

05;08;10;12

Исследование сходящегося короткого импульса давления, возбуждаемого электронным пучком, в цилиндрических оболочках из полимерного материала

© Б.А. Демидов, В.П. Ефремов, М.В. Ивкин, И.А. Ивонин, В.А. Петров, Б.Р. Гафаров, Е.С. Юшков

Российский научный центр "Курчатовский институт",
123182 Москва, Россия

(Поступило в Редакцию 21 августа 1995 г.)

Представлены экспериментальные и теоретические результаты по исследованию возбуждения и распространения сходящихся волн давления в цилиндрических оболочках из полиметилметакрилата (ПММА, оргстекло), приводящих к возникновению откольных явлений на внутренней поверхности оболочек. Обнаружено, что для разрушения внутренней поверхности цилиндрической оболочки требуются большие уровни нагружения по сравнению с разрушением тыльной стороны плоской пластины из того же материала. Анализируются причины обнаруженного явления. Экспериментально полученные результаты сравниваются с результатами численного моделирования, учитывающего явления, возникающие в нелинейной области упруго-пластических деформаций полимерных материалов, используемых в качестве основы и в композиционных материалах.

Введение

К современным конструкциям нередко предъявляются требования повышенной работоспособности в условиях воздействия высокоинтенсивных импульсных нагрузок [1]. Многие элементы конструкций, включающие полимерные и композиционные материалы, имеют геометрию цилиндрических оболочек. Поэтому закономерный интерес представляют как расчетные, так и экспериментальные исследования процесса фокусировки волнового импульса по мере его распространения от внешней поверхности образца к его оси и процессы разрушения внутренней цилиндрической поверхности [2,3]. В случае малых нагрузок в акустическом приближении амплитуда давления в цилиндрической сходящейся волне возрастает по закону $P \simeq R^{-0.5}$ [4]. Иная ситуация может быть в случае возбуждения импульсов давления большой амплитуды, когда развиваются упруго-пластические течения. Наибольший интерес с практической точки зрения представляет импульс давления с амплитудой до 5 кбар, соответствующий откольной прочности полимерных материалов. Исследование нелинейного поведения полимерных материалов в этой области давления необходимо и при изучении композиционных материалов с полимерной основой (связующим).

В данной работе представлены экспериментальные и расчетные результаты исследования распространения волн давления, генерируемых импульсным электронным пучком в полимерном материале ПММА (оргстекло), представляющим собой образцы в виде цилиндрических оболочек либо дисков разной толщины. В качестве источника импульсного электронного излучения использован ускоритель электронов "Кальмар".

Схема опыта

На рис. 1 представлена схема эксперимента по облучению плоских мишеней. Диск из ПММА 6 диаметром 63 мм толщиной 3.3 или 8 мм помещался в выходной узел 1 ускорителя "Кальмар" и являлся анодом ускорителя. Для выравнивания напряженности электрического поля на диск накладывалась алюминиевая фольга толщиной 35 мкм. Электроны эмиттировались с цилиндрического катода 3 диаметром 32 мм, который являлся продолжением коаксиального трансформатора 4. Ток электронного пучка и ускоряющее напряжение измерялись с помощью токового шунта 2 и датчика напряжения 5 соответственно. В выходном узле поддерживалось давление на уровне $5 \cdot 10^{-5}$ мм рт.ст. Площадь облучения составляла 10 см². Однородность облучения контролировалась с помощью камеры "обскура" и визуальным осмотром мишени после воздействия электронного пучка. Осциллограммы тока ускорителя и ускоряющего напряжения, зарегистрированные осциллографом С8-14, приводятся на рис. 2. В опытах ток варьировался в пределах от 7 до 28 кА при ускоряющем напряжении 260–270 кВ. Длительность импульса тока составляла 100 нс.

