

УДК 541.64:539.3:532.78

## ОСТАТОЧНЫЕ НАПРЯЖЕНИЯ, ОБУСЛОВЛЕННЫЕ КРИСТАЛЛИЗАЦИЕЙ РАСПЛАВА ПОЛИМЕРА

Малкин А. Я., Бегишев В. П., Шардаков И. Н.,  
Шадрин О. А., Болгов С. А.

Исследован процесс формирования напряженно-деформированного состояния в кристаллизующихся полимерных изделиях. Рассмотрен кристаллизационный механизм возникновения остаточных напряжений в изделиях из поликарбоната. Построена математическая модель процесса, согласно которой остаточные напряжения возникают вследствие деформационной неоднородности материала, накапливающейся в процессе затвердевания и обусловленной неоднородностью температурно-конверсионных полей.

При охлаждении полимерных изделий после формования в них возникают остаточные напряжения  $\sigma_{ij}$ , во многом предопределяющие эксплуатационные характеристики изделия. Оценка  $\sigma_{ij}$  важна для задания оптимального режима охлаждения полимера из расплава, обеспечивающего, с одной стороны, приемлемо низкий уровень  $\sigma_{ij}$ , и с другой — разумно ограниченную продолжительность охлаждения. Корректность оценки  $\sigma_{ij}$  в тех или иных конкретных ситуациях обусловлена обоснованностью выбора механизма, ответственного за появление  $\sigma_{ij}$ .

В настоящей работе рассмотрен кристаллизационный механизм возникновения остаточных напряжений (что не исключает необходимости анализа других механизмов, роль которых также может быть значительной).

Особый интерес к этой проблеме вызван тем, что в последнее время большое внимание уделяется сравнительно новой технологии переработки полимеров — «химическому формированию» [1], специфически важной особенностью которой является возможность получения массивных и крупногабаритных изделий. В этом случае особенно остро стоит вопрос о выборе приемлемых скоростей охлаждения и уровня  $\sigma_{ij}$ .

Принципиальной причиной возникновения  $\sigma_{ij}$ , согласно анализируемому механизму, является неоднородность температурного поля, приводящая к неоднородности степени превращения (кристалличности) в объеме материала. При этом существенны два источника неоднородности — теплоотдача к окружающей среде и тепловыделения при фазовом переходе. В этой связи важной для рассматриваемой задачи является развитая в работах [2, 3] модель неизотермической кристаллизации полимеров, которая дает возможность рассчитывать конверсионные и температурные поля в кристаллизующихся полимерных изделиях. При кристаллизации полимерных материалов скорость фазового перехода соизмерима со скоростями тепловых процессов, сопровождающих процесс кристаллизации. Вследствие этого граница раздела фаз оказывается «размытой» как в объеме, так и во времени, что не позволяет воспользоваться механическими моделями формирования остаточных напряжений, разработанными, например, для крупных слитков металлов [4] или изделий из стекла [5]. Наиболее полная постановка задач подобного типа осуществлена в работах [6, 7], однако их практическая реализация затруднена из-за сложности экспериментального обеспечения модели.

В настоящей работе будем опираться на экспериментально подтвержденную модель неизотермической кристаллизации полимеров [2, 3],

предусматривающую совместное решение энергетического и кинетического уравнений

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a \nabla^2 T + \frac{Q}{c\rho} \frac{d\alpha}{dt} \quad (1)$$

$$\frac{d\alpha}{dt} = K(T)(1 + C_0\alpha)[\alpha_p(T) - \alpha], \quad (2)$$

где  $a$  — температуропроводность,  $c$  — теплоемкость,  $\rho$  — плотность,  $Q$  — энтальпия процесса кристаллизации,  $T$  — температура,  $t$  — время,  $\alpha$  — степень кристалличности,  $\alpha_p(T)$  — температурная зависимость равновесной степени кристалличности,  $K(T)$  — температурная зависимость начальной скорости кристаллизации,  $C_0$  — константа.

