

9. Smith C. S. Trans. Metall. Society AIME, 1958, vol. 212, p. 574.
10. Weertman J. Dislocation mechanics at high strain rates.— In: Metallurgical Efficiencies at High Stress Rates. N. Y., Plenum, 1973.
11. Алексеев А. А., Струнин Б. М. Вязкое движение дислокаций в случайных полях внутренних напряжений.— В кн.: Динамика дислокаций. Киев: Наукова думка, 1975.
12. Алексеев А. А., Струнин Б. М. Диссипация энергии при движении дислокации.— ЖЭТФ, 1973, т. 65, вып. 6(12).
13. Asay J. R., Barker L. M. Interferometric measurement of shock-induced internal particle velocity and spatial variations of particle velocity.— J. Appl. Phys., 1974, vol. 45, N 8.
14. Косевич А. М. Динамическая теория дислокаций.— УФН, 1964, т. 84, вып. 4.
15. Николаев В. В., Орлов А. Н., Талуц Г. Г. Колебания сплошной среды с подвижными дислокациями.— ФММ, 1967, т. 23, вып. 3.
16. Мещеряков Ю. И. Статистическое описание дислокационной структуры на основе уравнения Фоккера — Планка.— ЧММСС, 1974, т. 5, № 1.
17. Ханнанов Ш. Х. О кинетике непрерывно распределенных дислокаций.— ФММ, 1978, т. 46, вып. 4.
18. Gorman J. A., Wood D. S., Vreeland T. Mobility dislocations in aluminium.— J. Appl. Phys., 1969, vol. 40, N 2.

УДК 538.69

ПОТЕРИ ЭНЕРГИИ НА ПЛАСТИЧЕСКУЮ ДЕФОРМАЦИЮ ПРИ РАДИАЛЬНОМ СЖАТИИ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ОБОЛОЧКИ

*В. Г. Белан, С. Т. Дурманов, И. А. Иванов,
В. Ф. Левашов, В. Л. Подковыров*

(Москва)

Введение. При радиальном сжатии цилиндрического лайнера со скоростью $\leq 10^3$ м/с его движение отличается от рассчитанного по уравнениям гидродинамики идеальной жидкости. Можно добиться совпадения в пределах ошибки измерения экспериментальных данных с расчетом, если учесть потери энергии на деформацию [1]. В [1], как и в данной работе, рассматривается поведение лайнера, изготовленного из однородного и изотропного материала. Его длина предполагается постоянной и настолько большой, что можно пренебречь краевыми эффектами и ограничиться рассмотрением кольца единичной ширины. В такой постановке задачи деформация стенок оболочки эквивалентна их одноосному сжатию.

Уравнение радиального, осесимметричного движения тонкого лайнера под действием внешнего давления $p(t)$ имеет вид [1]

$$(1) \quad \rho h \ddot{R} = N/R - p,$$

где $N = \sigma h$ — окружное мембранное усилие; σ — напряжение в материале лайнера; h — толщина стенок оболочки; $W = (R_0 - R)$ — их перемещение; R — радиус средней поверхности; R_0 — его начальное значение; ρ — плотность материала. В [1] рассмотрено несколько вариантов решения уравнения (1) для различных моделей деформации, учитывающих зависимость напряжения σ от величины деформации $u = W/R_0$. Показано, что, варьируя формально параметры, входящие в зависимости, всегда удается добиться совпадения расчета с экспериментом. Сами параметры не остаются постоянными при различных режимах сжатия, что не позволяет рассчитать движение лайнера до проведения эксперимента.

В [2] величина напряжения и работа деформации найдены из баланса энергии. Предполагалось, что в процессе сжатия σ остается постоянным. Однако и в этом случае неясно, во-первых, правомерно ли использовать найденное значение напряжения при других режимах сжатия и, во-вторых, насколько точно расчетная кривая описывает истинное движение оболочки.

Цель данной работы — проверить возможность расчета движения лайнера под действием известного импульса внешнего давления для различных режимов нагружения. При этом учитывается рост напряжения в металле как на стадии упругой деформации, так и при пластическом течении, его зависимость от величины деформации и скорости нагружения. Предполагается, что от скорости деформации $\dot{\sigma}$ явно не зависит.