При облучении электронным пучком цилиндрических мишеней из ПММА применялась дуговая конструкция катодного узла ускорителя, которая показана на рис. 3. Цилиндр 1 с внешним радиусом $R_{\text{вн}} = 12.5$ мм (внутренний радиус $R = 8$ или 4.5 мм), длиной 30 мм оборачивался одним слоем алюминиевой фольги толщиной 35 мкм и являлся анодом ускорителя. Катод 2 в виде части коаксиального цилиндра длиной 20 мм с углом охвата 120° располагался соосно с облучаемой мишенью. Конструкция,

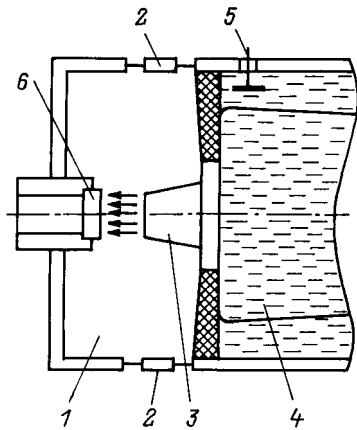


Рис. 1. Схема эксперимента по облучению плоских мишеней.

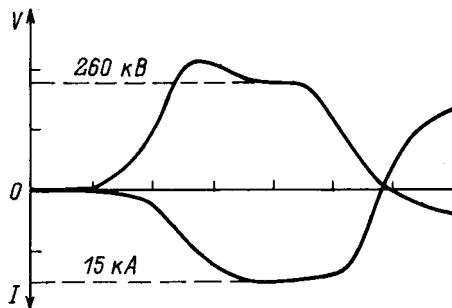


Рис. 2. Осциллограмма тока ускорителя и ускоряющего напряжения по оси абсцисс. Масштаб по оси абсцисс 50 нс.

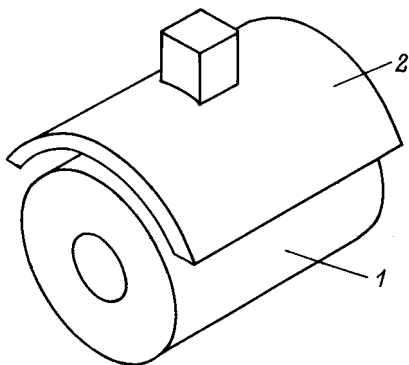


Рис. 3. Схема эксперимента по облучению цилиндрических мишеней.

показанная на рис. 3, помещалась в выходной узел ускорителя "Кальмар". Как и в случае облучения плоской мишени, площадь облучения цилиндрических мишеней составляла 10 см^2 , а режимы работы ускорителя были те же самые, что и в предыдущем случае.

Экспериментальные результаты

Эксперименты показали, что в случае плоских образцов откольные явления на тыльной стороне мишени начинаются при критических плотностях тока $j_0 \geq 1.6 \text{ кА/см}^2$. Об этом свидетельствует рис. 4. При таких же плотностях тока возникают откольные явления в дисках толщиной 3.3 мм, что подтверждает слабое затухание волны давления по мере ее распространения. Толщина откольной пластины, состоящей из многочисленных фрагментов, приблизительно равна 0.5 мм. При снижении плотности тока до $j = 1.4\text{--}1.5 \text{ кА/см}^2$ откол на тыльной стороне мишени не наблюдается, но задняя поверхность мишени теряет прозрачность, мутнеет, что свидетельствует о развитии необратимых процессов, предшествующих отколу [1].

При облучении цилиндрических мишеней необратимые явления на внутренних поверхностях возникают при других плотностях тока, а именно $j = 1.2$ ($R = 8 \text{ мм}$), $j = 1.0 \text{ кА/см}^2$ ($R = 4.5 \text{ мм}$). Уменьшение пороговых значений плотностей тока указывает на нарастание амплитуды волны давления по мере ее распространения к оси цилиндра.

Дальнейшие эксперименты показали, что откольные явления на внутренней поверхности цилиндрических мишеней не наблюдаются даже при $j = 1.6 \text{ кА/см}^2$. Обнаружено, что для возникновения визуально наблюдаемого откола необходимы значительно большие плотности тока. Так, для цилиндра с $R = 8 \text{ мм}$ откольные явления проявляются при $j_0 \geq 2.0 \text{ кА/см}^2$, а для цилиндра $R = 4.5 \text{ мм}$ при $j_0 \geq 2.3 \text{ кА/см}^2$.



Рис. 4. Разрез диска из ПММА толщиной 8 мм, облученный электронным пучком с плотностью тока $j = 1.6 \text{ кА/см}^2$.