Применимально к полимерному изделию в виде сплошного длинного цилиндра краевые условия для системы уравнений (1)–(2), имеют вид

$$\lambda_T \frac{\partial T}{\partial n} = \bar{\alpha}(T_{cp} - T) \quad (3)$$

$$T_{cp} = f(t), \quad T|_{t=0} = T_0, \quad \alpha|_{t=0} = 0,$$

где  $\lambda_T$  — коэффициент теплопроводности,  $\bar{\alpha}$  — коэффициент теплоотдачи,  $T_{cp}$  — температура окружающей среды,  $n$  — нормаль к поверхности,  $T_0$  — начальная температура расплава полимера.

Температурную зависимость начальной скорости кристаллизации  $K(T)$  в уравнении (2) примем в известной форме

$$K(T) = K_0 \exp\left(-\frac{E}{T - T_c} - \frac{\Psi}{T_{pl} - T}\right), \quad (4)$$

где  $K_0$ ,  $E$ ,  $\Psi$  — константы,  $T_{pl}$  — равновесная температура плавления,  $T_c$  — температура стеклования.

Поскольку вопрос о методах решения тепловой задачи и выборе температурной зависимости равновесной степени кристалличности подробно обсуждался на характерных примерах в работах [2, 3], не будем останавливаться на деталях этой проблемы, а проанализируем механическую задачу, полагая известными пространственно-временное распределение температурных  $T(x, t)$  и конверсионных  $\alpha(x, t)$  полей ( $x$  — координата).

Для постановки механической задачи кристаллизующуюся систему предлагается рассматривать как двухкомпонентную смесь исходного и конечного продуктов, доля которых в общем объеме определяется степенью кристаллизации материала  $\alpha$ , изменяющейся от 0 до  $\alpha_p$ . Исходный продукт — расплав полимера, конечный — твердый кристаллический полимер. Расплав полимера — жидкость, которая при статическом нагружении испытывает только гидростатическое напряженное состояние. С позиций теории вязкоупругости это позволяет считать, что время релаксации исходного продукта относительно сдвиговых напряжений равно нулю. Напряженно-деформированное состояние второй фазы, т. е. закристаллизовавшегося (затвердевшего) продукта представим моделью упругого тела, что соответствует бесконечно большим временам релаксации. Доля компоненты конечного продукта  $\alpha$  находим из решения системы уравнений (1)–(3).

Для вывода определяющих физических соотношений, описывающих напряженно-деформированное состояние двухкомпонентной смеси, рассмотрим выражение для упругой потенциальной энергии в процессе последовательного перехода незатвердевшей фазы в твердую.

Пусть в момент времени  $t=t_0$  произошел переход незатвердевшей фазы в твердую, причем количество вещества, претерпевающего переход, равно приращению степени кристалличности  $\Delta\alpha_0$ . Удельный упругий потенциал, характеризующий новое состояние материала до момента последующего изменения степени превращения, может быть представлен в виде

$$F(\varepsilon_0) = F_r(\varepsilon_0)\Delta\alpha_0 + F_{ik}(\varepsilon_0)(1 - \Delta\alpha_0) \quad (5)$$

Здесь

$$F_t(\varepsilon_0) = \frac{1}{2} \left( K_t - \frac{2}{3} \mu_t \right) I_1^2 [\varepsilon_0 (\Delta\alpha_0)] + \mu_t I_1 [\varepsilon_0^2 (\Delta\alpha_0)] - 3K_t \alpha_t I_1 [\varepsilon_0 (\Delta\alpha_0)] [T(t) - T(t_0)] + K_t k I_1 [\varepsilon_0 (\Delta\alpha_0)] \quad (6)$$

$$F_{jk}(\varepsilon_0) = \frac{1}{2} K_{jk} I_1^2 [\varepsilon (\Delta\alpha_0)] - 3K_{jk} I_1 [\varepsilon_0 (\Delta\alpha_0)] \alpha_{jk} [T(t) - T_0], \quad (7)$$