Постановка задачи. Из теории прочности твердых тел [3, 4] известно, что при импульсных напряжениях в металлах, даже значительно превышающих статический предел текучести, потеря прочности наступает с запаздыванием относительно момента приложения давления. Это при-

водит к тому, что при высоких скоростях нагружения предел текучести может увеличиться в несколько раз.

Момент начала пластической деформации t_1 и соответствующее ему значение динамического предела текучести σ_1 при ускорении оболочки импульсом давления произвольной формы можно определить из условия потери прочности твердым телом. Предложено несколько критериев [3, 5], дающих близкие значения t_1 и σ_1 . В данной работе используется предположение о накоплении деформации [3]: металл переходит в пластическое состояние в момент t_1 , для которого

$$(2) \quad \int_0^{t_1} dt/t(\sigma) = 1.$$

Здесь $t(\sigma)$ — время развития пластического течения под действием мгновенно приложенного постоянного напряжения σ [3]:

$$(3) \quad t(\sigma) = t(\sigma_0) \exp [-(\sigma - \sigma_0)/m\sigma_0],$$

где $t(\sigma_0)$ — максимальное запаздывание, соответствующее $\sigma = \sigma_0$ — статическому пределу текучести; m — константа, характеризующая свойства вещества. Предполагается, что температура металла постоянна.

Последнее условие не накладывает каких-либо ограничений на изучаемый процесс. Это связано с тем, что предел текучести, как будет показано далее, всегда достигается на начальной стадии движения, когда нагревом оболочки можно пренебречь.

Мембранное усилие N за пределом текучести определяется [6] напряжением

$$(4) \quad \sigma(u) = \sigma_1 [ku/u_1 - k + 1]^{1/k}.$$

Здесь $u_1 = \sigma_1/E$ — деформация, отвечающая моменту достижения динамического предела текучести; k — константа, зависящая от свойств вещества; E — модуль Юнга материала лайнера.

Соотношения (2) — (4) совместно с уравнением движения (1) в принципе позволяют выполнить расчет движения лайнера под действием известного импульса давления. Однако неясна возможность применения этих уравнений в случае сжатия оболочки, поскольку уравнения (2), (3) были проверены экспериментально только при характерных временах $t_1 \geq 10^{-4}$ с и при постоянном значении σ [3], а зависимость (4) проверялась для малых деформаций $u \leq 0,05$ [6].

При исследовании движения лайнеров внешнее давление, скорость его роста и величина деформации существенно выше. В случае электромагнитного ускорения лайнеров $p \approx 10^8$ Па, $t_1 \approx 10^{-5}$ с и $u \approx 1$ (сжатие до полного захлопывания). Целью данной работы было показать возможность применения указанных соотношений для описания движения лайнера.

Экспериментальное изучение движения лайнера. Схема экспериментального устройства показана на фиг. 1. На одновитковый соленоид 1 шириной 4 см разряжалась 5 кВ конденсаторная батарея емкостью 0,013 Ф. Стартовая индуктивность контура с лайнером 2 составляла 35 нГ. В зазоре между лайнером и соленоидом создавалось магнитное поле с амплитудой до 25 Т, которое измерялось магнитным зондом 3. Минимальная погрешность измерения поля с учетом ошибки при калибровке зондов составляла 5%. В качестве лайнера использовалась оболочка из материала АВ-0 с внешним диаметром 7,5 см и высотой 3,5 см. Начальная толщина стенки лайнера h_0 варьировалась от 2 до 4 мм.

Измерение малых деформаций оболочки в экспериментах по изучению начальной стадии движения осуществлялось с помощью коаксиального конденсатора, обкладками которого служили сам лайнер и стержень 4, разделенные изоляторами 5 (хлорвиниловые трубки диаметром 1,5 мм). Конденсатор соединялся через разделительную емкость отрезком

кабеля РК-75-4-11 длиной 10 м с входом истокового повторителя. Емкостной датчик вместе с кабелем заряжался от стабилизированного источника питания и отсоединялся от него непосредственно перед пуском. Напряжение на датчике контролировалось по цифровому вольтметру с точностью не хуже 0,2%.

