

Э. К. Андержанов, С. Ю. Волохович, И. И. Дивнов, Н. И. Зотов

РАЗРУШЕНИЕ ТОНКИХ ПЛЕНОК И ФОЛЬГ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ИЗЛУЧЕНИЯ СПЛОШНОГО СПЕКТРА

Ранее [1] с помощью взрывного источника изучалось воздействие мощного ($10^6 \div 10^8$ Вт/см²) ультрафиолетового излучения на алюминиевые пленки. Было показано, что пороги разрушения исследованных образцов существенно превышают энергию сублимации из-за экранировки излучения разлетающимися парами. Известны также многочисленные данные [2] по воздействию на металлические пленки лазерного излучения, согласно которым в зависимости от условий облучения и качества изготовления пленки энергия, затрачиваемая на разрушение пленки, может изменяться от теплоты плавления до энергии сублимации.

Цель данной работы — экспериментальное определение энергетических порогов разрушения фольг и тонких пленок из алюминия и висмута под действием излучения сплошного спектра относительно низкой мощности. В качестве источника излучения использовался сильноточный (до 200 кА) электрический разряд. Опыты проводились в аргоне и воздухе нормальной плотности. Максимальная величина плотности потока излучения на поверхности образцов составляла ~ 100 кВт/см² при длительности воздействия до 100 мкс.

Пленки получались методом термического напыления металла на стеклянные подложки в вакууме. Толщина пленок определялась с погрешностью около 5 % взвешиванием образцов до и после напыления.

Динамика расширения разрядного канала и процесс разрушения образцов регистрировались с помощью скоростной теневой кино съемки камерой СФР-2М; погрешность определения скоростей и расстояний примерно 5 %.

Разряд инициировался электрическим взрывом плоской алюминиевой фольги площадью 90×70 мм и толщиной 8 мкм, располагавшейся на поверхности диэлектрика. Накопителем энергии служила конденсаторная батарея емкостью 3,2 мФ, заряжаемая до напряжения 4,8 кВ. Длительность первого полупериода импульса тока, в течение которого практически завершалось выделение энергии в разряде, ~ 160 мкс. Образцы и разрядный промежуток располагались в одной камере объемом 0,2 м³. При наполнении аргоном камера предварительно вакуумировалась до остаточного давления ~ 1 Па. Максимальные яркостные температуры разрядного канала, измеренные с помощью фотодиода в спектральном интервале $\lambda = 0,43 \pm 0,05$ мкм, составили 14 и 18 кК в аргоне и воздухе соответственно.

Облучаемые образцы располагались на расстоянии $100 \div 120$ мм от плоскости фольги — инициатора разряда. Это расстояние выбиралось таким образом, чтобы величина энергии, упавшей на поверхность образца за время облучения (ограниченное длительностью движения генерируемой разрядом ударной волны до поверхности образца), была максимальной.

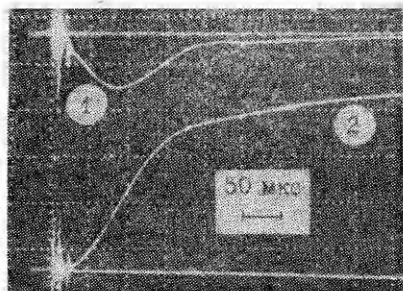
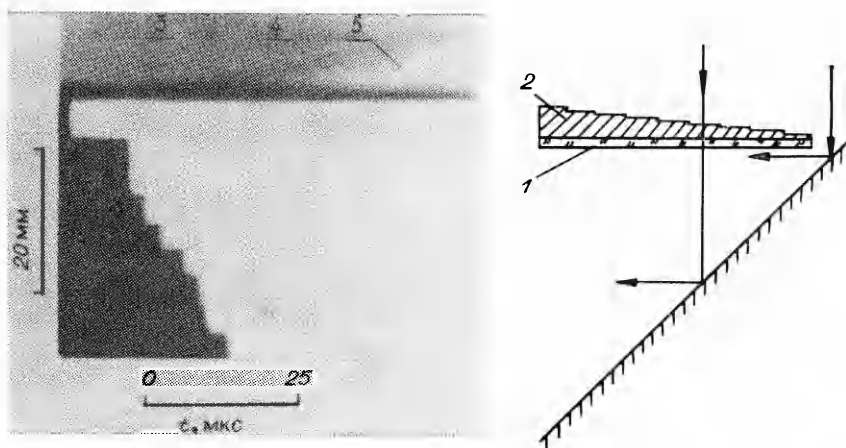