где  $F_0(\varepsilon_0)$  – удельный упругий потенциал смеси;  $\varepsilon_0$  – линейный тензор полной деформации до момента следующего изменения степени превращения;  $F_t(\varepsilon_0)$  и  $F_{jk}(\varepsilon_0)$  – удельный упругий потенциал соответственно для твердого и незатвердевшего тела;  $K_t$  и  $\mu_t$  – соответственно объемный и сдвиговый модули затвердевшего материала, зависящие от текущего значения температуры  $T(t)$ ;  $I_1[\varepsilon_0(\Delta\alpha_0)]$  – первый вариант тензора деформации  $\varepsilon_0$ , являющийся неявной функцией от степени превращения  $\Delta\alpha_0$ ;  $I_1[\varepsilon^2(\Delta\alpha_0)]$  – первый инвариант от квадрата тензора деформации  $\varepsilon$  [8];  $\alpha_t$  и  $\alpha_{jk}$  – коэффициенты температурного расширения соответственно для твердого и незатвердевшего материалов, которые в общем случае зависят от температуры  $T(t)$ ;  $T_0$  – начальная температура;  $k$  – коэффициент усадки материала.

Пусть в момент  $t=t_1$  произошло следующее изменение степени превращения на величину  $\Delta\alpha_1$ . Тогда суммарная степень превращения на момент времени  $t_1$  равна  $\Delta\alpha_0 + \Delta\alpha_1$ . Это изменение степени превращения соответствует тому, что объемная часть незатвердевшего материала пропорциональна  $\Delta\alpha_1$ , перешла в твердое состояние и с момента времени  $t_1$  будет деформироваться совместно с ранее затвердевшей долей материала, пропорциональной  $\Delta\alpha_0$ . Удельный упругий потенциал такой композиции до момента последующего изменения степени превращения может быть представлен в виде

$$F(\varepsilon_1) = F_t(\varepsilon_1) \Delta\alpha_0 + F_t(\varepsilon_1 - \varepsilon_0) \Delta\alpha_1 + F_{jk}(\varepsilon_1) (1 - \Delta\alpha_0 - \Delta\alpha_1), \quad (8)$$

где  $\varepsilon_1$  – линейный тензор полной деформации до момента следующего изменения степени превращения, который является неявной функцией от  $(\Delta\alpha_0 + \Delta\alpha_1)$ ,  $F_t(\varepsilon_1 - \varepsilon_0) \Delta\alpha_1$  – доля удельного упругого потенциала затвердевшей части материала, пропорциональная  $\Delta\alpha_1$ , тензор деформации которой равен  $(\varepsilon_1 - \varepsilon_0)$ , поскольку в момент ее появления  $t_1$  по отношению к ранее затвердевшей части она имеет нулевое деформированное состояние.

Рассмотрим  $n$ -ый дискретный шаг по превращению  $\Delta\alpha_n$ , соответствующий моменту времени  $t_n$ . Рассуждая аналогично, запишем вид удельного упругого потенциала композиции соответствующего состоянию до момента времени  $t_{n+1}$ , когда произойдет последующее изменение степени превращения  $\Delta\alpha_{n+1}$ .

$$\begin{aligned} F(\varepsilon_n) &= F_t(\varepsilon_n) \Delta\alpha_0 + F_t(\varepsilon_n - \varepsilon_0) \Delta\alpha_1 + \dots + F_t(\varepsilon_n - \varepsilon_{i-1}) \Delta\alpha_i + \dots \\ &\quad \dots + F_t(\varepsilon_n - \varepsilon_{n-1}) \Delta\alpha_n + F_{jk}(\varepsilon_n) (1 - \Delta\alpha_0 - \Delta\alpha_1 - \dots - \Delta\alpha_i - \dots - \Delta\alpha_{n-1} - \Delta\alpha_n) \\ &\quad 0 \leq i \leq n \end{aligned} \quad (9)$$