Очевидно, что постоянная цепи измерительного конденсатора должна быть много больше характерного времени процесса. Истоковый повторитель имел входное сопротивление 75 МОм. В этом случае при амплитуде ускоряющего поля в 22 Т уже для $t = 2$ мкс точность регистрации перемещения лайнера была не хуже 10%.

Радиальные перемещения лайнера и изменение напряжения на измерительном конденсаторе $\Delta V/V_0$ связаны зависимостью

$$(5) \quad \Delta V/V_0 = W/[1 + C_1(1 - W/\zeta_0)/C_0]\zeta_0,$$

где C_1 — емкость соединительного кабеля; C_0 — начальная емкость измерительного конденсатора; ζ_0 — начальная величина зазора.

Ошибка в величине сигнала, вызванная неконцентричностью деталей измерительного конденсатора, составляет $\approx 0,5 \delta/\zeta_0$ (δ — величина эксцентриситета). При выбранном зазоре 1 мм и измеренном эксцентриситете $\delta \leq 0,1$ мм систематическая ошибка не превышала 5%. На фиг. 2 кривой 1 представлены результаты расчета перемещения лайнера с толщиной стенки 2 мм по полученным осциллограммам с использованием зависимости (5).

В экспериментах по исследованию движения лайнера при больших деформациях регистрация положения внутренней границы производилась с помощью СФР, работавшего в режиме лупы времени со скоростью съемки 480 тыс. кадр/с. Начало процесса определялось с точностью не хуже 2 мкс. Амплитуды неустойчивостей, развивающихся на внутренней поверхности, для ускоряющих полей, больших 21 Т, оставались малыми по сравнению с радиусом вплоть до $R_1 = 3$ мм (R_1 — радиус внутренней границы оболочки). Типичная осциллограмма поля в зазоре лайнер — соленоид показана на фиг. 3 (кривая 1). Зависимость $R_1(t)$ для этого случая при $h_0 = 2,5$ мм представлена здесь же кривой 2.

Расчет начальной стадии движения лайнера. Сравнение с экспериментом. Вначале, считая, что выражения (2), (3) справедливы в условиях экспериментов с лайнерами, оценим возможную величину динамического предела текучести. Для малых радиальных перемещений уравнение (1) преобразуется к виду [6]

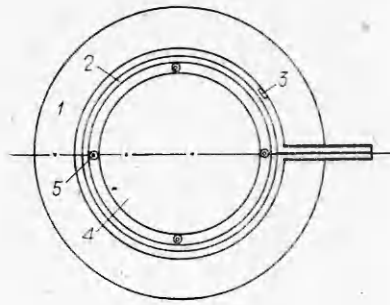
$$(6) \quad d^2u/d\tau^2 = pR_0/(h_0E) - \sigma/E,$$

где $\tau = ct/R_0$, $c^2 = E/\rho$. В общем случае движение лайнера может быть рассчитано только численными методами. Однако для некоторых зависимостей $p(\tau)$ удается получить аналитическое решение уравнения (6).

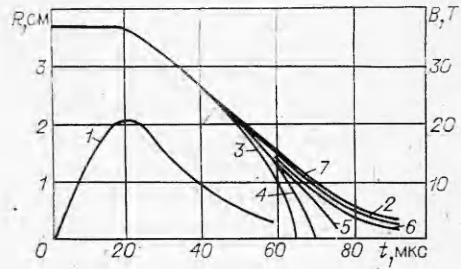
Рассмотрим процесс сжатия оболочки под действием внешнего давления $p = p_0\tau/\tau_0$ в области упругой деформации ($\sigma = Eu$). Решение уравнения (6) при нулевых начальных условиях имеет вид $u = p_0R_0(\tau - \sin \tau)/(h_0\tau_0E)$. При $\tau^2 \ll 20$ из этого уравнения получаем $u \approx p_0c^2t^3/(6t_0R_0h_0E)$. Подставляя в (3) значение $\sigma = Eu = At^3$, где $A = p_0c^2/(6t_0R_0h_0)$, находим отвечающее ему запаздывание $t(\sigma) = t(\sigma_0)\exp[(\sigma_0 - At^3)/(m\sigma_0)]$. Согласно (2), момент потери прочности в этом случае определяется из условия

$$\int_0^{t_1} y(t) dt = \int_0^{t_1} \exp[At_1^3/(m\sigma_0)] dt = t(\sigma_0) \exp(1/m).$$