Рис. 1

С помощью двухсекционного пироприемника [3] регистрировались плотность потока $q_n(t)$ и энергия излучения $E_n(t) = \int_0^t q_n(t) dt$ в плоскости, отстоящей на 470 мм от плоскости инициатора разряда вдоль перпендикуляра, восстановленного из его центра. Осциллограммы $q_n(t)$ и $E_n(t)$ (1 и 2 соответственно), полученные для разряда в воздухе, показаны на рис. 1. Расположение приемника в плоскости,



Р и с. 2

где размещались образцы, было невозможно из-за разрушения под действием падающего излучения его поглощающей поверхности. Погрешность измерения амплитудных значений мощности излучения 15 %.

Плотность потока излучения $q(t)$, падающего на поверхность образца, определялась пересчетом зависимости $q_{\text{п}}(t)$ следующим образом. С помощью скоростной киносъемки было установлено, что в течение ~ 100 мкс после начала свечения разрядный канал в плазме сохраняет прямоугольную форму, трансформирующуюся затем в овальную, передняя граница капала при этом остается плоской. Плотность потока излучения, создаваемого светящимся прямоугольником со сторонами $2a$ и $2b$, излучающим по закону Ламберта, на расстоянии h от его поверхности, зависит от геометрии источника [4]:

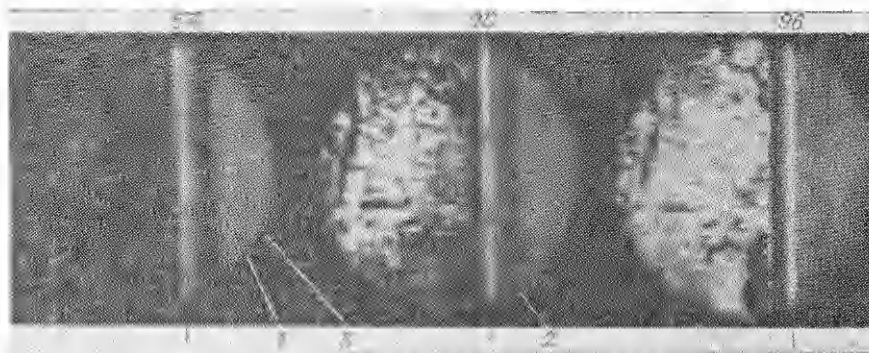
$$q \sim q_0 \left[\frac{a}{(a^2 + h^2)^{1/2}} \arctg \frac{b}{(a^2 + h^2)^{1/2}} + \frac{b}{(b^2 + h^2)^{1/2}} \arctg \frac{a}{(b^2 + h^2)^{1/2}} \right].$$

Здесь q_0 — плотность потока с поверхности. Отсюда при известных временных зависимостях геометрических размеров разрядного канала и положения его передней границы относительно образца восстанавливается связь между мощностью излучения в местах расположения пироприемника $q_{\text{п}}$ и образца q . Отметим, что, если считать излучатель диском той же площади, результаты пересчета будут отличаться не более чем на 1,5 %.

Характерное время распространения волны теплопроводности на толщину δ образцов $\tau \sim \delta^2/\chi$ (χ — коэффициент температуропроводности) во всех случаях не превышало 2 мкс.

На рис. 2 вместе со схемой проведения опыта представлена щелевая развертка течений при облучении в аргоне образца из висмута. Съемка велась (как и в остальных опытах) в двух направлениях: параллельно плоскости образца и через наклонно установленное под ним зеркало. Образец представлял собой стеклянную пластинку 1 с напыленными на нее пленками 2 в виде восьми полей, размеры каждого из которых составляли 7×4 мм. Толщина пленок изменялась от 0,5 до 3,5 мкм.