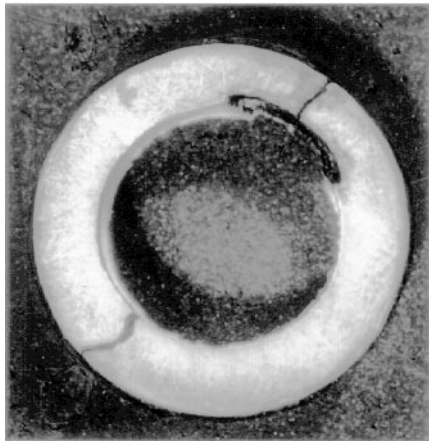


Рис. 5. То же, что и на рис. 4, но плотность тока $j_0 = 2.0 \text{ кА/см}^2$.

На рис. 5 представлен разрез цилиндра на внутренней поверхности которого виден откол. Глубина откола приблизительно равна 0.5 мм, а фрагменты откольной пластины представляют собой в основном чешуйки шириной ≈ 2.0 мм, длиной 4–6 мм.

Чтобы убедиться в правильности полученных результатов, связанных с влиянием величины внутреннего радиуса цилиндрической оболочки на развитие откольных процессов, был проделан контрольный эксперимент. В описанной геометрии опыта электронным пучком облучался сплошной цилиндр из ПММА с внешним радиусом $R_{\text{вн}} = 12.5$ мм. В цилиндре была выфрезерована плоская площадка на уровне радиуса 4.5 мм. Опыт сводился к облучению цилиндра с плоской тыльной поверхностью. Оказалось, что в этом случае четкий откол возникает при существенно меньших плотностях тока $j_0 = 1.5 \text{ кА/см}^2$, чем в случае цилиндра с $R = 4.5$ мм. На рис. 6 представлены откольные явления в цилиндрическом образце с плоской тыльной стороной. Откольная область представляет собой узкую полоску шириной 7–8 мм, что свидетельствует о фокусировке сходящейся волны.



Рис. 6. Цилиндр из ПММА с плоской внутренней стороной, облученный электронным пучком с плотностью тока $j = 1.5 \text{ кА/см}^2$.

Обсуждение экспериментальных результатов

Полученные экспериментальные значения пороговых плотностей тока $j \geq 1.0$ и 1.2 кА/см^2 , при которых начинаются необратимые явления на внутренней поверхности цилиндрических мишеней, предшествующие отколу, позволяют оценить закон нарастания амплитуды волны давления по мере ее схождения к оси цилиндра. Из экспериментальных данных следует, что усиление волны давления удовлетворительно описывается соотношением $P \approx (R_{\text{вн}}/R)^{0.5}$, что не противоречит теоретическим расчетам [4].

Нетривиальным фактом является то, что для осуществления откола на внутренней поверхности цилиндрических мишеней требуются значительно большие уровни нагружения, чем в плоском случае. Действительно, в плоском случае откол реализуется при критических плотностях тока $j_0 \geq 1.6 \text{ кА/см}^2$, а в цилиндрических мишенях при $j_0 \geq 2.0$ и 2.3 кА/см^2 .

Из этих данных с учетом усиления амплитуды волны давления по мере ее распространения к оси цилиндра следует, что для образования внутреннего откола в исследуемых цилиндрических оболочках требуется приблизительно в два раза большая амплитуда растягивающих напряжений по сравнению с плоским случаем. При этом необходимое превышение растягивающих напряжений увеличивается по мере уменьшения внутреннего радиуса цилиндра.

При плотностях тока меньше критических никакого внутреннего откола не происходит. Визуально наблюдалось лишь некоторое помутнение оргстекла в месте, где должен был произойти откол. Это помутнение не может быть связано ни с фазовым переходом в ПММА, происходящим при более высоком, чем в данных экспериментах давлении $4P \approx 8 \text{ кбар}$ [6–9], ни с переходом в пластическое состояние, поскольку прохождение по образцам ПММА заведомо пластических волн давления визуально не оставляет следов. Вероятно, помутнение свидетельствует о некотором нарушении сплошности [1]. Картина явления при этом такова: происходит откол коаксиальной пластинки с внутренней стороны цилиндрической оболочки, некоторое время эта пластинка, сжимаясь в азимутальном направлении, движется к оси цилиндра, затем под действием возрастающего касательного напряжения $\sigma_{\phi\phi}$ останавливается и возвращается обратно на свое место. Эта гипотеза подтверждается результатами контрольного эксперимента, в котором показано резкое уменьшение плотности тока для образования откола в цилиндре с плоской тыльной стороной, поскольку у откольной пластины была возможность отделиться от оболочки, не сжимаясь в касательном направлении.