Здесь  $\varepsilon_i$  – неявная функция от  $(\Delta\alpha_0 + \Delta\alpha_1 + \dots + \Delta\alpha_i)$ , т. е. от суммарного значения степени превращения на момент времени  $t_i$ . Нетрудно заметить, что правая часть выражения (9) является интегральной суммой и при предельном переходе будет иметь вид

$$F[\varepsilon(t)] = \int_0^{\alpha(t)} F_t[\varepsilon[\alpha(t)] - \varepsilon[\alpha(\tau)] d\alpha(t) + F_{jk}[\varepsilon[\alpha(t)]] [1 - \alpha(t)] \quad (10)$$

Таким образом, конкретизовав вид удельной свободной энергии смеси,

можно записать определяющие физические соотношения:

$$\sigma_{ij} = \frac{\partial F}{\partial \varepsilon_{ij}} = \int_0^{(t)} \left\{ \left( K_T - \frac{2}{3} \mu_T \right) I_1 [\varepsilon(t) - \varepsilon(\tau)] \delta_{ij} + 2\mu_T [\varepsilon_{ij}(t) - \varepsilon_{ij}(\tau)] - \right. \\ \left. - 3K_T \alpha_T [T(t) - T(\tau)] \delta_{ij} + K_T k \delta_{ij} \right\} d\alpha(\tau) + K_K I_1 [\varepsilon(t)] \delta_{ij} - \\ - 3K_K \alpha_K [T(t) - T_0] \delta_{ij}, \quad (11)$$

где  $\delta_{ij}$  — символ Кронекера.

Согласно рассматриваемой модели, остаточные напряжения возникают вследствие деформационной неоднородности материала, накапливающейся в процессе затвердевания и обусловленной неоднородностью температурно-конверсионных полей. Физика этого явления состоит в том, что каждая точка среды при переходе из жидкого состояния в твердое проходит свою траекторию в температурно-конверсионном поле, отличную от траектории соседней точки. Это отличие обуславливает деформационную неоднородность, т. е. рассматриваемая среда обладает своеобразной «памятью», отличной от привычной памяти вязкоупругих сред, связанной с тем, что при затвердевании фиксируется напряженное состояние материала.

Важным достоинством такого подхода является очевидный характер определяющего соотношения (10) и простота экспериментального обеспечения модели, так как для ее численной реализации достаточно определить температурные зависимости физико-механических характеристик исходного и конечного материала.

Определив напряжения с помощью уравнений (11), можно перейти к постановке краевой задачи, которая для исследуемой среды имеет обычный вид [8].

Уравнение равновесия

$$\operatorname{div} \sigma + f = 0, \quad x \in V \quad (12)$$

Краевые условия

$$u = 0, \quad x \in S_n, \quad v \cdot \sigma = g, \quad x \in S_\sigma \quad (13)$$

Геометрические соотношения Коши

$$\varepsilon = \frac{1}{2} [(\nabla u)' + \nabla u], \quad (14)$$

где  $\sigma$  — тензор напряжений;  $u, f, g$  — соответственно векторы перемещений массовых и поверхностных сил;  $V$  — область, заключающая в себе затвердевший материал;  $x$  — радиус-вектор произвольной точки области  $V$ ;  $S_n, S_\sigma$  — части границы области  $V$ , на которых заданы соответствующие краевые условия;  $v$  — радиус-вектор внешней единичной нормали к поверхности  $S_\sigma$ ; точка в соотношении (13) определяет скалярное произведение вектора на тензор.

Обобщенное решение сформулированной краевой задачи находим, используя вариационный принцип возможных перемещений [8], согласно которому сумма виртуальных работ на возможных перемещениях равна нулю

$$\delta A_\sigma + \delta A_q = 0, \quad (15)$$

где

$$\delta A_\sigma = \int_V \sigma_{ij} \delta \varepsilon_{ij} dV \quad (16)$$

есть виртуальная работа внутренних напряжений. Виртуальная работа заданных сил  $\delta A_q$  в данном случае равна нулю.

