

## АКУСТИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ ПУЧКОВ ИЗЛУЧЕНИЙ В КОМПОЗИЦИОННЫХ МАТЕРИАЛАХ ПРИ РОСТЕ ПАРОВЫХ ПУЗЫРЬКОВ НА ГРАНИЦАХ РАЗДЕЛА КОМПОНЕНТОВ

А. А. Давыдов

Данные экспериментов по возбуждению звука в композиционных материалах различными видами излучений согласуются с результатами расчетов в рамках линейной термоупругости при низких уровнях радиационного воздействия [1-3]. Однако измерения амплитуды акустического импульса при более высоких интенсивностях, когда возможны фазовые превращения вблизи внутренних границ раздела композита, показывают нелинейный рост амплитуды при увеличении интенсивности облучения [4, 5]. Это свидетельствует о том, что в случае больших интенсивностей радиационного воздействия линейный термоупругий механизм генерации звука уже не является основным [6].

В настоящей работе проведен расчет амплитуды радиационно-стимулированного импульса давления в композиционных материалах с учетом нелинейных процессов. Рассмотрение проводится для класса материалов, представляющих собой прозрачную для изучения водоподобную матрицу с сильнопоглощающими излучение жесткими включениями. Нелинейность связывается со вскипанием вещества матрицы вблизи разогретых излучением включений. Предполагается, что температура разогретых включений не превышает критическую температуру вещества матрицы.

При выполнении условия малости размера неоднородности по сравнению с характерной длиной волны возбуждаемого акустического импульса  $d/c^{1/3} \ll st_s = D + st_b$  ( $c$  — объемная доля включений в композите,  $d$  и  $D$  — размеры включений и области взаимодействия излучения с веществом,  $s$  — скорость звука в композите в длинноволновом приближении,  $t_b$  — длительность импульса излучения,  $t_s$  — длительность возникающего акустического импульса) возможно описание акустического импульса в рамках усредненных характеристик материала

$$\frac{\partial^2 P_\sigma}{\partial t^2} - s^2 \Delta P_\sigma = s^2 \Delta P. \quad (1)$$

Здесь  $P_\sigma$  — давление в акустическом импульсе,  $P(\mathbf{r}, t)$  — радиационно-стимулированное давление в области взаимодействия излучения с веществом.

Термоупругий механизм является основным при малых плотностях поглощенной в композите энергии  $\epsilon$ . Численные оценки в предположении  $t_b \ll t_s$  показывают, что для рассматриваемого класса материалов со слабозвучащими при нагревании включениями амплитуда термоакустической волны описывается соотношением [5]

$$P(\mathbf{r}, t) = P_T(\mathbf{r}, t) \approx \Gamma_2 \beta(t_s) \epsilon(\mathbf{r}) \theta(t), \quad (2)$$

где  $\Gamma_2$  — параметр Грюнайзена материала матрицы;  $\beta$  — доля энергии, переданная в процессе теплообмена из включений в матрицу за время  $t_s$ ;  $\theta(t < 0) = 0$  и  $\theta(t \geq 0) = 1$ .

Радиационное воздействие приводит к формированию паровой прослойки, если давление насыщенного пара  $P_p$  превышает окружающее  $P_p > P_0 + P_n + P_T$  ( $P_0$  — давление, при котором проводится эксперимент;  $P_n = 4\sigma_n/d$  — давление, вызываемое поверхностным натяжением вещества матрицы). Если характерное время перераспределения температуры по включению  $t_T \approx d^2/4\chi_1 \ll t_s$  ( $\chi_1$  — температуропроводность включения) и время расширения паровой прослойки  $d/s\sqrt{c} \ll t_s$ , то расширяющийся паровый пузырек формирует в объеме усреднения локальное гидродинамическое давление, соответствующее давлению насыщенного пара вещества матрицы при температуре включения  $T$ ,

$$P(\mathbf{r}, t) = P_p(T) - P_0 - P_n, \quad T = T(\mathbf{r}, t). \quad (3)$$

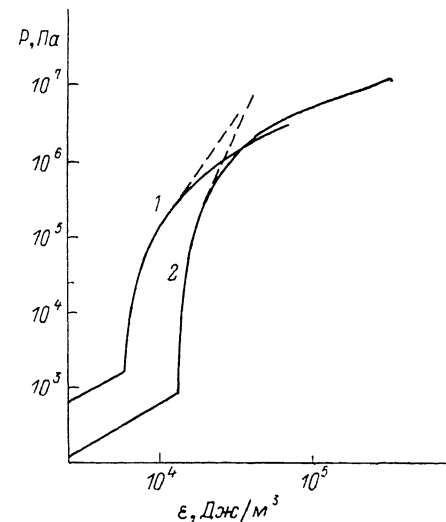
В предположении, что при образовании паровой области энергия уходит только на разогрев включений и пара, энергетическое соотношение для случая одинаково разогретых включений имеет вид

$$\epsilon = c\rho_1 C_1 (T - T_0) + \rho_p C_p (T - T_0) \frac{P_p - P_0 - P_n}{K_2} + \frac{b}{2K_2} \left( \frac{P_p^2}{T} - \frac{P_0^2}{T_c} \right), \quad (4)$$

где  $\rho_1, C_1$  — плотность и удельная теплоемкость включений,  $T_0$  — начальная температура образующегося образца,  $T_c$  — температура кипения вещества матрицы при давлении  $P_0$ ,  $K_2$  — модуль всестороннего сжатия матрицы.