Что же должно произойти с откольной пластинкой внутри цилиндрической оболочки, чтобы откол проявился визуально? Единственная возможность —

развитие в отколовшейся цилиндрической пластине неустойчивостей ее формы, например типа "гофра" или пластического ее утолщения. При этом касательные напряжения $\sigma_{\phi\phi}$ будут сняты и откольная пластина не обязательно будет возвращаться на свое первоначальное место. В экспериментах развитие неустойчивости выражалось в образовании откольных чешуек, вытянутых вдоль оси цилиндра. Предполагаемая гипотеза получила детальное подтверждение в численных расчетах, результаты которых приводятся в следующем разделе.

Численные расчеты

Обработка осциллограмм тока и напряжения ускорителя "Кальмар" [10] показала, что энергию электронов U (кэВ) и плотность тока j (кА/см²) можно описать следующими аналитическими выражениями, зависящими от времени:

$$U(t) = \begin{cases} U_0[\sin(\pi t/2T_b) + 1.1 \sin(\pi t/2T_b + 11\pi/30)], & t < 11T_b/15 \text{ нс}, \\ U_0 \sin(\pi t/2T_b), & 11T_b/15 < t < 2T_b \text{ нс}, \end{cases}$$

$$j(t) = j \sin(\pi t/2T_b), \quad t < 2T_b \text{ нс}, \quad (1)$$

где U_0 , j , T_b — амплитудные значения энергии, плотности тока электронов и время импульса ускорителя соответственно.

Энерговклад электронного пучка рассчитывался по полуэмпирическому методу, предложенному в [11]. Эта модель приводит к погрешности в профиле энерговыведения по толщине материала не более 20% для электронов с энергиями в диапазоне 50–500 кэВ, что подтверждается расчетами методом Монте-Карло [12].

При численном моделировании прохождения через ПММА импульсов давления был использован одномерный цилиндрический вариант консервативной лагранжевой схемы предиктор–корректор [13] с

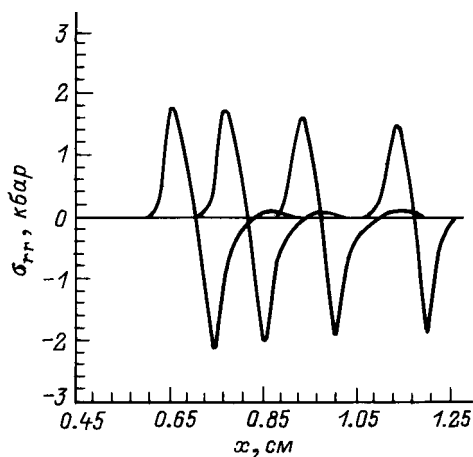


Рис. 7. Профили напряжения σ_{rr} .

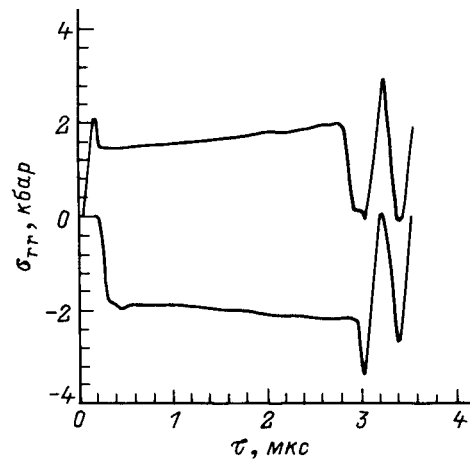


Рис. 8. Изменение во времени амплитуд σ_{rr}^+ положительной и отрицательной частей волны напряжения.

монотонизацией. Численно решалась система уравнений гидродинамики с учетом упруго-пластических деформаций. Система замыкалась уравнением состояния типа Ми–Грюнайзена, условием текучести Мизеса [14]. Параметры и конкретные типы уравнений состояния ПММА взяты из [6–10], а именно плотность $\rho = 1.18$ г/см³, объемная скорость звука $C_0 = 2100$ м/с, коэффициент Пуассона $\mu = 0.27$, предел текучести $Y_0 = 1.4$ кбар, теплота плавления $Q_m = 580$ Дж/г, теплота сублимации $Q_s = 2800$ Дж/г. Коэффициент Грюнайзена $\Gamma_0 = 0.6$ был взят из [15], где он был получен при сравнении расчетных и экспериментальных интерферограмм движения облученных на ускорителе "Кальмар" плоских образцов из ПММА.

