

размера области предрасплавления можно ограничиться расчетом при $q=0$. Для этого случая z определяется уравнением $\sqrt{\pi/(2z)}e^{-2z} = \pi/Re$, а по z находим $x_{пр}$ из $Re \cdot x/2 = z$: $x_{пр} = 1,08 \cdot 10^{-3}$, $3,36 \cdot 10^{-3}$ и $1,16 \cdot 10^{-3}$. Умножая на масштаб δ (для $Q = 8$ кал/см², $\delta = 1,72 \cdot 10^{-3}$, $2,40 \cdot 10^{-3}$, $6,48 \cdot 10^{-3}$ см), получаем характерные размеры области расплава — длину капли сзади точки контакта $x_3 = 7,21$; $4,32$ и $60,91$ см, длину капли впереди точки контакта $x_{пр} = 1,86 \cdot 10^{-6}$; $8,04 \cdot 10^{-6}$ и $7,52 \cdot 10^{-6}$ см, абсциссу максимального поперечного размера капли и половину максимального поперечного размера $(x_n; y_n) = (1,49; 0,89 \cdot 10^{-3})$, $(0,77; 1,34 \cdot 10^{-3})$ и $(8,36; 3,89 \cdot 10^{-3})$ см. Малые размеры области предрасплавления, полученные при больших Re , объясняются принятой моделью точечного источника тепла. В реальной ситуации эта область будет иметь размеры «размазки» области тепловыделения.

Проведенный численный анализ позволяет сформулировать следующие выводы. Для определения времен оплавления и затвердевания и всей кормовой части зоны расплава хорошим приближением является точечный источник и модель плоского соударения. Рассмотренная здесь двумерная задача позволяет рассчитать продольные размеры зоны расплава и, в частности, ее лобовую часть перед точкой контакта, что в принципе невозможно в предыдущей модели.

Поступила в редакцию
24/XII 1979

ЛИТЕРАТУРА

1. А. А. Дерибас. Физика упрочнения и сварки взрывом. Новосибирск, Наука, 1972.
2. В. М. Кудинов, А. Я. Коротеев. Сварка взрывом в металлургии. М., Металлургия, 1978.
3. И. Д. Захаренко. ФГВ, 1971, 7, 2, 269.
4. А. И. Михайлов, А. Н. Дремин, В. П. Фетцов. ФГВ, 1976, 12, 4, 594.
5. G. Cowan, A. Holtzwap. J. Appl. Phys., 1963, 34, 4, 928.
6. И. Д. Захаренко, Т. М. Соболенко. ФГВ, 1971, 7, 3, 433.
7. А. С. Гельман. ФГВ, 1974, 10, 6, 898.
8. В. С. Седых, А. П. Соннов. Тр. Волгоградского политехнического ин-та, вып. 1, 1974.
9. М. С. Качан, В. Н. Штерн. ФГВ, 1979, 15, 2, 119.
10. Г. Карслоу, Д. Егер. Теплопроводность твердых тел. М., Наука, 1964.

ЗАТУХАНИЕ УДАРНОГО ИМПУЛЬСА В СВИНЦЕ И АЛЮМИНИИ

Н. П. Хохлов, В. Н. Минеев, А. Г. Иванов,
В. И. Лучинин
(Москва)

Создание мощных лазерных систем повлекло за собой разработку способов генерации механических волн напряжений в твердых телах посредством воздействия излучения лазера и применение их для исследования ряда вопросов, связанных с поведением материалов при динамических нагрузках.

Непосредственное воздействие мощного моноимпульса лазерного излучения на твердое вещество не позволяет получить больших уровней

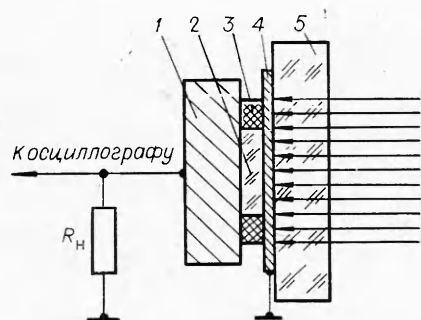


Рис. 1. Схема эксперимента. Стрелками обозначено направление излучения лазера.

