

УДК 541.64:539.3

ТЕРМОФОРМОВАНИЕ ЛИСТОВ ИЗ ЧАСТИЧНО КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ПОЛИМЕРОВ: МОДЕЛИРОВАНИЕ И РАСЧЕТЫ МЕТОДОМ КОНЕЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

© 2008 г. A. Makradi*, S. Ahzi*, S. Belouettar**, D. Ruch**

*University Louis Pasteur, Institut de Mécanique des fluides et des Solides UMR 7507
2 Rue Boussingault, 67000 Strasbourg, France

**LTI, Research Center Henry Tudor
70 Rue de Luxembourg, L-4221 Esch-sur-Alzette, Luxembourg

Предложена микромеханическая упруговязкопластическая модель процесса термоформования частично кристаллических полимеров, учитывающая зависимость свойств материала от температуры и скорости деформирования. Во время термоформования температура в листе пластика поддерживается постоянной, и ее изменение возникает только из-за адиабатического нагрева. Моделирование проведено для изотактического ПП методом конечных элементов. Толщина листа, ориентация молекул полимера и его степень кристалличности сильно зависят от температуры проведения процесса и геометрии формы для прессования. Также учтена аморфизация полимера при формировании.

ВВЕДЕНИЕ

Упрощенная схема процесса термоформования полимеров под давлением представлена на рис. 1. Процесс включает нагрев излучением и последующее вдавливание в форму тонкого листа пластика выше температуры его размягчения. Затем нагрев прекращают, и лист деформируют в пресс-форме. Давление либо прикладывают извне к верхней стороне листа, либо откачивают воздух из пространства между листом и пресс-формой. Перед снятием давления происходит “замораживание” –

полимер охлаждает ниже температуры стеклования для сохранения окончательной геометрии изделия и фиксации молекулярной структуры, сформировавшихся на горячей стадии деформирования. На поведение материалов в процессе термоформования сильно влияют уровень создаваемых напряжений, скорость их изменения и температура [1]. Для улучшения качества изделий эти факторы необходимо контролировать.

Модель термоформования полимерных материалов была предложена Aus Der Wiesche [2] с



Рис. 1. Схема процесса термоформования полимеров под давлением.

E-mail: makradi@imfs.u-strasbg.fr (Ahmed Makradi).

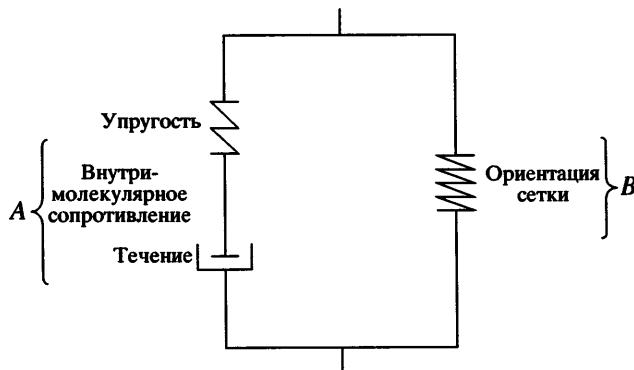


Рис. 2. Схематическое разделение полного соотв-рения деформированию на внутримолекулярную и сеточную части.

учетом вязкоупругих определяющих соотношений. Warby и соавторы [3] рассмотрели определяющие соотношения, в которых величины, входящие в модель, принимались не зависящими ни от температуры, ни от скорости деформации. Значения параметров модели получали из экспериментальных кривых напряжение–деформация при постоянной скорости деформации и температуре. Schmidt и соавторы [4] разработали трехмерный численный метод для моделирования и экспериментальную установку для измерения температуры листа полимера на стадии нагрева. Трехмерная микромеханическая упруговязкопластическая модель процесса термоформования аморфных полимеров была разработана Makradi с соавторами [5]. Они показали, что механические характеристики конечного изделия существенно зависят от температуры процесса и профиля приложенного давления.

Цель настоящей работы – моделирование термоформования частично кристаллических полимеров. Различные микромеханические процессы, учитываемые в этой модели, базируются на экспериментальных данных по пластическому деформированию изотактического ПП [6–8]. В недеформированном состоянии ПП имеет сферолитную морфологию без преимущественной ориентации цепей. Сферолиты состоят из радиально ориентированных кристаллических ламелей, разделенных аморфными областями. Пластическое деформирование ПП при больших степенях вытяжки ведет к разрушению сферолитов и ламелей, что вызывает аморфизацию материала [6–8]. Для моделирования вклада кристаллической фазы в деформационное упрочнение счита-

ется, что оставшиеся кристаллиты препятствуют вытяжке и складыванию цепей в аморфной фазе. Аморфизацию моделируют феноменологически для подгонки результатов к имеющимся экспериментальным данным [6–8].

