

ОБ ОТКОЛЬНОМ РАЗРУШЕНИИ ЖИДКОГО МЕТАЛЛА ПРИ ИМПУЛЬСНОМ ВОЗДЕЙСТВИИ ИЗЛУЧЕНИЯ

С. Н. Колгатиц, А. М. Степанов, А. В. Хачатурьянц
(Ленинград)

Изучение отколов при возникновении в веществе кратковременных растягивающих напряжений, превышающих его прочность на разрыв, широко используется для исследования динамической прочности твердых тел [1]. Такие напряжения возникают, в частности, при термоударах — импульсных объемных энерговыделениях в веществе при длительностях импульса $t_{\text{и}}$, отвечающих условию $t_{\text{и}} \lesssim l/c$, где l — характерный размер области энерговыделения, c — скорость звука в веществе. Как показано в [2], мгновенные термоудары (соответствующие более сильному условию $t_{\text{и}} \ll l/c$), могут приводить к отколам при энерговыкладах, значительно меньших теплоты плавления и тем более теплоты испарения вещества. В экспериментах, моделирующих термоудары, в качестве источника энерговыделения для слабо поглощающих сред обычно используется лазерное излучение, для металлов — релятивистские электронные пучки (РЭП) [3, 4]. Эксперименты с РЭП отвечают, как правило, более слабому условию $t_{\text{и}} \lesssim l/c$.

Отрицательные напряжения и отколы могут наблюдаться не только в твердом, но и жидком металле [4]. Возможность отколов необходимо учитывать, в частности, при организации жидкометаллической защиты первой стенки импульсных термоядерных реакторов [5]. Воздействие потоков заряженных частиц и рентгеновского излучения на жидкий металл обычно приводит к сильному нагреву и испарению тонкого поверхностного слоя и формированию ударной волны, распространяющейся в глубь металла. Взаимодействие волн сжатия и разгрузки, их отражение от стенки или от свободной поверхности жидкого металла могут вызвать значительные отрицательные давления и разрывы жидкости. Эти явления исследуются в настоящей работе в газодинамическом приближении. В таком же приближении в [6] была рассмотрена задача о взаимодействии лазерного излучения со слабо поглощающими диэлектриками.

1. Расчетная модель. Рассматривается плоский слой жидкого металла $0 \leq x \leq h$. На его поверхность ($x = 0$) падает поток излучения с поверхностной плотностью энергии $q_s(t)$. Поглощение энергии излучения происходит в объеме металла по закону

$$(1.1) \quad q_v = q_s \kappa \exp\left(-\kappa \int_0^x \rho(\xi) d\xi\right),$$

где $\kappa = 1/\rho_0 l$ — массовый коэффициент поглощения (принимается постоянным); ρ_0 — начальная плотность металла; $q_s(t) = q_0 f(t)$. Закон (1.1) хорошо описывает поглощение энергии фотонов в рентгеновском и γ -диапазонах спектра. Поглощение энергии заряженных частиц подчиняется более сложным закономерностям даже для нормально падающего потока моноэнергетических частиц [7]. Тем не менее применимость (1.1) часто оправдана и для заряженных частиц. Так, в [3] учет реального спектра и углов падения на мишень электронов привел к закону поглощения энергии, близкому к (1.1).

Для расчета возникающих в жидкости давлений используется система уравнений газовой динамики в лагранжевой форме

$$(1.2) \quad \frac{\partial}{\partial \tau} \left(\frac{1}{\varphi} \right) - \frac{\partial u}{\partial s};$$

$$(1.3) \quad \frac{\partial u}{\partial \tau} = -\partial \pi / \partial s;$$

$$(1.4) \quad \frac{\partial \varepsilon}{\partial \tau} = -\pi \frac{\partial u}{\partial s} + Q f(\tau) e^{-s}.$$

Система (1.2) — (1.4) приведена в безразмерных переменных. Помечая индексом * критические параметры состояния металла, имеем

$$\pi = p/p_*, \quad \varphi = \rho/\rho_*, \quad \Theta = T/T_*, \quad u = v/(V p_*/\rho_*),$$

$$\varepsilon = \frac{E}{p_* \rho_*}, \quad s = \kappa m = \kappa \int_0^x \rho(\xi) d\xi, \quad \tau = t \kappa V p_* \rho_*, \quad Q = \frac{q_0}{V p_*^3 / \rho_*},$$