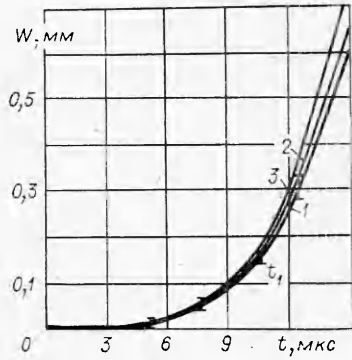
Интеграл от быстрорастущей функции $y(t)$, достигающей наибольшего значения (но не максимума) $y(t_1)$ на одном из концов промежутка интегрирования, можно оценить, положив его равным [7] $y^2(t_1)/y(t_1)$. Из решения получившегося таким образом уравнения для t_1 следует, что момент



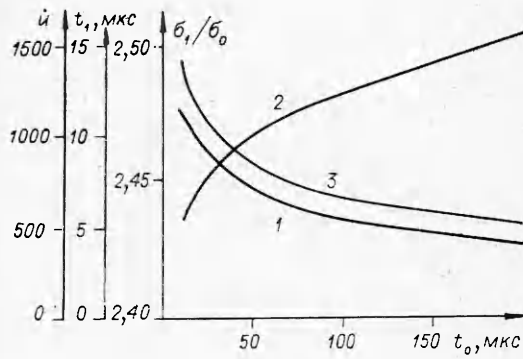
Ф и г. 1



Ф и г. 3



Ф и г. 2



Ф и г. 4

достижения динамического предела текучести определяется выражением

$$(7) \quad t_1 = \left(\frac{m\sigma_0}{A} \right)^{1/3} \left\{ \ln \left[3t(\sigma_0) \left(\frac{A}{m\sigma_0} \right)^{1/3} \right] + \frac{1}{m} \right\}^{1/3}.$$

При этом

$$(8) \quad \sigma_1 = At_1^3 = m\sigma_0 \left\{ \ln \left[3t(\sigma_0) \left(\frac{A}{m\sigma_0} \right)^{1/3} \right] + \frac{1}{m} \right\}.$$

Скорость в момент t_1 достигнет величины

$$(9) \quad \dot{u}(t_1) = 3\sigma_1/(Et_1) = 3u_1/t_1.$$

На фиг. 4 представлены результаты вычислений σ_1/σ_0 (кривая 1), t_1 (кривая 2) и $\dot{u}(t_1)$ (кривая 3) по формулам (7) — (9) для алюминиевого лайнера ($\sigma_0 = 8 \cdot 10^7$ Па, $m = 0,043$, $c = 5 \cdot 10^3$ м/с, $t(\sigma_0) = 4 \cdot 10^8$ с [3]) с $R_0 = 5$ см, $h_0 = 2$ мм и $p_0 = 2,5 \cdot 10^8$ Па.

Видно, что увеличение скорости роста давления (снижение t_0) приводит к уменьшению времени t_1 , в течение которого развивается пластическая деформация. Величина At_1^3 оказалась такой, что значение σ_1 слабо зависит от скорости нагружения в диапазоне изменения t_0 от 10^{-5} до 2×10^{-4} с, типичном для экспериментов с лайнерами.

Начальная стадия движения лайнера в описанных выше экспериментах также рассчитывалась по уравнению (6), которое решалось численно. Давление $p(\tau)$ вычислялось по мгновенным значениям магнитного поля в зазоре лайнер — соленоид для каждого эксперимента. Незначительной диффузией поля в полость лайнера пренебрегалось.

На первом этапе расчетов в области упругой деформации на каждом шаге интегрирования определялись напряжение $\sigma_i = Eu_i$, отвечающее ему значение t_i из соотношения (3) и вычислялась сумма $\sum_{j=1}^i \Delta t/t_j(\sigma)$, где $\Delta t = \Delta\tau R_0/c$, $\Delta\tau$ — постоянный шаг интегрирования. Счет останавли-

вался, как только указанная сумма, соответствующая интегралу (2), достигала величины, близкой к единице с отклонением в меньшую и большую стороны не более чем на 10% в пределах одного шага.