Модель учитывает зависимость характера микромеханических процессов от температуры и скорости деформации. В предыдущей работе температуру процесса принимали постоянной и однородной, но допускали ее изменение из-за адиабатического нагрева. Пластиичность полимера моделировали с помощью процедуры осреднения. Вклад от обеих фаз усредняли, и материал рассматривался как однородный континуум. Предложенную модель рассчитывали при помощи коммерческого программного обеспечения Abaqus [9].

ОПРЕДЕЛЯЮЩИЕ СООТНОШЕНИЯ

Введем обозначения: \mathbf{F} – градиент тензора деформации, \mathbf{V} – тензор вытяжки, \mathbf{R} – тензор поворота, \mathbf{L} – тензор градиента скорости, \mathbf{D} – тензор скорости деформирования, \mathbf{W} – тензор спина, \mathbf{T} – тензор напряжений Коши, θ – абсолютная температура, τ – эффективное напряжение сдвига.

Трехмерные определяющие соотношения для больших деформаций базируются на работе Boyce с соавторами [10] и Makradi с соавторами [11, 12]. Вариант модели, используемый для описания деформационного поведения полимера (рис. 2), учитывает внутримолекулярное сопротивление A , действующее параллельно с сопротивлением полимерной сетки B . Полный градиент приложенной деформации \mathbf{F} равен внутримолекулярному \mathbf{F}_A и сеточному \mathbf{F}_B градиентам деформации:

$$\mathbf{F} = \mathbf{F}_A = \mathbf{F}_B \quad (1)$$

Полный тензор напряжений Коши \mathbf{T} представляет собой сумму внутримолекулярных \mathbf{T}_A и сеточных \mathbf{T}_B напряжений Коши

$$\mathbf{T} = \mathbf{T}_A + \mathbf{T}_B \quad (2)$$

Сеточные напряжения: сопротивление B

Ориентация макромолекул полимера при больших деформациях вызывает появление внутренних напряжений в сетке зацеплений. Эти на-

прожения представляют собой меру сопротивления пластическому течению из-за ориентации цепей. В настоящей работе сеточные напряжения моделировали моделью высокоэластичности Arada и Boyce [13], в которой связь между вытяжкой и напряжениями задается выражением

$$\mathbf{T}_B = \frac{1}{J_B} C_R \frac{\sqrt{N}}{\bar{\lambda}} l^{-1} \left(\frac{\bar{\lambda}}{\sqrt{N}} \right) [\bar{\mathbf{B}} - (\bar{\lambda})^2 \mathbf{I}], \quad (3)$$

где $\bar{\mathbf{B}} = \bar{\mathbf{F}}_B (\bar{\mathbf{F}}_B)^T$ и $\bar{\mathbf{F}}_B = (J_B)^{-1/3} \mathbf{F}_B$. Здесь $J_B = \det(\mathbf{F}_B)$ есть изменение объема сетки, l^{-1} – обратная функция Ланжевена, определяемая аппроксимирующей функцией $l^{-1}(x) \approx x(3-x^2)/(1-x^2)$ [14], C_R – модуль высокоэластичности, $\sqrt{N} = \lambda_{locking}$ – предельная степень вытяжки. При моделировании считали, что кристаллиты ограничивают вытяжку полимерных цепей в аморфной фазе ПП. Аморфизация приводит к увеличению деформации перед деформационным упрочнением. Предполагается, что N возрастает с уменьшением степени кристалличности ϕ по закону

$$N(\phi) = N_0(\theta) \left(\frac{\phi_0}{\phi} + 1 \right) \quad (4)$$

(ϕ_0 – исходная степень кристалличности полимера). Температурная зависимость $N(\phi)$ выражается через $N_0(\theta)$ по соотношению [15]

$$N_0(\theta) = N_A + b\theta \quad (5)$$

Параметры материала N_A и b приведены в табл. 1. Эффективная вытяжка каждой цепи сетки $\bar{\lambda}$ (уравнение (3)) определяется как среднее квадратичное из приложенных к сетке деформаций

$$\bar{\lambda} = [(1/3)\text{tr}(\bar{\mathbf{B}})]^{1/2} \quad (6)$$

Внутримолекулярное сопротивление A

Внутримолекулярное сопротивление включает в себя вклады от аморфной и кристаллической фаз полимера. Деформационный отклик состоит из начального упругого процесса и последующего течения. Моделью такой отклика можно представить как пружину в последовательности вязких элементов. Значит, деформацию аморфной фазы можно разложить на упругую \mathbf{F}_A^e и термопласти-