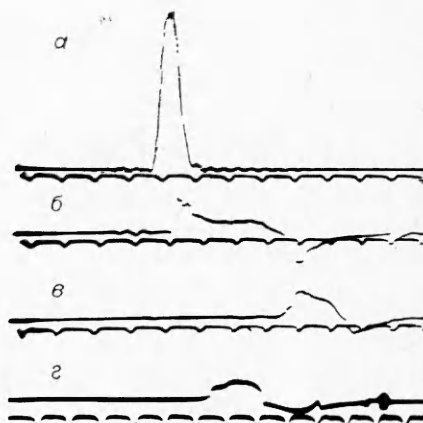


Рис. 2. Типичные осциллограммы, получаемые в экспериментах. Метки времени — 0,1 мкс.
а) форма моноимпульса излучения;
б—в) профиль УВ в фольге толщиной 0,05; 1 и 5 мм соответственно.

механических напряжений в материале [1]. Авторами работ [2—5] предложен и развит метод, использующий в качестве поглощающей мишени тонкие слои из различных материалов, заключенные между прозрачными кварцевыми пластинами или ограниченные пластиной только с облучаемой стороны мишени. Так, в работе [5] показано, что при плотности падающей энергии $Q \approx 30$ Дж/см² амплитуда генерируемых ударных волн (УВ) в фольге из железа толщиной 0,015 мм составляла 56 кбар, а на толщине фольги ~ 1 мм удалось зафиксировать двухволновую конфигурацию УВ в железе.

Для оптимального отбора энергии излучения ОКГ материал мишени должен обладать следующими теплофизическими и оптическими свойствами: а) наименьшей энергией сублимации, чтобы уменьшить долю лазерной энергии, затрачиваемую на испарение вещества; б) достаточно большим значением потенциала ионизации, чтобы увеличить долю поглощенной лазерной энергии до начала отражения излучения плазмой; в) наименьшим начальным коэффициентом отражения.

Наиболее предпочтительным в ряду металлов цинк — кадмий — свинец, отвечающих указанным выше условиям, является цинк [5]. В работе [6] исследовалась мишень из кадмия. В настоящей работе в качестве мишени использовалась свинцовая фольга, которая подвергалась воздействию моноимпульсного излучения лазера с параметрами: длина волны излучения $\lambda = 1,06$ мкм, энергия излучения 70 Дж, длительность моноимпульса на полувысоте 0,07 мкс.

Постановка опыта аналогична описанной в работе [5]. Экспериментальная сборка изображена на рис. 1. Тонкая мишень 4 (свинцовая фольга) ограничена со стороны падающего излучения прозрачной стекляннной пластиной 5, с тыльной стороны мишени установлен кварцевый датчик давления 2 с электродом 1. С обеих сторон датчика заливалась эпоксидная смола 3. Для регистрации параметров УВ использовался кварцевый датчик давления диаметром 10 мм и толщиной 2 мм, включенный в короткозамкнутую цепь (сопротивление нагрузки $R_n = 91$ Ом). Время регистрации составляло $T_1 = 0,35$ мкс и соответствовало времени пробега упругой УВ по толщине кварца.

В экспериментах исследовалась форма и амплитуда УВ в свинцовой фольге, толщина которой Δ изменялась от 0,02 до 0,5 мм при постоянном $Q = 30$ Дж/см². Типичная осциллограмма, получаемая в опытах со свинцовой фольгой, представлена на рис. 2. На первом луче осциллографа регистрировался моноимпульс лазерного излучения, на втором луче —

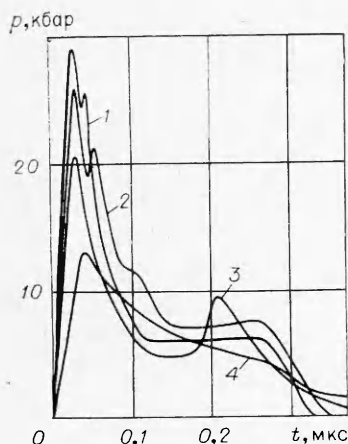


Рис. 3. Профили волн сжатия в свинцовой мишени различной толщины.

