальных исследований был сделан в работах [2,18,19].

Список литературы

- [1] Бацанов С.С., Демидов В.А., Рудаков Л.И. // Письма в ЖЭТФ. 1979. Т. 30. С. 611-613.
- [2] Демидов Б.А., Ивкин М.В., Петров В.А., Углов В.С. // ЖТФ. 1980. Т. 50. Вып. 10. С. 2205-2209.
- [3] Chistjakov S.A., Pogrebnjak A.D., Remnev G.E. // Nucl.Instr. and Meth. 1989. Vol. 42. P. 342-345.
- [4] Углов В.С., Абрамов П.П., Гуреев К.Г., Филиппов Н.В. // ФХОМ. 1977. № 6. С. 144-147.
- [5] Аккерман А.Ф., Бушман А.В., Демидов Б.А. и др. // ЖЭТФ. 1985. Т. 89. Вып. 3(9). С. 852-860.
- [6] Логочев Е.И., Ремнев Г.Е., Усов Ю.П. // ПТЭ. 1983. № 1. С. 21-23
- [7] Королев М.В., // Дефектоскопия. 1973. № 4. С. 12-28.
- [8] Демидов Б.А., Ивкин М.В., Обухов В.В., Тимощук Ю.Ф. // ЖТФ. 1980. Т. 50. № 10. С. 2209-2214.
- [9] Яловец А.П. // Известия вузов. Физика. 1979. № 9. С. 67-74.
- [10] Уилкинс М.Л. Расчет упругопластических течений // Вычислительные методы в гидродинамике / Под ред. Б.Олдера, С.Фернбаха, М.Ротенберга. М.: Мир, 1967. 384 с.
- [11] Бушман А.В., Ни А.Л., Фортков В.Е. // Уравнения состояния в экспериментальных условиях. Новосибирск, 1983. С. 3-11.
- [12] Колгати́н С.Н., Хачатурья́нец А.В. // ТВТ. 1982. Т. 20. № 3. С. 90-94.
- [13] Кольчужкин А.М., Учайкин В.В. Введение в теорию прохождения частиц через вещество. М.: Атомиздат, 1978. 255 с.
- [14] Конов Б.А., Степанова Ю.М., Яловец А.П. // Атомная энергия. 1977. Т. 42. С. 326-328.
- [15] Стародубцев С.В., Романов А.М. Прохождение заряженных частиц через вещество. Ташкент, 1962. 227 с.
- [16] Zigler J.F. Stopping Power and Ranges of Ions in Solids. Pergamon Press, 1985. 179 p.
- [17] Лыков С.В., Итин В.И., Месяц Г.А. // ДАН. 1990. Т. 310. № 4. С. 858-861.
- [18] Бородин С.Н., Крейнделъ Ю.Е., Месяц Г.А. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. Вып. 13. С. 87-90.
- [19] Бородин С.Н., Крейнделъ Ю.Е., Месяц Г.А. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. Вып. 17. С. 551-555.

Челябинский университет

Поступило в Редакцию
13 сентября 1991 г.
В окончательной редакции
15 июля 1992 г.