Поскольку в настоящей работе в качестве примера исследуется напряженное состояние в изделиях цилиндрической формы, вариационное уравнение имеет вид

$$\delta A_\sigma = \int_V \{\delta \varepsilon\}^T \{\sigma\} dV = 0, \quad (17)$$

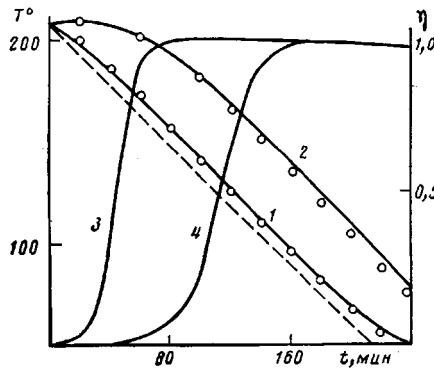


Рис. 1

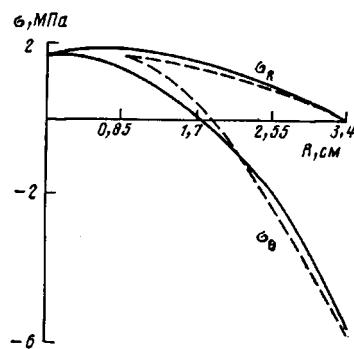


Рис. 2

Рис. 1. Изменения температуры  $T$  (1, 2) и степени превращения (3, 4) на поверхности (1, 3) и в центре (2, 4) цилиндра радиусом  $R=3,4$ . Штриховая линия – изменение температуры среды, сплошные – расчет; точки – эксперимент

Рис. 2. Распределение остаточных напряжений в цилиндре радиусом  $R=3,4$  см, при скорости охлаждения 1 град/мин. Сплошная линия – расчет, штриховая – эксперимент

$$\text{где } \{\delta\varepsilon\} = \{\delta\varepsilon_r, \delta\varepsilon_\theta\} \quad (\text{матрица-строка}), \quad \{\sigma\} = \begin{pmatrix} \sigma_r \\ \sigma_\theta \end{pmatrix} \quad (\text{матрица-столбец}).$$

Численная реализация поставленной задачи (17) осуществляется методом конечных элементов. Перемещения и присутствующую в уравнении (11) степень превращения  $\alpha$ , а также температуру  $T$  внутри каждого элемента аппроксимировали линейными функциями по координате  $r$ . Необходимость интегрирования по параметру  $\alpha$  приводит к особенности расчета полей напряжений, которая заключается в пошаговом вычислении полей деформаций и напряжений по параметру  $\alpha$  на каждом временном слое.

Возвращаясь к тепловой задаче (1)–(3), исследуем сходимость расчетных значений температур с экспериментальными на примере получения цилиндрических блоков из поликапроамида (ПА-6).

Определим все материальные константы этого материала, необходимые для расчетов. Образцы диаметром 67 и длиной 300 мм (такое соотношение размеров позволяет рассматривать их практически однородными по продольной координате  $z$ ) получали методом анионной активированной полимеризации  $\varepsilon$ -капролактама, как описано в работе [9]. Получаемый при этом переохлажденный расплав полимера ( $T_{\text{пл}} = -228^\circ$ ) охлаждали, изменяя температуру окружающей среды по линейному закону. При этом автоматическая система регулирования обеспечивала скорость охлаждения 1 град/мин. В процессе решения обратной задачи, определяемой уравнениями (1)–(3), были найдены следующие значения констант:  $T_0 = 317$  К,  $E = 287$  К,  $\Psi = -226$  К,  $K_0 = 16$  мин $^{-1}$ ,  $\lambda_0 = 35$  Вт/м·град,  $\Delta H = 164$  кДж/кг,  $c_p = 2,6 \cdot 10^3$  кДж/м $^3$ ·град.