Δ , мм: 1 — 0,02; 2 — 0,05; 3 — 0,2; 4 — 0,5.

запись с кварцевого датчика давления. На рис. 3 приведены профили $p(t)$ регистрируемых волн сжатия (усреднение по результатам 3—4 опытов) в свинцовой фольге различной толщины.

Анализ кривых $p(t)$ показывает, что профиль волны сжатия в свинце имеет резко выраженный пик давления, который выходит затем на примерно постоянный уровень. Задний фронт импульса сжатия резко выражен для фольги толщиной 0,02 и 0,05 мм. При $\Delta = 0,2$ и 0,5 мм отмечается более плавное уменьшение давления до нулевого уровня. Длительность импульса сжатия для фольги с $\Delta = 0,02$ и 0,05 мм составляет $t_1 = 0,32 \pm 0,01$ мкс, для фольги с $\Delta \geq 0,2$ мм $t_1 > T_1$. Время нарастания импульса давления для фольги толщиной до 0,2 мм постоянно и составляет $t_2 = 0,033 \pm 0,002$ мкс. Однако тенденция к уширению импульса сжатия наблюдается уже для фольги с $\Delta > 0,2$ мм. Так, для $\Delta = 0,5$ мм $t_2 = 0,040 \pm 0,002$ мкс. Значения t_1 и t_2 отсчитывались от нулевого уровня и указаны во всех случаях с доверительными интервалами, соответствующими вероятности 2 σ .

Отметим, что на профилях $p(t)$ в мишенях с $\Delta \leq 0,2$ мм наблюдается резкое нарастание давления в точках, соответствующих по времени двойному пробегу упругой УВ по толщине фольги ($2T_2$). Это является следствием взаимодействия волн сжатия и разрежения в среде стекло — свинец — кварц. Для фольги с $\Delta = 0,5$ мм названный эффект не обнаруживается, поскольку в этом случае $2T_2 > T_1$. Пиковые значения давления в волне сжатия для свинцовой фольги различной толщины при $Q = 30$ Дж/см² приведены на рис. 4, 2. Отмечается довольно слабое затухание амплитуды УВ по толщине. Так, увеличение Δ в 25 раз приводит к ослаблению амплитуды УВ примерно в 2 раза.

Более детально исследовалась свинцовая фольга толщиной 0,05 мм. В экспериментах с такой фольгой значение Q варьировалось от 4 до 160 Дж/см². Максимальные значения Q достигались фокусировкой пучка лазерного излучения, при этом для регистрации давления использовался кварц диаметром 5 и толщиной 1 мм. Профили $p(t)$ в фольге в диапазоне $4 \leq Q \leq 160$ Дж/см² качественно аналогичны, значение t_2 не выходит за пределы определенной выше экспериментальной погрешности. Пиковые значения давления в волне сжатия для мишеней $\Delta = 0,05$ мм в указанном диапазоне Q приведены на рис. 4, 1. Отмечается примерно линейное нарастание пикового давления в мишени до $Q \sim 40$ Дж/см². Максимальное давление ≈ 50 кбар достигается при $Q = 130$ Дж/см². Дальнейшее увеличе-

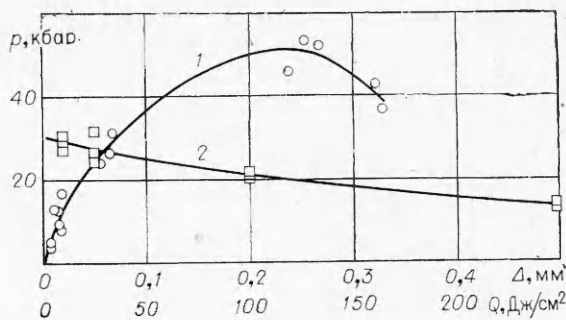


Рис. 4. Зависимость пикового давления в свинцовой мишени от плотности падающей энергии (1) и затухание амплитуды УВ по толщине мишени при $Q = \text{const}$ (2).