Спустя некоторое время после начала облучения, у поверхности пленок наблюдаются ударные волны 3, обусловленные истечением испаренного вещества. Скорости распространения этих волн примерно равны и близки к скорости звука в окружающем газе. Передняя граница «продукты испарения» — газ 4, движущаяся со скоростью 50 м/с, соответствует испарению наиболее тонкой пленки. В дальнейшем происходит «просветление» пленок (появляется свечение с тыльной стороны образца, регистрируемое наклонно установленным зеркалом), которое естественно связать с их разрушением в результате разлета вещества в виде паров и



Р и с. 3

капель жидкого металла. Величину $E_* = \int_0^{t_*} q dt$ в дальнейшем будем называть энергией разрушения образца (t_* — время между началом облучения образца и его «просветлением»). После разрушения всех пленок скорость движения передней границы паров возрастает до 150 м/с, вблизи поверхности подложки образуется светящаяся область 5, расширяющаяся со скоростью ~ 100 м/с, что связано, по-видимому, с поглощением коротковолновой части излучения в испаренном веществе. На скорость границы паров влияет, вероятно, их боковое расширение. Аналогичная картина наблюдается при воздействии излучения на алюминиевые пленки толщиной $0,5 \div 3,3$ мкм.

На рис. 3 приведены фотографии, иллюстрирующие возникновение и развитие неоднородностей в процессе разрушения алюминиевой фольги толщиной 8 мкм и площадью 30×30 мм, расположенной на поверхности стеклянной пластины в атмосфере аргона. Вертикальной чертой показана поверхность стеклянной пластины, справа от нее вид параллельно поверхности образца, слева — через зеркало, диаметр поля зрения 28 мм, цифрами обозначено время от начала облучения в микросекундах. Края фольги подгибались, чтобы исключить неоднородности, связанные с неизбежными шероховатостями вдоль кромок образца.

Разлет вещества начинается с поверхности образца в виде отдельных струй 1, расстояние между которыми в среднем около 1 мм, затем становится различной граница 2, отвечающая, по-видимому, максимальному градиенту плотности. Скорость границы около 100 м/с, струи движутся примерно в 2 раза быстрее. Разлет вещества сопровождается образованием акустического возмущения 3.

По результатам измерений началу разлета и частичного испарения вещества соответствует энергия излучения (без учета потерь), подводимого к единице площади фольги, $E_n = 1,4$ Дж/см² или в пересчете на единицу массы 0,65 кДж/г, что меньше энтальпии расплавленного алюминия $\Delta H(\text{ж}, T_{\text{пл}}) = 1,1$ кДж/г [5]. При достижении энергии $E_* = 6,4$ Дж/см² (или 3 кДж/г) расширяющийся слой металла «просветляется».

В процессе «просветления», протекающем за относительно небольшой промежуток времени ($5 \div 10$ мкс) по сравнению с полным временем разрушения, сначала возникают светящиеся точки диаметром 0,1 мм, достаточно регулярно расположенные по поверхности образца с плотностью около 100 см^{-2} . Они являются, по-видимому, центрами более интенсивного плавления и испарения металла. Зарождение в этих центрах и распространение радиально от них локальных разрушений приводят к образованию на поверхности структуры в виде граничащих между собой пятен диаметром до 1,5 мм. К моменту «просветления» объем расширившегося слоя металла в сотни раз превышает первоначальный объем фольги.