где p — давление; ρ — плотность; T — температура; E — внутренняя энергия; v — скорость. Обезразмериванием достигается исключение из параметров задачи коэффициента поглощения κ , и для конкретного металла решение зависит только от параметров импульса, характеризуемого константой Q и функцией его временной формы $f(\tau)$. Для треугольного импульса, принятого в расчетах, она выглядит следующим образом:

$$f(\tau) = \begin{cases} 1 - |1 - \tau/\tau_{\text{и}}|, & \tau \leq 2\tau_{\text{и}}, \\ 0, & \tau > 2\tau_{\text{и}}. \end{cases}$$

Начальные условия к системе (1.2) — (1.4) имеют вид

$$(1.5) \quad \begin{aligned} u(s, 0) &= 0, \quad \pi(s, 0) = \pi_0, \\ \varphi(s, 0) &= \varphi_0, \quad \varepsilon(s, 0) = \varepsilon_0. \end{aligned}$$

На облучаемой поверхности $x = 0$ ($s = 0$) ставится граничное условие

$$(1.6) \quad \pi(0, \tau) = 0,$$

а на поверхности $x = h$ ($s = s_0$) используется либо условие (1.6) (свободная поверхность), либо условие контакта с жесткой стенкой

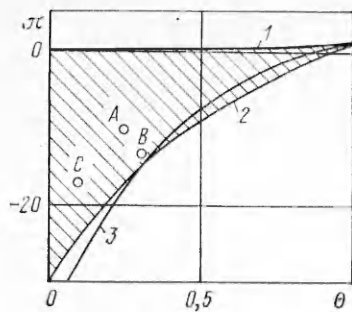
$$(1.7) \quad u(s_0, \tau) = 0.$$

Задача (1.2) — (1.7) замыкается уравнениями состояния и энергии $\pi = \pi(\varphi, \Theta)$, $\varepsilon = \varepsilon(\varphi, \Theta)$, описанными в [8].

Импульсный характер энерговыделения при длительностях $\sim 10^{-8}$ с может приводить как к перегревам жидкости относительно равновесной температуры фазового перехода $T_{\text{н}}(p)$, так и к возникновению отрицательных давлений, много меньших равновесного давления $p_{\text{н}}(T)$. По современным физическим представлениям [9], состояние растянутой жидкости принципиально не отличается от состояния перегретой, и предельные растягивающие напряжения, приводящие к разрыву жидкости, можно оценивать по теории гомогенного зародышеобразования газовой фазы. На фиг. 1 в координатах π , Θ показана область метастабильных состояний для жидкого лития (она заштрихована). Кривая 1 — граница между однофазным и двухфазным состояниями при термодинамическом равновесии (бинодаль), 2 — спинодаль, рассчитанная по уравнениям состояния [8] из условия потери термодинамической устойчивости $(\partial p / \partial \rho)_T = 0$, 3 — предельная прочность жидкого металла на разрыв (при $\pi < 0$) или предельный перегрев его (при $\pi > 0$), вычисленные по модели гомогенного зародышеобразования Френкеля — Зельдовича [9]. Видно, что кривые 2, 3 определяют практически одинаковую предельную прочность жидкости.

Возникновение неравновесных состояний растянутой жидкости возможно при выполнении условия $t_p \ll t_0$, где t_p — характерное время растяжения жидкости в волне разгрузки (обычно близко к длительности импульса $t_{\text{и}}$), t_0 — среднее время ожидания зародыша новой фазы [9]. Как правило, при выполнении условия $t_{\text{и}} \ll l/c$, отвечающего термоудару, одновременно выполняется и условие неравновесности ($t_p \ll t_0$).