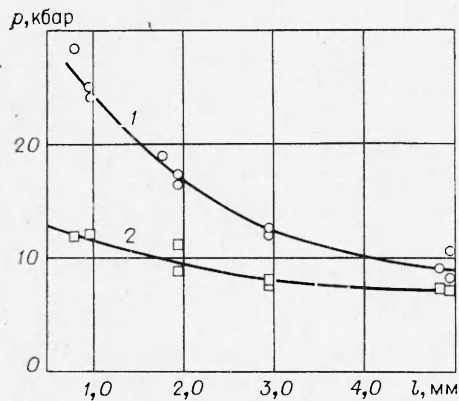


Рис. 5. Изменение амплитуд пластической (1) и упругой (2) волн сжатия по толщине алюминиевого образца.

ние Q ведет к некоторому уменьшению давления в УВ. Аналогичный эффект наблюдался в работе [1] примерно при тех же плотностях потока в условиях непосредственного воздействия излучения на алюминиевую мишень.

Таким образом, создаваемые лазерным излучением в свинцовой фольге плоские УВ короткой длительности, позволяют использовать ее в качестве экрана перед исследуемыми образцами. В такой постановке проведено исследование реакции отожженного алюминиевого сплава Д16 на УВ, сформированную в свинце толщиной 0,05 мм при $Q \approx 110$ Дж/см². Толщина образцов l , устанавливаемых между фольгой 4 и датчиком 2 (см. рис. 1), изменялась от 1 до 5 мм. Профиль УВ в сплаве Д16 регистрировался кварцевым датчиком давления диаметром 5 мм и толщиной 1 мм с соответствующим временем регистрации $\approx 0,17$ мкс. На рис. 2, в, г приведены типичные записи с кварцевого датчика, иллюстрирующие профиль УВ в образце. Полученные записи $p(t)$ показывают, что профиль УВ имеет двухволновую конфигурацию с выраженным пиком давления в пластической волне. На рис. 5 приведены графики, иллюстрирующие изменение амплитуд пластической $p_{пл}$ и упругой $p_{уп}$ волн сжатия по толщине образца. Экспериментальные данные показывают, что $p_{пл}$ интенсивно убывает с увеличением l и составляет, например, для $l = 1$ и 5 мм 25 и 9 кбар соответственно. Экстраполяция зависимости $p_{пл}(l)$ к $l \rightarrow 0$ дает $p_{пл} \approx 35$ кбар. Полученная оценка давления для течения на контактной границе свинец — Д16, при известных параметрах УВ в свинце, дает $p = 37$ кбар. Амплитуда упругой волны затухает слабее и составляет, например, при $l = 1$ и 5 мм 12 и 7 кбар соответственно. Данные по затуханию упругой волны в сплаве Д16 согласуются с результатами экспериментального и численного исследований упругопластического поведения алюминиевого сплава Д16, приведенными в [7].

Поступила в редакцию
11/XII 1979

ЛИТЕРАТУРА

1. J. A. Fox, D. N. Barr. Appl. optics, 1973, 12, 11, 2547.
2. M. P. Felix, A. T. Ellis. Appl. phys. Lett., 1972, 21, 11, 532.
3. M. P. Felix. Rev. sci. instrum., 1974, 45, 9, 1106.
4. L. C. Yang. J. Appl. phys., 1974, 45, 6, 2601.
5. B. P. Fairand, A. H. Clauer et al. Appl. phys. Lett., 1974, 25, 8, 431.
6. В. А. Свиридов, Б. Л. Глушак, С. А. Новиков.— В сб.: Детонация. Черногловка, 1978.
7. С. М. Бахрах, А. Г. Иванов и др.— В сб.: Детонация. Черногловка, 1978.