При выводе (4) удельная теплоемкость пара  $C_p$  полагалась постоянной, теплота парообразования была вычислена с помощью уравнения Клайперона—Клаузиуса, а изменение объема паровой полости определено из соотношений локального гидродинамического равновесия. Было также использовано универсальное соотношение, связывающее давление насыщенного пара с температурой [7],  $P_p = P_0 \exp(b/T_c - b/T)$ . Во многих случаях энергия, расходуемая на разогрев пара, мала по сравнению с расходуемой на испарение, что позволяет опустить второе слагаемое в правой части (4).

На рисунке представлены графики зависимости радиационно-стимулированного давления  $P$  от плотности поглощенной энергии  $\epsilon$ , рассчитанные по формулам (2)—(4) для ацетона со взвесью частиц углерода (кривая 1) и воды ( $c = 10^{-4}$  в обоих случаях) (кривая 2). Размеры частиц  $3 \cdot 10^{-6}$  м и  $\beta(t_s) = 0.8$  выбраны в соответствии с данными работы [5]. В области термупругого сигнала  $T < T_c$  ( $\epsilon \leq \epsilon_0 \approx 5.8 \cdot 10^3$  Дж/м<sup>3</sup> для ацетона и  $\epsilon \leq 1.3 \cdot 10^4$  Дж/м<sup>3</sup> для воды) зависимость давления от плотности поглощенной энергии линейная. При переходе в область энергий, где парообразование существенно, наблюдается нелинейное возрастание давления по закону  $P = P_0 [(\epsilon/\epsilon_0)^{k_t} - 1]$ , где  $k_t = 2.78$  для ацетона и 4.1 для воды. Вычисленный теоретически коэффициент для воды близок к полученным амплитуды акустического импульса  $k_e = 4.1$ . Однако для ацетона  $k_e = 4.4 > k_t$ . Расхождение можно объяснить использованием в [4] аппроксимации  $P \sim \epsilon^{k_e}$ , сравнение аппроксимационных формул дает  $k_e = d \ln P / d \ln \epsilon = k_t / [1 - (\epsilon_0/\epsilon)^{k_t}] > k_t$ ,  $k_t \approx k_e$  при  $\epsilon \gg \epsilon_0$ . Приведенная степенная зависимость имеет место только при условии малости затрат энергии на образование паровой прослойки по сравнению с энергией, ушедшей на разогрев включений  $c_{p1} C_1 (T - T_0) \gg P_0^2 b / 2 T K_2$ . Штриховые продолжения кривых представляют результаты расчетов  $P(\epsilon)$



в таком предположении. Однако затраты энергии на образование паровой прослойки растут с увеличением плотности поглощенной энергии и становятся сравнимыми с энергией, поглощенной включениями. Скорость роста температуры падает  $T - T_0 < \epsilon / c_{p1} C_1$ , что приводит к ослаблению зависимости  $P \sim \epsilon^k$ , и в области критических давлений и температур  $k = 0.7$  для  $H_2O$  и 1 для ацетона. Экспериментально ослабление степенной зависимости наблюдалось в [8]. Необходимо отметить, что в условиях нелинейной генерации звука форма акустического импульса будет изменяться с увеличением плотности поглощенной энергии даже при сохранении геометрии эксперимента. Изменение формы связано с нарушением линейной связи  $P \sim \epsilon$  в результате нелинейного роста давления и с влиянием динамики пузырьков. В этих условиях относительное изменение амплитуды акустического импульса  $P_e$  только приближенно пропорционально величине изменения  $P$ . Для более точного сравнения результатов измерений с теорией необходимо, с одной стороны, на основе решения уравнения (1) построить  $P_e$  при заданном  $P$ , с другой стороны, в экспериментах необходимы точный контроль объемной доли включений  $c$  и знание поглощенной в композите энергии при заданном уровне радиационного воздействия.