Экстраполированная глубина зоны энерговыведения электронов с максимальной энергией $U_0 \approx 260$ кэВ, реализуемой в экспериментах, невелика по сравнению с размерами облученной поверхности и равна в ПММА ≈ 0.5 мм. Поэтому при достаточно интенсивном облучении за характерное время разгрузки зоны энерговыведения $\tau \approx 200$ нс образуется магистральная поверхность отколов (разрушение ПММА). Работой откольных сил за столь короткое время можно пренебречь, поскольку чем короче импульс, тем мельче неоднородности поверхности откола [13]. Поэтому единственным критерием откола в плоских образцах, принятым в настоящих численных расчетах, является достижение в ПММА растягивающих усилий, превышающих откольную прочность.

На рис. 7 для примера приведены 4 профиля напряжения σ_{rr} , реализующиеся при облучении оболочки с внутренним радиусом $R = 4.5$ мм и $j = 1.0$ кА/см² в четыре момента времени $T_1 = 450$ нс, $T_2 = 1160$ нс, $T_3 = 1720$ нс, $T_4 = 2110$ нс после начала облучения. Каждый из этих импульсов в отличие от полученных ударным образом состоит из волны сжатия и последующей волны разряжения, поскольку при

облучении не передается механический импульс. На рис. 8 представлены графики изменения во времени амплитуд σ_{rr}^+ положительной и отрицательной частей волны напряжения. Видно, что после выхода из зоны энерговыделения амплитуды σ_{rr}^+ начинают нарастать немного медленнее, чем по закону $R^{-0.5}$. При отражении положительной части волны от внутренней стороны цилиндрической оболочки формируется растягивающее усилие, приблизительно равное сумме σ_{rr}^+ и $|\sigma_{rr}|$, превышающее откольную прочность σ_0 и достаточное для откола с внутренней стороны оболочки тонкой коаксиальной цилиндрической пластинки. Толщина этой пластинки h равна 0.5 мм при облучении оболочки с внутренним радиусом $R = 4.5$ мм в режиме $j = 1.0$ кА/см² и 0.44 мм при облучении оболочки с внутренним радиусом $R = 8.0$ мм в режиме $j = 1.2$ кА/см². Толщина откольной пластины немного больше у оболочки с меньшим радиусом из-за неодинакового расплывания волны давления, проходящей разные расстояния от внешней облученной поверхности оболочки.

Как уже было сказано выше, разрушение внутренней поверхности оболочек начинает наблюдаться лишь при увеличении амплитуды плотности тока $j_0 \geq 2.3$ кА/см² для цилиндрической оболочки с внутренним радиусом $R = 4.5$ мм и $j_0 \geq 2.0$ кА/см² для $R = 8$ мм.

Это разрушение выражается в образовании откольных чешуек, вытянутых вдоль оси цилиндра с поперечными размерами ≈ 2 мм вдоль азимутального угла ϕ . Толщина этих пластинок соответствовала расчетной: $h = 0.3$ мм для цилиндрической оболочки с внутренним радиусом $R = 4.5$ мм и $h = 0.4$ мм для $R = 8.0$ мм. Отметим, что, несмотря на усиление сходящейся к оси цилиндра амплитуды волны давления, откол на внутренней поверхности цилиндрической

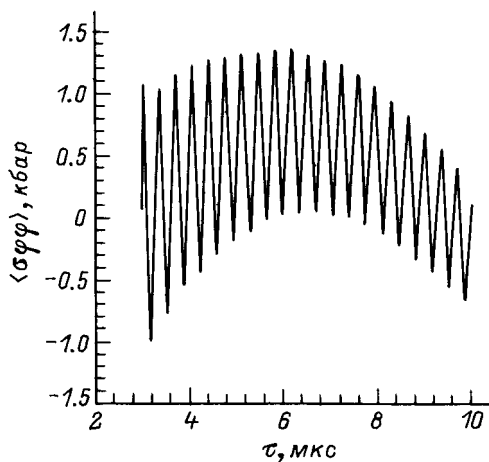


Рис. 9. Зависимость от времени величины сжимающего напряжения $\langle \sigma_{\phi\phi} \rangle$, усредненной по толщине откольной пластины. Радиус пластины в момент откола $R = 4.5$ мм, режим облучения $j = 1$ кА/см².

