

ОБ ИНТЕРПРЕТАЦИИ ЭФФЕКТОВ ЭКРАНИРОВАНИЯ
ПРИ ОПТИЧЕСКОЙ ЭРОЗИИ МЕТАЛЛОВ

А. А. Самохин

УДК 621.37:536.4

Указано на несоответствие предполагаемых свойств эрозивной плазмы /2/ известным экспериментальным данным и отмечена возможная роль жидкой фазы в ослаблении зондирующего излучения. Показано, что поведение давления на облучаемой свинцовой мишени /7/ может объясняться особенностями взрывного распада метастабильного состояния перегретого жидкого металла.

При исследовании экранирующего влияния продуктов разрушения металлических мишеней, на которые действует интенсивное световое излучение, неоднократно использовался метод продольного и поперечного зондирования облака испаренного вещества /1-3/. Обнаруженное таким способом в /1/ сильное экранирование в приповерхностной части облака интерпретировалось позднее /2/ как поглощение в оптически плотном слое плазмы с температурой $T \approx 3 \cdot 10^4$ °К, краткостью ионизации $z = 2$ и геометрической толщиной $l \approx 0,1$ см, малой по сравнению с диаметром пятна облучения. Однако существование подобного плазменного слоя, как будет показано ниже, не вполне согласуется с известными экспериментальными данными.

Предположение об оптической плотности плазмы для собственного излучения накладывает на концентрацию ионов n ограничение, которое следует из условия малости длины Росселандова пробега излучения /4/ по сравнению с 1. В рассматриваемом случае это дает $n \geq 2 \cdot 10^{19}$ см⁻³, и для реактивного давления на мишень со стороны такого плазменного потока, движущегося со звуковой скоростью, получаем величину $p_0 = (1+\gamma)(z+1)nkT \geq 600$ бар, в десятки раз превышающую экспериментально наблюдаемое давление отдачи /5/. Заметим также, что излучение ближнего инфракрасно-

го диапазона с длиной волны $\lambda = 1,06 \mu$ может сильно поглощаться такой эрозионной плазмой, которая остается еще достаточно прозрачной для собственного излучения. Интенсивность, достигающая мишени в результате переизлучения, оказывается при этом гораздо меньше той, которая падает на сильно поглощающий плазменный слой, что приводит к экспериментально наблюдаемым срывам процесса испарения и плазмообразования /5/.

Таким образом, имеющиеся экспериментальные данные ставят под сомнение стационарное существование узкого сильно поглощающего плазменного слоя, чернотельное излучение которого эффективно поддерживало бы процесс испарения. В данном диапазоне интенсивности $I \approx 10 \text{ Мвт/см}^2$, по-видимому, более адекватным является обычное описание, в котором оптическая толщина плазменного факела для падающего излучения в стационарном режиме близка к единице, а некоторая часть вещества мишени уносится продуктами разрушения в жидкой фазе.

Следует иметь в виду, что конденсированная фаза продуктов разрушения может влиять на результаты продольного и поперечного зондирования облака испаренного вещества. В пользу этого свидетельствует тот факт, что при поперечном зондировании ослабление зондирующего излучения наблюдается сравнительно долгое время после окончания разрушающего импульса миллисекундной длительности /6/. Капли жидкой фазы, имеющие тангенциальную по отношению к поверхности мишени составляющую скорости v , могут экранировать также излучение, проходящее через отверстие в мишени при продольном зондировании. В этом случае, очевидно, должна существовать определенная корреляция между диаметром отверстия d и задержкой Δt начала экранирования. Для возникновения наблюдавшейся в /1,2/ задержки $\Delta t \leq 10^{-4}$ сек при $d = 0,1$ см необходимо иметь $v \geq 10^3$ см/сек, что как раз характерно для скоростей жидкой фазы в этом диапазоне интенсивностей /6/.

В работах /1-3/ не обсуждается возможная зависимость Δt от d , между тем как при малых $d = 0,012$ см /3/ даже в случае гигантских импульсов нельзя без специальной проверки сделать вывод о том, что жидкая фаза не влияет на результаты эксперимента. Появление на периметре отверстия перегретого расплава с плотностью в 2-3 раза меньше твердотельной уже само по себе может быть причиной ослабления прошедшего излучения за счет уменьшения

сечения отверстия. Если уменьшение радиуса отверстия совпадает по порядку величины с толщиной слоя расплава $\Delta r \approx 10^{-3}$ см, то эффективное уменьшение сечения отверстия составляет примерно 10–20%. Толщина слоя расплава может возрастать при уменьшении коэффициента поглощения α , когда глубина проникновения излучения в металл начинается превышать характерную длину стационарного прогрева χ/v_0 , определяемую отношением коэффициента температуропроводности χ к скорости движения границы испарения v_0 . При достижении температуры предельного перегрева максимальное значение скорости капель жидкой фазы, выбрасываемой в результате взрывного распада метастабильного состояния, есть $v_m \approx \sqrt{p/\rho}$, где p и ρ обозначают давление пара и плотность конденсированного вещества в околоскритической области. Для алюминия $v_m \approx 6 \cdot 10^4$ см/сек, что не исключает возможной роли этого процесса в экранировании излучения в условиях экспериментов /3/ при $I \geq 500$ Мвт/см².