Таблица 1. Параметры модели

Параметр	Уравнение	Значение
Φ_0	(4)	0.52
N_A	(5)	0.4
b, K^{-1}	(5)	0.0047
$\dot{\gamma}_0, \text{с}^{-1}$	(10)	1.75×10^6
Φ_∞	(13)	0.92
$\dot{\epsilon}_{ref}, \text{с}^{-1}$	(14)	0.45
m	(14)	3
ζ	(14)	0.1
$D_{av}, ^\circ\text{C}$	(15)	60
$\Theta_{max}, ^\circ\text{C}$	(15)	65
K_{max}	(15)	0.55
$\Theta_{ref}, ^\circ\text{C}$	(18)	25
$m_E, \text{МПа/К}$	(18)	4

ческую \mathbf{F}_A^{hp} компоненты в виде мультипликативного представления градиента деформаций внутримолекулярного сопротивления \mathbf{F}_A :

$$\mathbf{F}_A^e = \mathbf{V}_A^e \mathbf{R}_A^e \quad (7)$$

Здесь \mathbf{V}_A^e – тензор упругой вытяжки, \mathbf{R}_A^e – тензор упругого поворота.

Уравнение для напряжений

Напряжения Коши задаются соотношением

$$\mathbf{T}_A = \frac{1}{J_A} \mathfrak{X}^e [\ln(\mathbf{V}_A^e)], \quad (8)$$

где $J_A = \det(\mathbf{F}_A^e)$ – изменение объема, \mathfrak{X}^e – тензор четвертого порядка средних значений жесткости, $\ln(\mathbf{V}_A^e)$ – деформация по Генки. Здесь предполагается, что упругость изотропна, и сдвиговые модули кристаллической фазы выбирались в 5 раз большими, чем аморфной фазы. Для вычисления тензора четвертого порядка \mathfrak{X}^e применяли метод самосогласования [16].

Эволюционное уравнение для \mathbf{F}_A^{hp} : закон течения

Используя определение градиента скорости, изменение $\dot{\mathbf{F}}_A^{hp}$ во времени можно записать как

$$\begin{aligned} \dot{\mathbf{F}}_A^{thp} &= \mathbf{L}_A^{thp} \mathbf{F}_A^{thp} \\ \mathbf{L}_A^{thp} &= \mathbf{W}_A^{thp} + \mathbf{D}_A^{thp} \\ \mathbf{W}_A^{thp} &= 0, \quad \mathbf{D}_A^{thp} = \mathbf{D}^p + \beta(\theta) \dot{\theta} \mathbf{I}, \\ \mathbf{D}^p &= \frac{\dot{\gamma}_A}{\sqrt{2} \tau_A} \mathbf{T}_A', \quad \tau_A = \left(\frac{1}{2} \mathbf{T}_A' \mathbf{T}_A' \right)^{1/2}, \end{aligned} \quad (9)$$

где $\beta(\theta)$ – зависящий от температуры коэффициент термического расширения. Скорость сдвига при вязком течении $\dot{\gamma}_A$ определяется выражением аррениусовского типа, предложенным Argon [1] и модифицированным Boyce с соавторами [10, 17]. Заметим, что кристаллическая фаза предполагается жесткоупругой:

$$\dot{\gamma}_A = \dot{\gamma}_0 \exp \left[\frac{\Delta G(1 - \tau_A/s)}{k\theta} \right] \quad (10)$$

Здесь $\dot{\gamma}_0$ – референтная скорость сдвига, ΔG – энергетический барьер при течении, s – деформационное сопротивление, принятое равным $0.35G_a$, где G_a – упругий модуль сдвига аморфной фазы. Отметим, что в литературе приводятся и другие модели, способные лучше описывать поведение материала, особенно для температур выше T_g и в более широком диапазоне скоростей деформации [15, 18]. Однако для простоты мы будем использовать модифицированную модель Argon, которая достаточно хорошо согласуется с экспериментальными результатами для малых и умеренных скоростей деформации [10–12, 19].

Адиабатический нагрев

При деформировании полимеров выделяется тепло. Баланс энергии в дифференциальной форме можно записать как

$$\rho C_p(\theta) \dot{\theta} - \operatorname{div}(\Gamma(\theta) \operatorname{grad}(\theta)) = \dot{q}, \quad (11)$$

где ρ – плотность, $C_p(\theta)$ – удельная теплоемкость, $\Gamma(\theta)$ – теплопроводность, \dot{q} – скорость выделения тепла, обусловленная только пластическим течением [20]. Она равна $[\operatorname{trace}(\mathbf{T}' \mathbf{D}^p)]$. Предполагается, что работа пластической деформации, связанная с тензором обратных напряжений, запасается в виде свободной энергии вследствие “замороженной” ориентации цепей [21]. При моделировании пренебрегали теплопроводностью и величи-