Результаты решения задачи представлены на рис. 1. Для удобства анализа получаемых результатов на графиках вместо степени кристалличности  $\alpha$  приводится ее величина, отнесенная к  $\alpha_p$ . Эта величина изменяется от 0 до 1 и обозначена через  $\eta$ . Из рис. 1 видно, что полученное решение с использованными значениями констант весьма хорошо соглашается с экспериментальными данными. При этом, как показывают расчеты и эксперимент, даже в цилиндре сравнительно небольшого диаметра в процессе кристаллизации возникает резкая неоднородность степени превращения  $\eta$  и температуры  $T$  по объему блока. В различных точках образца разность температур достигает десятков градусов.

Опираясь на результаты решения тепловой задачи, был исследован процесс формирования остаточных напряжений на примере цилиндрических изделий из ПА-6. Для этого, согласно предложенной механической модели, были просчитаны различные варианты обсуждаемой задачи, в которых варьировали основные параметры, влияющие на уровень  $\sigma$  – скорость охлаждения и размер изделия.

В процессе решения использовали следующие значения констант:  $\alpha_t = 9 \cdot 10^{-5}$ ,  $\alpha_{\text{ж}} = 2,8 \cdot 10^{-4}$  град $^{-1}$ ;  $v_t = 0,34$ ,  $v_{\text{ж}} = 0,495$ ;  $k = 0,034$ ,  $K_{\text{ж}} = 3$ .

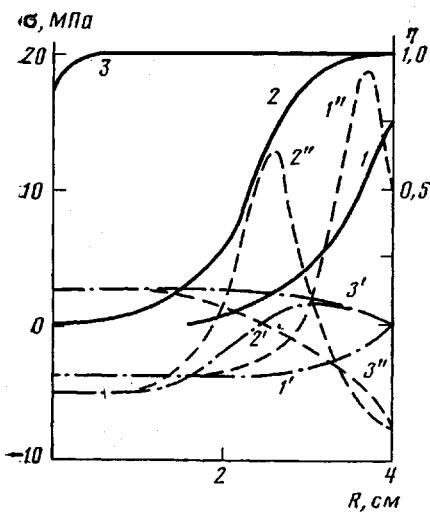


Рис. 3

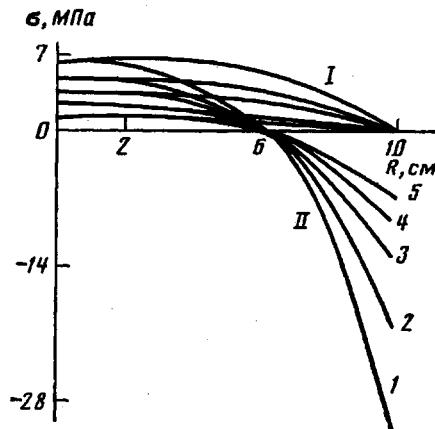


Рис. 4

Рис. 3. Распределение степени превращения  $\eta$  (1-3), а также напряжений  $\sigma_r$  (1'-3') и  $\sigma_\theta$  (1''-3'') в цилиндре радиусом  $R=4$  см через 40 (1-1''), 70 (2-2'') и 140 мин (3-3'') после начала процесса

Рис. 4. Распределение остаточных напряжений  $\sigma_r$  (I) и  $\sigma_\theta$  (II) в цилиндре радиусом  $R=10$  см, при скорости охлаждения 2 (1); 1 (2); 0,75 (3); 0,5 (4) и 0,25 град/мин (5)