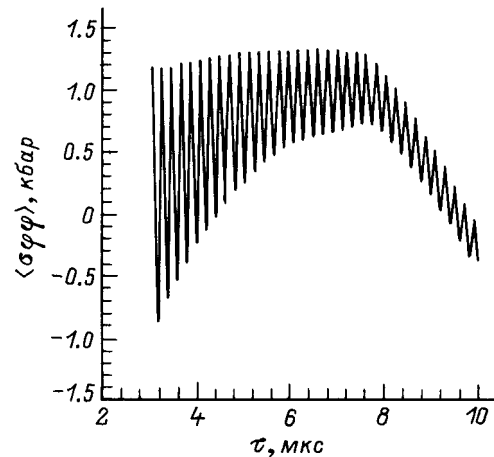


Рис. 10. То же, что и на рис. 9, но режим облучения $j_0 = 2.3$ кА/см².

оболочки реализуется лишь при более интенсивном облучении (почти в 1.5 раз), чем при облучении плоского образца из ПММА. Интересно было выяснить, чем определяется длина волны неустойчивости типа "гофра" в откольной пластине. Ясно, что для развития длинноволновой неустойчивости (с длиной волны $\lambda \gg R$) требуются меньшие критические сжимающие касательные напряжения $\sigma_{\phi\phi}^*$, чем для развития коротковолновых неустойчивостей [16]

$$\sigma_{\phi\phi}^* = E(h/\lambda)^2/[3(1 - \mu^2)], \quad (2)$$

где E — модуль Юнга, μ — коэффициент Пуассона, h — толщина откольной пластины.

Но время действия сжимающих напряжений $\sigma_{\phi\phi}$ ограничено, например, временем возвращения цилиндрической откольной пластинки обратно на свое первоначальное место. За это время длинноволновые неустойчивости могут просто не успеть развиться. Кроме того, зависимость $\sigma_{\phi\phi}(t)$ имеет ярко выраженный резонансный характер, связанный с биением откольной пластины с частотой C_0/h , что также затрудняет рост длинноволновых неустойчивостей.

На рис. 9, 10 показаны зависимости от времени усредненных по толщине откольной пластины величин сжимающих напряжений $\langle \sigma_{\phi\phi} \rangle$, полученные в описанных выше режимах облучения для цилиндрической оболочки с внутренним радиусом $R = 4.5$ мм. Видно, что в случае меньших токов деформации имеют почти упругий характер в отличие от деформаций при более сильном облучении с интенсивными пластическими течениями.

Для того чтобы сравнить развитие неустойчивостей в каждом из этих четырех случаев, численно решалось уравнение, описывающее колебания закрепленной на концах мембраны — откольной пластины с заданными на рис. 9, 10 зависимостями сжимающих напряжений $\langle \sigma_{\phi\phi} \rangle(t)$. В случае упругих напряжений

это уравнение сильного изгиба тонких пластинок [16]

$$D\zeta''''_{xxxx} + h\langle\sigma_{\phi\phi}\rangle(t)\zeta''_{xx} = -\rho_0 h\zeta''_{tt}, \quad D = \frac{Eh^3}{12(1-\mu^2)}, \quad (3)$$

где D — цилиндрическая жесткость, E — модуль Юнга, $\zeta(x, t)$ — профиль откольной пластины в направлении r , x — линейная координата в поперечном направлении (вдоль азимутального направления ϕ), h — толщина откольной пластины (формула (2) получается из этого уравнения в стационарном случае).

В уравнении (3) не учтена зависимость ζ от координаты z вдоль цилиндра, поскольку искажения формы откольной пластины вдоль z почти не приводят к снятию нагрузок $\langle\sigma_{\phi\phi}\rangle$, к тому же облучение в эксперименте было достаточно равномерно по направлению z . Начальной кривизной откольной пластины также можно здесь пренебречь, так как все ее образующие остаются для рассматриваемых деформаций параллельными друг другу [16]. Уравнение (3) справедливо для упругих напряжений, а в моменты времени, когда нагрузки пластические (т.е. когда $\langle\sigma_{\phi\phi}\rangle(t) \gg Y_0$), в уравнении (3) должно быть опущено первое слагаемое, что вполне справедливо в рассматриваемом линейном приближении.