В отличие от настоящей работы в [6] время t_p сравнивается не с временем ожидания зародыша t_0 , а с временем t_c установления стационарной скорости зародышеобразования. Тем самым принимается, что процесс разрушения вещества определяется не появлением первых зародышей, а интенсивным их образованием с максимальной скоростью. При этом авторы [6] считают, что время образования критического пузыря и его роста до размеров, сравнимых с размером области отрицательных давлений l_p , не превосходит величины t_c . Это утверждение, однако, справедливо только для очень малых размеров l_p и соответственно размеров области энерговыделения l . Так, оценки ([9], с. 57) для перегретой жидкости вблизи границы интенсивного зародышеобразования дают значения $t_c \sim 10^{-9}$ — 10^{-8} с. В то же время скорость роста пузыря не может превысить скорости



Ф и г. 1

звук в жидкости c , что при $l \sim 10^{-4}$ м и $c \sim 10^3$ м/с дает время роста $\sim 10^{-7}$ с, т. е. больше t_c .

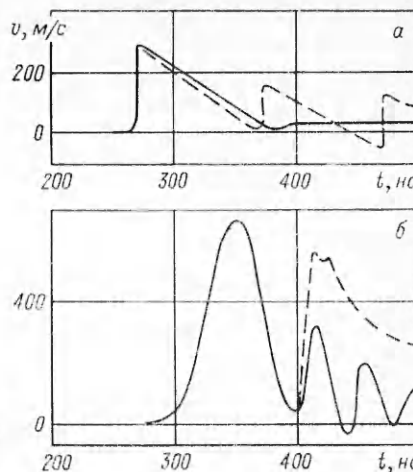
Экспериментально наблюдаемые разрывы жидкости происходят в большинстве случаев при растягивающих напряжениях, в несколько раз меньших теоретической прочности, что объясняется существованием в объеме жидкости или на границах с твердыми поверхностями готовых центров новой фазы. В эксперименте [4] тем не менее разрыв жидкой ртути происходил при напряжениях, меньших теоретических всего на 20—40%. Следует заметить также, что облучение жидкостей частицами высоких энергий (например, нейтронами) приводит к появлению в жидкости центров парообразования и к снижению кавитационной прочности жидкости [5]. Таким образом, реальные разрывные напряжения в жидкости могут существенно отличаться от ее теоретической прочности.

Численное решение задачи (1.2) — (1.7) проводилось с помощью полностью консервативной неявной разностной схемы [10].

2. Моделирование эксперимента [4]. Ставился он следующим образом. Слой ртути толщиной 0,25 мм находился между пластинами из алюминия (толщиной 1,25 мм) и оргстекла (5 мм). Сильноточный РЭП, падающий на внешнюю поверхность алюминиевой пластины, возбуждал в ней импульс сжатия, который затем проникал в слой ртути. На границе ртуть — оргстекло происходило частичное отражение импульса сжатия и превращение его в импульс растяжения, как на свободной поверхности тела (из-за малого волнового сопротивления оргстекла по сравнению с ртутью). С помощью интерферометра измерялась зависимость перемещения границы ртуть — оргстекло от времени, и по ней вычислялась скорость движения границы.

На фиг. 2, а, взятой из [4], показано изменение скорости движения границы во времени. Видно, что при некотором (пороговом) значении энерговклада в импульсе ($1,5$ МДж/м²) возникают аномалии в поведении границы раздела; наблюдаются, например, колебания ее скорости (штриховая кривая). Автор [4] связывает такую аномалию с отколом жидкости и оценивает амплитуду растягивающих напряжений в ртути при отколе в 1900 МПа. Учитывая, что прочность ртути на разрыв по теории гомогенного зарождениеобразования (в разных приближениях) составляет 2300—3000 МПа, такой экспериментальный результат (1900 МПа) можно считать веским аргументом в пользу этой теории. Нам неизвестны другие экспериментальные работы, в которых достигались бы прочности жидких металлов на разрыв, столь же близкие к теоретическим. Поэтому моделирование эксперимента [4] наряду с проверкой адекватности используемой расчетной модели имеет еще и самостоятельное значение.