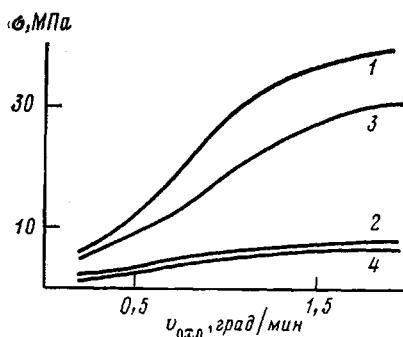


Рис. 5

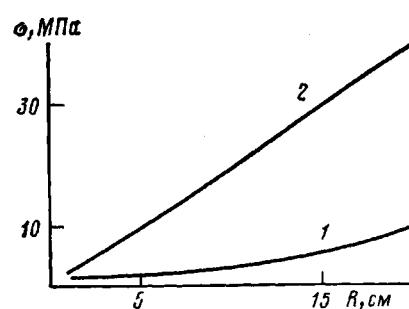


Рис. 6

Рис. 5. Зависимости максимальных остаточных напряжений  $\sigma_r$  (1, 3) и  $\sigma_\theta$  (2, 4) от скорости охлаждения для цилиндров радиусом  $R=15$  (1, 2) и  $10$  см (3, 4)

Рис. 6. Зависимости максимальных (по модулю) остаточных напряжений  $\sigma_r$  (1) и  $\sigma_\theta$  (2) от радиуса цилиндра при скорости охлаждения 1 град/мин

$\cdot 10^3$  МН/м<sup>2</sup>. Значения величин  $K_r(T)$  и  $\mu_r(T)$  вычисляли из температурной зависимости модуля упругости [10]. Результаты решения приведены на рис. 2-6.

Для оценки достоверности полученных решений провели их экспериментальную проверку, в ходе которой методом разрезания колец [11] были определены остаточные напряжения в одном типичном случае — сплошном цилиндре радиусом  $R=3,4$  см. На рис. 2 сопоставлены данные, полученные экспериментально (штриховая линия), с расчетными величинами (сплошная линия). Как видно, наблюдается достаточно хорошее совпадение представленных результатов. Отклонение расчетных значений от экспериментальных не превышает 15%. Отметим, что в центральной области ( $R < 0,8$  см) не удалось получить достоверных экспериментальных данных из-за методических сложностей приготовления колец с малым радиусом. Согласие результатов расчета с экспериментом свидетельствует о том, что в данном случае при охлаждении полимерных образцов доминирующим механизмом образования внутренних напряжений является неоднородная кристаллизация по объему материала.

Полученные результаты расчета позволяют обсудить две группы вопросов — как изменяется  $\sigma_{ij}$  в процессе изготовления изделия (в процессе кристаллизации) и какими они оказываются после завершения процесса.

Проследим за эволюцией  $\sigma_{ij}$  в зависимости от степени превращения  $\eta$  на примере сплошного цилиндра радиусом  $R=4$  см при скорости охлаждения 1 град/мин. На рис. 3 построены распределения радиальных  $\sigma_R$  и окружных  $\sigma_\theta$  напряжений в различные моменты времени вплоть до практически полного завершения процесса.

Представленные результаты позволяют анализировать механические явления при формировании полимерных изделий, в частности выявить взаимосвязь степени превращения  $\eta$  с напряженно-деформированным состоянием материала. Видно, что через 40 мин с начала процесса затвердевания в поверхностных слоях, где  $\eta$  достигает 75%, возникают большие растягивающие окружные напряжения  $\sigma_\theta$ , тогда как центральная область находится в состоянии гидростатического сжатия. С ростом  $\eta$  при длительности процесса 70 мин окружные напряжения меняют знак на поверхности, а зона гидростатического сжатия уменьшается. Увеличение зоны полностью закристаллизованного материала приводит к дальнейшему падению гидростатического сжатия в центре и уменьшению растягивающих окружных напряжений, причем в значительной области поверхностных слоев уже сформировались остаточные напряжения, которые в дальнейшем практически не изменяются. Материал полностью закристаллизовывается через  $\sim 140$  мин во всем объеме и к этому моменту завершается формирование остаточных напряжений. Приведенные результаты подтверждают модельные представления о механизме формирования остаточных напряжений, предлагаемые в настоящей работе.