На рис. 11,12 приведены результаты численного расчета роста амплитуды затравочных гармоник $\zeta_k/\zeta_k^0(\zeta(x, t) \sim \zeta_k(t)\exp(ikx))$ от их длины волны λ . На рис. 11 внутренний радиус цилиндрической оболочки $R = 4.5$ мм, а на рис. 12 — 8.0 мм. Верхняя кривая каждого рисунка соответствует режиму облу-

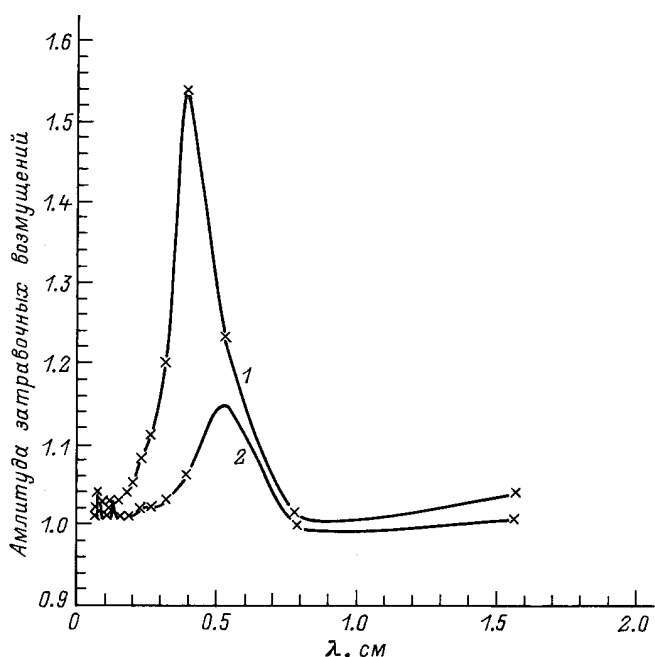


Рис. 11. Зависимость амплитуды затравочных возмущений ζ_k/ζ_k^0 от длины волны λ . Радиус откольной пластины в момент откола $R = 4.5$ мм, режимы облучения $j = 2.3$ (1), 1 кА/см^2 (2).

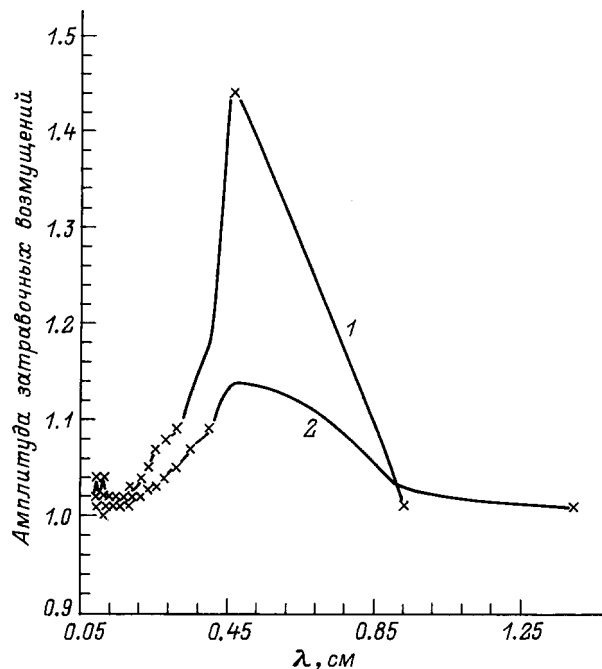


Рис. 12. То же, что и на рис. 11, но радиус откольной пластины в момент откола $R = 8$ мм, режимы облучения $j = 2$ (1), 1.2 кА/см^2 (2).

чения, в котором откол регистрируется экспериментально, а нижняя — режиму, в котором наблюдается лишь нарушение сплошности (помутнение ПММА). Наибольшая возможная длина волны λ_{\max} оценена по экспериментальным данным однородности облучения в азимутальном направлении как $\lambda_{\max} \approx 2R\phi_{\max}$ со значением $\phi_{\max} \approx 120^\circ$. Наибольший рост амплитуды затравочных гармоник ζ_k как для $R = 4.5$ мм, так и для $R = 8.0$ мм происходит для длины полуволны $\lambda/2 \approx 2$ мм, что соответствует экспериментально зарегистрированным значениям поперечных размеров откольных чешуек. Отметим, что экспериментально зарегистрированные критические плотности тока, при которых регистрируется откол, таковы, что максимальное увеличение амплитуды затравочных возмущений, необходимое для образования откольных чешуек, численно одинаково (рис. 11,12) как для $R = 4.5$ мм, так и для $R = 8$ мм. Таким образом, предложенный авторами механизм разрушения внутренней поверхности цилиндрических оболочек ПММА является, по-видимому, верным.