Перераспределение энергии по объему включения в случае поверхностного разогрева, например лазерного, когда длина волны излучения  $\lambda \ll d$ , может привести к неодинаковой температуре включений. В этом случае парообразование может начаться на частицах малых размеров при плотности поглощенной энергии, меньшей, чем рассчитанная в приближении одинаковой температуры включений. Для случая равномерного распределения частиц по размерам [0,  $R_m$ ] оценки показывают, что минимальная необходимая энергия в случае воды  $\epsilon_{\min} = 8.9 \cdot 10^3$  Дж/м<sup>3</sup> оказывается близка к рассчитанной в предположении, что все включения нагреты до температуры кипения  $\epsilon_{\min} = 1.28 \cdot 10^4$  Дж/м<sup>3</sup>. Это свидетельствует о том, что влияние полидисперсности должно сказаться в основном только при переходе от области термупругого сигнала к области энергий, при которых существенно парообразование.

Автор выражает благодарность В. Т. Лазурику за полезные обсуждения.

- [1] Лазурик В. Т., Калининко А. И. // ЖТФ. 1981. Т. 51. Вып. 11. С. 2449—2450.
- [2] Голубничий П. И., Корчинов С. Д., Пономарев В. Н., Яковлев В. И. // Акуст. журн. 1985. Т. 31. № 5. С. 700—701.
- [3] Давыдов А. А., Корчинов С. Д., Лазурик В. Т. // ЖТФ. 1987. Т. 57. Вып. 9. С. 1850—1851.
- [4] Голубничий П. И., Калужный Г. С., Корчинов С. Д. // ПМТФ. 1984. № 1. С. 9—11.
- [5] Голубничий П. И., Давыдов А. А., Корчинов С. Д., Прогнижак А. Б. // Акуст. журн. 1985. Т. 31. № 5. С. 698—700.
- [6] Ляшнев Л. М., Наугольняк К. А. // Акуст. журн. 1981. Т. 27. № 2. С. 641—668.
- [7] Вукалович М. П., Новиков И. И. Уравнение состояния реальных газов.

Харьковский государственный  
университет им. А. М. Горького

Поступило в Редакцию  
30 ноября 1988 г.  
В окончательной редакции  
30 января 1989 г.

07; 11

Журнал технической физики, т. 59, в. 11, 1989

## ОБРАЗОВАНИЕ ДЕНДРИТНЫХ СТРУКТУР ПРИ ПЕРЕКРИСТАЛЛИЗАЦИИ СЛОЕВ ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО КРЕМНИЯ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ НАНОСЕКУНДНОЙ ДЛИТЕЛЬНОСТИ

А. В. Демчук, В. А. Лабунюв

Использование методов лазерной перекристаллизации в полупроводниковой электронике предполагает глубокое исследование процессов, сопровождающих фазовый переход в многослойных кремниевых структурах, включающих как слои аморфного, так и поликристаллического и монокристаллического кремния, под действием лазерного излучения. К настоящему времени выполнен большой объем исследований по лазерной перекристаллизации ионно-имплантированного кремния в разных временных диапазонах воздействия [1]. Систематических исследований перекристаллизации слоев поликристаллического кремния (ПКК) не проводилось, хотя отличие в структуре облучаемого объекта может существенно влиять на процесс перекристаллизации.

В данной работе приводятся результаты исследований модификации морфологии и структуры поверхности слоев ПКК на монокристаллических кремниевых подложках, перекристаллизованных импульсным лазерным излучением наносекундной длительности.

В качестве подложек экспериментальных образцов использовали полированные монокристаллические кремниевые пластины различного типа с ориентацией поверхности (100) и (111). Перед наращиванием слоя ПКК пластины подвергали стандартной химической обработке. Наращивание слоя ПКК толщиной 0.45 мкм осуществляли методом химического осаждения из паровой фазы как при нормальном давлении и температуре  $T=780 \pm 10$  °C (метод CVD), так и при пониженных давлении ( $P=80$  Па) и температуре ( $T=625 \pm 25$  °C) (метод LPCVD). CVD-слои ПКК легировали в процессе осаждения фосфором до концентрации  $\sim 10^{20}$  см<sup>-3</sup>. На части образцов, полученных методом LPCVD, осуществляли ионную имплантацию фосфора дозой  $D=2 \cdot 10^{15}$  см<sup>-2</sup> с энергией  $E=100$  кэВ с аморфизацией поверхности слоя ПКК.

Перекристаллизацию слоев ПКК осуществляли импульсным излучением основной частоты и второй гармоники лазера на неодимовом стекле с длинами волн 1.06 и 0.53 мкм, работающем в режиме модулированной добротности с длительностью импульса  $\tau_p=50$  нс. Плотность энергии варьировалась с помощью нейтральных калиброванных светофильтров в диапазоне 0.1—5 Дж/см<sup>2</sup> с точностью  $\pm 10$  %. Лазерную обработку осуществляли на воздухе при комнатной температуре подложки.

Морфологию поверхности перекристаллизованных образцов исследовали методом оптической микроскопии на микроскопе НЕОРНОТ-21, кристаллическую структуру — методом электронографии на отражение на электронографе ЭМР-100. Также проводили исследование дефектной структуры на поверхности и косых шлифах перекристаллизованных