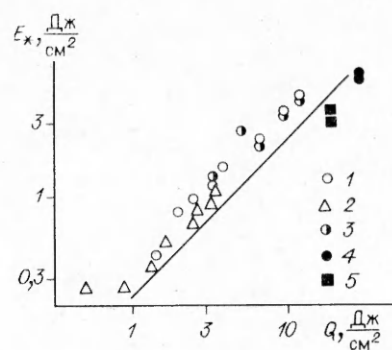
При облучении алюминиевой пленки толщиной 1,4 мкм в воздухе разлет вещества начинается при энергии $E_{и} = 2,7$ кДж/г, близкой к энтальпии жидкого металла при температуре кипения $\Delta H(ж, T_{к}) = 3,3$ кДж/г [5], что заметно больше величины, регистрируемой в опыте с фольгой. Общий вид и размеры неоднородностей, возникающих при облучении пленки, также иные: разрушение ее происходит в отдельных пятнах диаметром до 0,5 мм, число которых возрастает в процессе «просветления» до 200 см^{-2} . Передняя граница паров при этом в отличие от опытов с фольгой остается гладкой, без отдельных струй и возмущений. Свечение испаренного вещества в воздухе не наблюдается.

По результатам описанных опытов построена зависимость (рис. 4) энергии разрушения E_* от энергии $Q = \rho \delta Q_0$, необходимой для испарения металла образца заданной толщины (для алюминия $Q_0 = 14,1$ кДж/г [5], для висмута $Q_0 = 1,0$ кДж/г [6]): 1, 2 — алюминиевые и висмутовые пленки в аргоне, 3 — алюминиевая пленка в воздухе, 4 — алюминиевая фольга в аргоне. Там же приведены данные, полученные ранее [7] при облучении свинцовой фольги ($\delta = 15$ мкм) в воздухе (точки 5). Прямая отвечает условию $E_* = \Delta H(ж, T_{к})$ (для исследованных металлов $\Delta H(ж, T_{к}) \simeq 0,23 Q_0$ [5, 6]). Как видно, результаты измерений энергии разрушения для различных металлов и условий проведения опытов достаточно хорошо согласуются между собой и соответствуют примерно $\Delta H(ж, T_{к})$. В частности, расширение спектра падающего излучения в область коротких волн в аргоне по сравнению с воздухом (из-за более высокого потенциала ионизации первого) не оказывает влияния на E_*/Q . Максимальная доля пара в «продуктах» разрушения по оценкам не превышает 20%. Несколько большие значения E_* (и $E_{и}$) для пленок по сравнению с фольгой (для алюминия) могут быть обусловлены различиями отражательных способностей образцов, состояния поверхности металл — подложка (в случае фольги там, вероятно, присутствует воздушная прослойка), а также механических свойств пленок и фольг.

Величина E_* является некоторым эффективным значением энергии, не учитывающим потери на отражение от поверхности образца, теплоотвод в глубь подложки и др. По оценкам, аналогичным [2], доля энергии, отводимой в подложку к моменту разрушения, возрастает с уменьшением толщины образца и для наиболее тонких из использованных пленок может достигать 0,85 от падающей. Интегральное по спектру отражение оценивается величиной $\sim 0,5$ [8]. Таким образом, разрушение образцов происходит, по-видимому, при поглощении энергии, значительно меньшей, чем необходимая для нагрева металла до температуры кипения.

Причины низкопорогового разрушения не ясны. Размеры наблюдаемых в процессе облучения неоднородностей ($\geq 10^2 \delta$) едва ли позволяют объяснить разрушение образцов какими-либо поверхностными эффектами, например скатыванием жидкого металла в капли [2]. Наиболее вероятной представляется следующая схема развития процессов в образце. При поглощении металлом соответствующего количества энергии происходит его плавление. В жидком металле на различного рода неоднородностях — гетерогенных или гомогенных [9] — образуется небольшое количество пара. В результате такого локального «кипения» объем жидкости значительно возрастает и при некотором пороговом значении энергии жидкость теряет сплошность и разбивается на мелкие капли, не разрешаемые в данной постановке опытов.

В процессе разрушения фольг важную роль могут играть также напряжения, возникающие в материале фольги вследствие быстрого нагре-



Р и с. 4

вазия, которые могут привести к потере устойчивости и способны вызвать большие деформации, разрушающие материал [10]. Возможно также проявление при нагреве больших локальных напряжений на неоднородностях материала [11].