Заключение

Исследовано нелинейное поведение полимерного материала ПММА в области развития упруго-пластических деформаций, инициированных импульсным воздействием сильноточного электронного пучка. Численно и экспериментально анализируется распространение в цилиндрических оболочках воз-

никающего дипольного сходящегося импульса давления. Показано, что увеличение роста амплитуды давления происходит медленнее, чем в акустических волнах, из-за увеличения ширины импульса вследствие его расплывания.

Изучено разрушение внутренней поверхности цилиндрических оболочек коротким импульсом давления (≈ 100 нс).

Обнаружено, что для такого разрушения необходимы уровни нагружения, большие, чем для разрушения плоского образца, несмотря на увеличение амплитуды давления в сходящейся цилиндрической волне. Эти уровни нагружения тем больше, чем меньше внутренний радиус оболочки. Обнаруженный факт объясняется необходимостью развития неустойчивостей откальзывающейся с внутренней поверхности пластины. Развитие неустойчивостей формы откольной пластины типа "гофра" должно быть достаточно велико для ее беспрепятственного движения от внутренней стороны цилиндрической оболочки. Размер "гофра" в случае короткого импульса давления практически не зависит от внутреннего радиуса оболочки и определяется лишь длительностью импульса воздействия. Достаточный уровень развития неустойчивостей (рост затравочных возмущений) также не зависит от внутреннего радиуса оболочки.

Авторы благодарны Л.И. Рудакову за полезные обсуждения и критические замечания.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 95-02-06285а.

Список литературы

- [1] Немес Дж.А., Рандл П.У. // *Аэрокосмическая техника*. 1990. № 1. С. 22.
- [2] Остриж А.В., Петровский В.П. // *ПМТФ*. 1993. № 1. С. 133.
- [3] Абакумов А.И., Жаблицкий С.К., Новиков С.А. // *ПМТФ*. № 1. С. 77.
- [4] Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений*. М., 1963.
- [5] Демидов Б.А., Ивкин М.В., Петров В.А. и др. // *Атомная энергия*. 1979. Т. 46. С. 100.
- [6] Всесоюзное совещание по УРС (Эльбрус, 1990). *Исследование свойств вещества в экстремальных условиях*. М., 1990.
- [7] Rosenberg Z., Parton Y. // *J. Appl. Phys. Lett.* 1982. Vol. 47. N 10. P. 921.
- [8] Barker L.M., Hollenbach R.E. // *J. Appl. Phys.* 1972. Vol. 43. N 11. P. 4669.
- [9] Schuler K.W., Nunziato J.W. // *J. Appl. Phys.* 1976. Vol. 47. N 7. P. 2995.
- [10] Демидов Б.А., Ивонин И.А., Канель Г.И. и др. *Препринт ИАЭ*. № 5419/11. М., 1991.
- [11] Kanaya K., Okadama S. // *J. Phys. D.*, 1972. Vol. 5. N 1. P. 43.
- [12] Аккерман А.Ф., Никитушев Ю.И., Ботвин В.А. *Решение методом Монте-Карло задач переноса быстрых электронов в веществе*. Алма-Ата: Наука, 1972.
- [13] Бушман А.В., Канель Г.И., Ни А.Л., Форттов В.Е. *Теплофизика и динамика интенсивных импульсных воздействий*. Черногловка, 1988.
- [14] Бушман А.В., Воробьев О.Ю., Ефремов В.П. и др. *Численное моделирование воздействия импульсного РИ на конденсированные среды*. Черногловка, 1990.
- [15] Демидов Б.А., Ивкин М.В., Ивонин И.А. // *ЖТФ*. 1995. Т. 65. Вып. 9. С. 56–64.
- [16] Ланду Л.Д., Лифшиц Е.М. *Теоретическая физика*. Т. 7. *Теория упругости*. М.: Наука, 1987.