Расчет проведен для условий опыта, при котором наблюдался откол ($q_0 = 1,5$ МДж/м², $t_{\text{н}} = 30$ нс), с использованием уравнений состояния алюминия и ртути, приведенных в [8]. Реальный трехслойный образец в расчетах заменен двухслойным (алюминий — ртуть с учетом их действительных толщин). Внешняя граница ртути рассматривалась как свободная



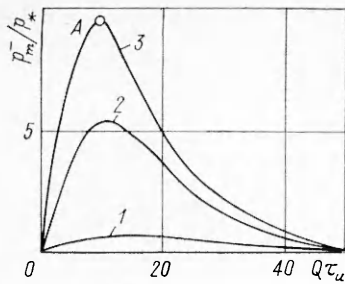
Ф и г. 2

поверхность, т. е. использовалось граничное условие (1.6). Естественно, что откол ртути в этом случае приводит не к колебаниям границы около положения равновесия, как в эксперименте, а к отлету отколывшегося слоя. Результаты расчета представлены на фиг. 2, б. Сплошная линия показывает движение внешней границы ртути в отсутствие откола. Видно, что в отличие от сплошной кривой с одним максимумом на фиг. 2, а данная кривая имеет последовательность горбов и впадин. Это указывает на то, что вслед за основной волной сжатия на внешнюю границу ртути приходят еще вторичные волны, возникшие на границе раздела металлов. После отражения основной волны вблизи поверхности ртути возникает отрицательное давление с амплитудой 2200 МПа. Если это значение принять за предел прочности ртути на разрыв и повторить расчет, характер движения внешней поверхности ртути после откола меняется (штриховая линия на фиг. 2, б). Расчет и эксперимент находятся в удовлетворительном количественном согласии по величинам возникающих в ртути отрицательных давлений. Некоторое несовпадение во времени начала движения границы, возможно, объясняется неучетом каких-либо запаздываний в измерительных цепях и не является принципиальным.

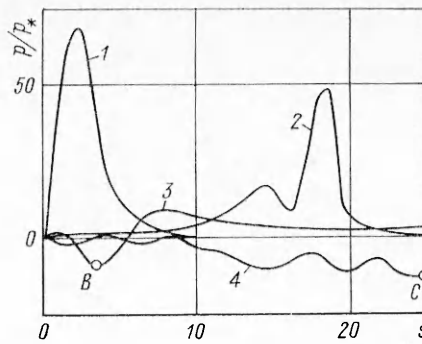
3. Численный эксперимент (на примере лития). С учетом термодинамической неравновесности процесса расчетный профиль давления вблизи облучаемой поверхности имеет характерный вид импульса сжатия, распространяющегося в глубь металла, и следующей за ним волны разгрузки, в которой давления отрицательны, т. е. жидкость растянута. Амплитуда волны растяжения после ее установления p_m^- , достигаемого на глубине $(1-2) l$, меняется затем слабо. Таким образом, создаются условия для переднего (навстречу излучению) откола жидкости. На фиг. 3 показана зависимость амплитуды отрицательного давления у переднего края металла от произведения $Q\tau_n$ (пропорционального энерговыкладу) и безразмерной длительности импульса τ_n (кривая 1 — $\tau_n = 0,5$; 2 — $\tau_n = 0,1$; 3 — $\tau_n = 0,01$). С ростом энерговыклада (при $\tau_n = \text{const}$) амплитуда отрицательного давления возрастает, достигая максимума при значении $Q\tau_n \sim 10$. Причина первоначального роста p_m^- достаточно очевидна. Увеличение энерговыклада ведет к росту амплитуды волны сжатия, формирующейся в пристеночной области, а это, в свою очередь, обуславливает увеличение амплитуды волны разгрузки. При достаточно больших энерговыкладах ($Q\tau_n > 10$) величина p_m^- вблизи облучаемой поверхности начинает уменьшаться. Объясняется это следующим образом. При энерговыкладах, превышающих энергию связи атомов, поверхностный слой металла разлетается во время разгрузки с многократным уменьшением плотности. Упругая составляющая давления металла становится малой, и разлет поверхностного слоя не оказывает заметного влияния на соседние слои.