Начиная с момента $\tau_1 = ct_1/R_0$, уравнение (6) решалось для $\sigma(u)$, определяемого из выражения (4). Начальными условиями служили значения u_1 и $u(t_1)$ из решения в области упругой деформации. Расчетная зависимость смещения внутренней границы лайнера с толщиной стенки 2 мм изображена кривой 2 на фиг. 2. Точка t_1 соответствует моменту достижения динамического предела текучести $\sigma_1 = 2 \cdot 10^8$ Па. Для всех значений указанного выше диапазона толщины стенок лайнера расчетные перемещения оказались выше измеренных, однако это различие не выходит за пределы ошибки эксперимента.

Кривая 3 на фиг. 2 соответствует результатам расчетов по реологической модели Прандтля [8], в которой принимается $\sigma = Eu$ при $u \leq \leq \sigma_0/E$ и $\sigma = \sigma_0 = \text{const}$ для $u > \sigma_0/E$. Различие между этой кривой и экспериментальной существенно превышает ошибку измерения. Полученные данные подтверждают возможность применения известных методов расчета поведения алюминия в условиях, типичных для электромагнитного разгона лайнеров, характеризуемых скоростью нагружения до $2 \cdot 10^{13}$ Па/с с фронтом $\sim 10^{-5}$ с.

Исходя из найденного выше значения динамического предела текучести, можно рассчитать потери энергии на деформацию при сжатии алюминиевого лайнера.

Расчет движения лайнера при большой деформации. Сравнение с экспериментом. Уравнение осесимметричной деформации слоя оболочки имеет вид [9]

$$\left(\frac{\partial r}{\partial t} + r \frac{\partial r}{\partial r} \right) \rho = - \frac{\partial \sigma_r}{\partial r} + \frac{(\sigma_\theta - \sigma_r)}{r},$$

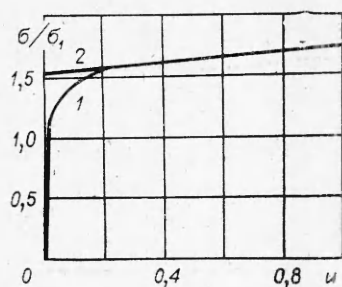
где σ_r , σ_θ — радиальное и тангенциальное напряжения. При $\sigma_\theta = \sigma_r$ оно описывает движение идеального жидкого лайнера. Сжатие цилиндра из упругопластического материала сопровождается накоплением энергии при упругой деформации и потерями при пластической. Очевидно, в этом случае должно выполняться условие $\sigma_\theta - \sigma_r = \sigma > 0$. Предположим, что напряжение σ , которое определяет величину затрат энергии на деформацию лайнера, равно Eu при упругом сжатии и может быть найдено по соотношению (4) с $u = [R_1(0) - R_1]/R_1(0)$ за пределом текучести ($R_1(0)$ — начальное значение R_1).

Проинтегрировав уравнение движения тонкого слоя по r от R_1 до R_2 с учетом несжимаемости вещества ($\rho = \text{const}$, σ постоянно по сечению лайнера), получим

$$(10) \quad \ddot{R}_1 = \frac{\sigma}{\rho R_1} - \frac{\dot{R}_1^2}{R_1} \left[1 - \frac{S_0}{(S_0 + R_1^2) \ln(1 + S_0/R_1^2)} \right] - 2 \frac{p_2 - p_1}{\rho R_1 \ln(1 + S_0/R_1^2)}.$$

Здесь p_2 — давление на внешней границе цилиндра, p_1 — на внутренней, $S_0 = R_2^2(0) - R_1^2(0)$, $R_2(0)$ — начальное значение внешнего радиуса оболочки R_2 . В момент $t = 0$ $R_1(0) = R_0 - h_0/2$ и $\dot{R}_1(0) = 0$. При выводе уравнения (10) σ принималось постоянным по сечению лайнера в любой момент времени. Максимальное различие в величине напряжения σ возникает на границах оболочки при полном захлопывании. Используя выражение (4), можно показать, что для алюминия при $h_0/R_0 = 0,05$ и $k = 16,5$ [6] в этот момент $\sigma(R_2)/\sigma(R_1) = [1 - \sqrt{S_0/R_2^2(0)}] = 0,02$. С такой точностью и принимается $\sigma(r) = \text{const}$ по сечению.