Авторы благодарят И. В. Немчинова и Б. Д. Христофорова за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Киселев Ю. Н., Христофоров Б. Д., Цикулин М. А. Экспериментальное исследование воздействия на преграду источников мощного излучения сплошного спектра // Низкотемпературная плазма в космосе и на Земле.— М.: ВАГО, 1977.
2. Левинсон Г. Р., Смилга В. П. Лазерная обработка тонких пленок // Квантовая электрон.— 1976.— Т. 3, № 8.
3. Киселев Ю. Н., Крохин В. З. Малоинерционные пироэлектрические приемники для регистрации излучения в диапазоне 40—1100 нм // ПМТФ.— 1976.— № 4.
4. Гуревич М. М. Введение в фотометрию.— Л.: Энергия, 1968.
5. Термодинамические свойства индивидуальных веществ.— Т. 1, кн. 2/Отв. ред. Глушко В. П.— М.: Недра, 1978.
6. Таблицы физических величин/Под ред. Кикоина И. К.— М.: Атомиздат, 1976.
7. Андержанов Э. К., Дивнов И. И., Зотов Н. И., Христофоров Б. Д. Разрушение поверхности твердых тел под действием излучения сильноточного разряда // 6-я Всесоюз. конф. «Динамика излучающего газа».— М.: Изд-во МГУ, 1987.
8. Ujihara K. Reflectivity of metals at high temperatures // IEEE J. Quant. electronics.— 1972.— V. QE-8, N 6.
9. Френкель Я. П. Собрание избранных трудов. Т. 3. Кинетическая теория жидкостей.— М.: АН СССР, 1959.
10. Андержанов Э. К., Дивнов И. И., Зотов Н. И. Механическая неустойчивость проводника при электрическом взрыве // ДАН СССР.— 1989.— Т. 304, № 4.
11. Родионов В. И., Сизов И. А., Цветков В. М. Основы геомеханики.— М.: Недра, 1986.

г. Москва

Поступила 4/V 1989 г.,
в окончательном варианте — 15/XI 1989 г.

УДК 622.235; 534.222

А. Н. Бовт, Е. Е. Ловецкий, А. М. Масленников,
Н. С. Ростовский, В. И. Селяков, Е. А. Шурыгин

ХАРАКТЕР РАЗРУШЕНИЯ И ФИЛЬТРАЦИОННЫЕ СВОЙСТВА НАСЫЩЕННОЙ ЖИДКОСТЬЮ ПОРИСТОЙ СРЕДЫ ПРИ КАМУФЛЕТНОМ ВЗРЫВЕ

Известно, что в малопористых (типа гранита) средах механическое действие взрыва приводит к улучшению фильтрационных свойств среды во всей области действия взрыва, в высокопористых газонасыщенных — к резкому ухудшению фильтрационных свойств среды [1]. При взрыве в высокопористой цементированной насыщенной жидкостью среде имеет место немонокотное изменение ее фильтрационных параметров в окрестности камуфлетного взрыва с образованием зоны локального ухудшения, по сравнению с первоначальной, проницаемости [2]. Размер зоны, в которой происходит изменение фильтрационных характеристик среды, оказывается значительно больше, чем в случае действия взрыва той же мощности в монолитной среде типа гранита.

В данной работе приводятся результаты экспериментальных и теоретических исследований особенностей механического действия камуфлетного взрыва на пористые, насыщенные жидкостью среды. Изучаются причины, вызывающие качественное отличие радиальных зависимостей коэффициента проницаемости, соответствующих камуфлетному взрыву в средах с различной пористостью и насыщением.

1. Методика экспериментов. Опыты проводились в лабораторных условиях со взрывами сферических зарядов ТЭНа весом от 1 до 2 г в искусственно создаваемых цементированных пористых средах и в полевых условиях со взрывами зарядов ТГ-20/80 мощностью от 200 до 765 кг ТНТ в водонасыщенном карбонатном пласте.

Лабораторные опыты проводились в средах с начальной пористостью $m_0 = 25$ и 18% , помещенных в цилиндрическую емкость $d = 300$ и $h = 350$ мм.