Приведенное выше рассмотрение, а также экспериментальные результаты /6/ показывают, что для корректного определения экранирующего действия плазменного факела с помощью метода /1–3/ необходимо контролировать возможное экранирующее влияние жидкой фазы продуктов эрозии, например, по зависимости задержки начала экранирования от диаметра отверстия, по длительности экранирования после окончания основного импульса излучения и т.п.

В заключение остановимся на экспериментах по воздействию гигантских импульсов излучения на свинец и алюминий /7/, результаты которых до настоящего времени анализировались только с точки зрения возникновения "вспышки поглощения" в парах испаренного вещества /8/. В отличие от алюминия, кривая давления на свинцовой мишени в /7/ имеет характерный излом: рост давления резко замедляется на уровне $p_1 \approx 400$ бар и возобновляется спустя примерно 10^{-3} сек, причем максимум давления достигается уже после максимума импульса излучения. Поскольку критические параметры у свинца значительно ниже, чем у алюминия /9/, то такое поведение давления может быть обусловлено особенностями взрывного распада метастабильного состояния перегретого жидкого свинца.

Если для критического давления и температуры свинца принять значения $p_c \approx 2 \cdot 10^3$ бар и $T_c \approx 5 \cdot 10^3$ °К /9/, то по величине давления на поверхности мишени p_1 , которое составляет примерно

половину от давления насыщенного пара $p_g(T_0) \approx 3 \cdot 10^5 \exp(-5T_c/T_0)$ бар, определяется температура поверхности $T_0 \approx 0,8T_c$. Поскольку в рассматриваемых условиях параметр $u = \alpha\lambda/v_0 \ll 10$, то максимальное значение температуры в слое расплава уже превышает температуру предельного перегрева /I0/, что должно приводить к взрывному распаду метастабильного состояния, подобному тому, который наблюдался при облучении жидкой ртути /II/. Нарастание и последующее поведение давления после достижения уровня P_1 определяется, по-видимому, динамикой взрывного распада, зависящей, в частности, от степени однородности интенсивности по пятну облучения. Замедление роста давления непосредственно перед началом взрывного распада может быть связано с резким уменьшением коэффициента поглощения и возникновением особенностей у теплофизических параметров металла вблизи границы абсолютной неустойчивости метастабильного состояния.

Автор выражает благодарность Б. М. Козлову и В. Б. Федорову за полезное обсуждение.

Поступила в редакцию
12 октября 1975 г.

Л и т е р а т у р а

1. А. М. Бонч-Бруевич, Б. И. Балашов, А. И. Гагарин, А. С. Захаров, В. П. Котылев, О. И. Калабушкин. Письма в ЖЭТФ, 17, 341 (1973).
2. А. П. Гагарин, В. В. Дружинин, Н. А. Раба, С. В. Масленников. Письма в ЖТФ, 1, 311 (1975).
3. Ю. И. Дымшиц, В. Г. Неверов. Письма в ЖТФ, 1, 558 (1975).
4. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., "Наука", 1966 г.
5. В. А. Батанов, Ф. В. Бункин, А. М. Прохоров, В. Б. Федоров. ЖЭТФ, 63, 586 (1972); Письма в ЖЭТФ, 16, 378 (1972).
6. В. Д. Лохныгин, А. А. Самохин. Письма в ЖТФ, 1, 749 (1975).
7. Я. Т. Гноевой, А. И. Петрухин, Ю. Е. Плешанов, В. А. Суляев. Письма в ЖЭТФ, 11, 440 (1970).

8. В. И. Бергельсон, А. П. Голубь, И. В. Немчинов, С. П. Попов.
Квантовая электроника. Сб. статей под ред. Н. Г. Басова, № 4
(16), 20 (1973).
9. D. A. Young, B. J. Alder. *Phys. Rev.*, A3, 364 (1971).
10. А. А. Самохин. Краткие сообщения по физике ФИАН, № 4, 7
(1973).
11. Б. М. Жиряков, Н. И. Попов, А. А. Самохин, А. К. Фаннибо.
Письма в ЖТФ, I, 731 (1975).