Для лития $Q\tau_n \sim 10$ соответствует энерговыкладу вблизи поверхности 6,5 МДж/кг или перегреву лития на $\Delta T = 1500$ К (критические параметры лития: $p_* = 68,9$ МПа, $\rho_* = 105$ кг/м³, $T_* = 3223$ К). Величина максимума на кривых фиг. 3 возрастает с уменьшением длительности импульса и для значений $\tau_n \lesssim 0,01$ (т. е. для мгновенного термоудара) достигает $\sim 10p_*$. Максимальные растягивающие давления возникают на глубине $x \sim 1,5 l$, где перегрев лития существенно меньше поверхностного ($T/T_* \simeq 0,25$). Этому сечению x соответствует состояние жидкого лития в метастабильной области; оно показано точкой А на фиг. 3 и 1. Хотя теоретическая прочность в этой точке не достигается, разрыв жидкости весьма вероятен.

Отрицательные давления в жидком металле при больших $Q\tau_n$ могут развиваться в глубине слоя только после того, как волна сжатия, вызванная термоударом, достигнет второй границы $x = h$. На фиг. 4 показан пример такого развития давлений в жидкометаллическом слое, граничащем с абсолютно жесткой стенкой; толщина слоя $h = 25 l$, энерговыклад соответствует значению $Q\tau_n = 100$ ($Q = 10^4$, $\tau_n = 10^{-2}$). Видно, что к моменту окончания действия импульса (кривая 1 — $\tau = 0,02$) в приповерхностной об-



Ф и г. 3



Ф и г. 4

ласти формируется волна сжатия с амплитудой, превышающей $50 p_*$; она быстро распространяется к стенке (кривая 2 — $\tau = 0,5$). Отрицательные давления в слое возникают при взаимодействии отраженной волны сжатия и волны разгрузки (кривая 3 — $\tau = 1,5$ и 4 — $\tau = 2,8$). Состояния, соответствующие точкам *B* и *C* фиг. 4, отмечены и на фиг. 1; оказалось, что в состоянии *B* достигается теоретическая прочность жидкого лития на разрыв, а в *C* — давления, отличающиеся от теоретической прочности всего в 2 раза.

Таким образом, при мощных импульсных воздействиях излучения на жидкометаллический защитный слой разрывы жидкости в глубине слоя практически неизбежны. Заметим, что увеличение толщины слоя и замена граничного условия у стенки (1.7) на (1.6) слабо влияют на амплитуды отрицательных давлений, развивающихся в слое.

ЛИТЕРАТУРА

1. Рыбаков А. П. Исследование откольного разрушения конденсированных тел.— ПМТФ, 1981, № 5.
2. Калмыков А. А., Кондратьев В. Н., Немчинов И. В. О разлете мгновенно нагретого вещества и об определении его уравнения состояния по величине давления и импульса.— ПМТФ, 1966, № 5.
3. Волков В. Г., Гайнуллин К. Г. и др. Моделирование мгновенного термоудара в веществе с помощью релятивистских электронных пучков.— Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез, 1981, вып. 1(7).
4. Carlson G. A. Dynamic tensile strength of mercury.— J. Appl. Phys., 1975, vol. 46, N 9.
5. Архангельский Ю. И., Волков В. Г. и др. Условия работы конструкционных материалов в импульсном термоядерном реакторе на релятивистских электронных пучках.— Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез, 1979, вып. 1(3).
6. Кондратьев В. И., Немчинов И. В., Померанцев В. Ш., Хазис В. М. Задача о движении плоского слоя конденсированного вещества навстречу потоку излучения с учетом испарения и отколов.— В кн.: Успехи механики деформируемых сред. М.: Наука, 1975.
7. Готт Ю. В. Взаимодействие частиц с веществом в плазменных исследованиях. М.: Атомиздат, 1978.
8. Колгати С. Н., Хачатурьянц А. В. Интерполяционные уравнения состояния металлов.— ТВТ, 1982, т. 20, № 3.
9. Скрипов В. П. Метастабильная жидкость. М.: Наука, 1972.
10. Самарский А. А., Попов Ю. П. Разностные методы решения задач газовой динамики. М.: Наука, 1980.

Поступила 17/VII 1983 г.