Справедливость сделанных выше допущений можно проверить, сравнивая экспериментальные результаты с расчетом движения лайнера по уравнению (10).



Ф и г. 5

Это уравнение решалось численно. Момент перехода в пластическое состояние находился так же, как и в расчетах по определению динамического предела текучести. Расчеты велись для различных зависимостей $\sigma(u)$: 1) $\sigma = 0$; 2) $\sigma = Eu$ в области упругой деформации и $\sigma = \sigma_0[ku/u_1 - k + 1]^{1/k}$ за пределом текучести; 3) $\sigma = \sigma_1$; 4) $\sigma = Eu$ при $u \leq \sigma_1/E$ и при $u > \sigma_1/E - \sigma = \sigma_1[ku/u_1 - k + 1]^{1/k}$.

Мгновенная величина давления $p_2(t)$ по-прежнему определялась по осциллограммам магнитного поля в зазоре лайнер — соленоид для каждого эксперимента, p_1 принималось равным нулю. Результаты вычислений для индукции ускоряющего поля представлены на фиг. 3 соответственно кривыми 3—6. Из сравнения экспериментальных и расчетных данных следует, что наиболее точно описывает движение лайнера решение уравнения (10) с $\sigma(u)$, определенным по условию (4) (кривая 6).

Используя соотношения (2) — (4), (10), можно получить картину движения оболочки под действием внешнего давления. Из хода зависимости $\sigma(u)$, построенной по уравнению (4), видно, что основная деформация оболочки (при $u > 0,2$) происходит с σ , слабо меняющимся практически по линейному закону (кривая 1, фиг. 5). На фиг. 3 зависимость 7 соответствует расчету движения внутренней границы с $\sigma = 1,55\sigma_1(1 + 0,1u)$ (кривая 2, фиг. 5). Сравнение кривой 7 с экспериментальной показывает, что решение уравнения (10) с упрощенной зависимостью $\sigma(u)$ удовлетворительно описывает сжатие оболочки.

Учитывая это, можно получить выражение для оценок потерь энергии на деформацию подобно тому, как сделано в [2]. Для лайнера, внутренняя граница которого сжата от $R_1(0)$ до R_1 , они составляют на единицу длины

$$(11) \quad Q = -0,75\pi\sigma_1 \{ 1, 1 [R_2^2(0) \ln((S_0 + R_1^2)/(R_2^2(0))) - R_1^2(0) \ln R_1^2/R_1^2(0) - (R_1^2(0) - R_1^2) \ln((S_0 + R_1^2)/R_1^2)] + 0,2 [R_2(0) \times \sqrt{S_0 + R_1^2} - R_1(0) R_1 - (R_1^2(0) - R_1^2) \ln((R_2(0) + \sqrt{S_0 + R_1^2})/(R_1(0) + R_1))] \}.$$

При полном захлопывании оболочки ($R_1 \rightarrow 0$) с начальной энергией $Q_0 = \pi\rho S_0 \dot{R}_1^2(0)/2$ относительная величина потерь равна ($R_0 \gg h_0$)

$$(12) \quad \eta = Q/Q_0 = 1,7\sigma_1(1 + \ln(R_0/2h_0))/[\rho\dot{R}_1^2(0)].$$

Для лайнера, движущегося по инерции ($p_2 = p_1 = 0$) с начальной скоростью $\dot{R}_1(0)$, η можно определить из результатов расчетов по уравнению (10), положив $\eta = (Q_0 - \dot{Q}_1)/\dot{Q}_0$, где Q_1 — кинетическая энергия оболочки в рассматриваемый момент.