Влияние скорости охлаждения  $v_{\text{окл}}$  на уровень остаточных напряжений было исследовано численно на примере охлаждения сплошного цилиндра радиусом  $R=10$  см при различных скоростях охлаждения от 0,25 до 2,0 град/мин. Результаты расчета представлены на рис. 4, из которого количественно видно, как с увеличением скорости охлаждения увеличивается уровень остаточных напряжений. Аналогичные расчеты были проведены для цилиндра радиусом  $R=15$  см. На рис. 5 приведены зависимости максимальных (по модулю) остаточных напряжений от скорости охлаждения для этих двух случаев.

На рис. 6 показаны максимальные значения остаточных напряжений в цилиндрах разного радиуса при одинаковой скорости охлаждения. Хорошо видно, что при прочих равных условиях размер изделия в существенной степени влияет на уровень остаточных напряжений. Даже в сравнительно небольших (с производственной точки зрения) блоках их уровень оказывается весьма значительным. Если учесть, что в ходе процесса кристаллизации  $\sigma_{ij}$  могут быть больше, чем в конечном состоянии (как это было показано на рис. 3), а предел прочности материала при повышенной температуре ниже, чем при комнатной, становятся вполне понятными и объяснимыми случаи возникновения трещин и разрывов в ходе формирования массивных изделий (блоков или заготовок). Поэтому во всех случаях назначения режима охлаждения изделий, изготавливаемых из кристаллизующихся полимеров, необходимо осуществлять оценочный расчет внутренних напряжений. Выше изложена рациональная схема такого расчета.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Малкин А. Я. // Пласт. массы. 1985. № 2. С. 29.
2. Бегишев В. П., Кипин И. А., Андрианова З. С., Малкин А. Я. // Высокомолек. соед. Б. 1983. Т. 25. № 5. С. 343.
3. Бегишев В. П., Кипин И. А., Андрианова З. С., Малкин А. Я. // Высокомолек. соед. А. 1983. Т. 25. № 11. С. 2441.
4. Косевин А. М., Танатаров Л. В. // Физика металлов и металловедение. 1959. Т. 8. Вып. 2. С. 255.
5. Инденбойм В. Л. // Физика твердого тела. Т. 1. М.-Л., 1959. С. 236.
6. Москвитин В. В. Сопротивление вязкоупругих материалов. М., 1972. С. 327.
7. Болотин В. В. Труды МЭИ. Динамика и прочность машин. Вып. 101. М., 1974. С. 7.
8. Лурье А. Н. Теория упругости. М., 1970. С. 940.

9. Бегишев В. П., Болгов С. А., Малкин А. Я., Субботина Н. И., Фролов В. Г. Высокомолек. соед. Б. 1979. Т. 21. № 9. С. 714.  
10. Лавочник Ю. Б., Бегишев В. П., Шадрин О. А. // Напряженно-деформированное состояние и прочность конструкций. Свердловск, 1982. С. 129.  
11. Биргер И. А. Остаточные напряжения. М., 1963. С. 232.

Научно-производственное  
объединение «Пластмассы»

Поступила в редакцию  
23.IV.1986

Институт органической химии  
УНЦ АН СССР

Институт механики сплошных  
сред УНЦ АН СССР

## RESIDUAL STRESSES RELATED WITH CRYSTALLIZATION OF POLYMER MELT

Malkin A. Ya., Begishev V. P., Shardakov I. N., Shadrin O. A.,  
Bolgov S. A.

### Summary

Formation of stress-strain state in crystallizable polymer products has been studied. The crystallization mechanism of arising of residual stresses in polycaproamide products is discussed. The mathematical model of the process is proposed predicting the appearance of residual stresses as a result of strain heterogeneity of a material accumulated during hardening and related with heterogeneity of temperature-conversion fields.