В таблице приведены данные расчетов в диапазоне начальных скоростей $\dot{R}(0) = (0,25 - 1,5) \cdot 10^3$ м/с с $R_0/h_0 = 20, 40, 60$ для $R_0 = 5$ см при $p_2 = p_1 = 0$. Если из расчета следовало, что лайнер должен остановиться на конечном радиусе a , то η принималось равным 1. В той же таблице даны оценки радиуса останова a и величины потерь энергии η , определенные по уравнениям (11), (12). Отношение потерь энергии на деформацию к начальной кинетической энергии лайнера не зависит от R_0 , а определяется отношением R_0/h_0 , значением начальной скорости сжатия $\dot{R}(0)$ и величиной динамического предела текучести. Оценки, выполненные по формулам (11), (12), хорошо совпадают с результатами расчета по уравнению движения.

Расчет по уравнению движения (10)					Расчет по формулам (11), (12)	
R_0/h_0	$\dot{R}(0) \cdot 10^{-3}$ м/с	$Q_0 \cdot 10^{-5}$ Дж/м	a , см	η	a , см	η
20	0,25	0,66	3,4	1,00	3,0	1,00
	0,50	2,65	1,2	1,00	1,0	1,00
	0,75	5,96	0	0,63	0	0,74
	1,00	10,6	0	0,35	0	0,42
	1,25	16,6	0	0,23	0	0,27
	1,50	23,8	0	0,16	0	0,18
40	0,25	0,33	3,6	1,00	3,2	1,00
	0,50	1,32	1,4	1,00	1,1	1,00
	0,75	3,0	0	0,81	0	0,90
	1,00	5,3	0	0,46	0	0,50
	1,25	8,3	0	0,29	0	0,32
	1,50	11,9	0	0,20	0	0,22
60	0,25	0,22	3,65	1,00	3,2	1,00
	0,50	0,88	1,5	1,00	1,2	1,00
	0,75	2,0	0	0,90	0	0,99
	1,00	3,5	0	0,51	0	0,55
	1,25	5,5	0	0,33	0	0,35
	1,50	8,0	0	0,23	0	0,25

В заключение отметим следующее.

1. Сравнение результатов расчетов с проведенными экспериментами подтверждает возможность применения соотношений (2), (3) и (4) для определения характеристик движения лайнера и вычисления потерь энергии на деформацию.

2. Величина динамического предела текучести алюминия в экспериментах с лайнерами в условиях, типичных для электромагнитного разгона, постоянна и равна $2 \cdot 10^8$ Па.

3. Потери энергии на деформацию, определенные по выражению (12) в диапазоне изменения $R_0/h_0 = 20 - 60$ для $\dot{R}(0) = (0,25 - 1,5) \cdot 10^3$ м/с, хорошо совпадают с вычисленными из решения уравнения (10).

Поступила 22 I 1981

ЛИТЕРАТУРА

1. Князев В. П., Шнеерсон Г. А. Исследование быстрого расширения тонкостенных металлических цилиндров в сильном магнитном поле.— ЖТФ, 1970, т. XL, вып. 2.
2. Herlach F. and Kennedy J. E. The dynamics of imploding liners in magnetic flux compression experiments.— Appl. Phys., 1973, vol. 6.
3. Регель В. Р., Стуцкер А. И., Томашевский Э. Е. Кинетическая природа прочности твердых тел.— УФН, 1972, т. 106, № 2.
4. Журков С. И., Томашевский Э. Е. Временная зависимость прочности при различных режимах нагружения.— В кн.: Некоторые проблемы прочности твердого тела. М.: Изд-во АН СССР, 1959.
5. Качан М. С., Тришин Ю. А. Растягивающие напряжения в мишени при соударении твердых тел.— ПМТФ, 1977, № 4.
6. Forrestal M. J., Walling H. C. Axisymmetric plastic response of rings to short-duration pressure pulses.— AIAA J., 1972, vol. 10, N 10. Рус. пер. Ракетн. техн. и космонавтика, 1972, т. 10, № 10.
7. Зельдович Я. Б., Мышкис А. Д. Элементы прикладной математики. М.: Наука, 1967.
8. Бленд Д. Теория линейной вязко-упругости. М.: Мир, 1965.
9. Прагер В. Введение в механику сплошных сред. М.: ИЛ, 1963.