ну $[\operatorname{trace}(\mathbf{T}' \mathbf{D}^p)]$ аппроксимировали произведением $[\tau_A \dot{\gamma}^p]$. Тогда результирующее уравнение для энергетического баланса принимает вид

$$\dot{\theta} = \frac{\tau_A \dot{\gamma}^p}{\rho C_p(\theta)} \quad (12)$$

Эволюция степени кристалличности

Вводя степень кристалличности ϕ с начальным значением ϕ_0 , можно определить степень аморфизации по формуле

$$\phi = 2\phi_0 - y\phi_\infty, \quad (13)$$

в которой y – степень превращения, а ϕ_∞ определена таким способом, чтобы $(1 - \phi_\infty)$ соответствовала минимальной кристалличности при бесконечной деформации. Скорость превращения описывается феноменологическим выражением, выведенным Doufas с соавторами [22] на основе уравнения Avrami и затем модифицированным Ahzi с соавторами [12] для учета влияния скорости деформирования. Эволюционное уравнение для скорости превращения \dot{y} как функции достигнутых напряжений Коши \mathbf{T} и полного модуля сдвига G_{com} записывается как

$$\begin{aligned} \dot{y} &= \frac{dy}{dt} = \frac{\dot{\epsilon}_{eq}}{\dot{\epsilon}_{ref}} m K_{av}(\theta) [-\ln(1-y)]^{(m-1)/m} (1-y) \times \\ &\times \exp \left(\zeta \frac{\operatorname{tr} \mathbf{T}}{G_{com}} \right), \end{aligned} \quad (14)$$

где m – показатель степени Avrami, ζ – безразмерный параметр, входящий в модель, θ – температура (в $^{\circ}\text{C}$), $\dot{\epsilon}_{eq}$ – приложенная эквивалентная скорость деформации, $\dot{\epsilon}_{ref}$ – референтная скорость деформации и $K_{av}(\theta)$ – функция, описывающая скорость превращения [20]:

$$K_{av}(\theta) = K_{max} \exp \left(-4 \ln(2) \frac{\theta - \theta_{max}}{D_{av}} \right) \text{с}^{-1} \quad (15)$$

Здесь K_{max} , θ_{max} и D_{av} – материальные константы, приведенные в табл. 1. Эволюцию степени превращения y вычисляли на каждом временном шаге расчета с использованием неявной аппроксимации Эйлера: $y_{t+\Delta t} = y_t + \dot{y}_{t+\Delta t} \Delta t$ с $y_{t=0} \Phi_{inf} = \phi_0$.

Свойства материала

Теплоемкость. Теплоемкость $C_p(\theta)$ является функцией степени кристалличности ϕ и абсолютной температуры: $C_p(\theta) = C_c\phi + C_a(1 - \phi)$, где C_c и C_a – теплоемкость кристаллической и аморфной фаз соответственно. Эти параметры представлены как квадратичные функции температуры θ согласно работе [22] следующим образом:

$$\begin{aligned} C_c(\theta) &= C_{c1} + C_{c2}\theta + C_{c3}\theta^2 \\ \text{и } C_a(\theta) &= C_{a1} + C_{a2}\theta + C_{a3}\theta^2 \end{aligned} \quad (16)$$

Плотность. Плотность ρ определяется из плотности кристаллической ρ_c и аморфной ρ_a фаз, которые предполагаются не зависящими от температуры:

$$\rho = \rho_c\phi + \rho_a(1 - \phi) \quad (17)$$

Параметры уравнений (16) и (17) приведены в табл. 2.

Модули Юнга. Температурные зависимости модулей Юнга определяют из экспериментальных наблюдений, следя Boyce с соавторами [10]:

$$E(\theta) = E(\theta_{ref}) - m_E(\theta - \theta_{ref}) \quad (18)$$

Параметры уравнения (18) приведены в табл. 1.

Процедура интегрирования

Предложенные упруговязкопластические определяющие соотношения для описания больших деформаций частично кристаллического полимера выше его температуры стеклования включены явным образом в коммерческое программное обеспечение Abaqus [9] с помощью процедуры VUMAT. Данный раздел посвящен описанию структуры алгоритма и численному интегрированию на каждом временном шаге.

Для расчета внутримолекулярных напряжений Коши T_A в момент времени $(t + \Delta t)$ из уравнения (8) необходимо вычислить упругий градиент деформации F_A^e :

$$(F_A^e = F(F_A^{thp})^{-1})_{t+\Delta t}, \quad (19)$$

где полный градиент деформации F вычисляется из предполагаемой величины перемещений. Если локальные напряжения Коши T недостаточно ве-

Таблица 2. Физические свойства изотактического ПП

Параметр	Уравнение	Значение
C_R , МПа	(3)	12
ΔG , Дж	(10)	1.16×10^{-19}
C_{c1} , кал/г °C	(16)	0.2502
C_{c2} , кал/г °C	(16)	7×10^{-4}
C_{c3} , кал/г °C	(16)	0
C_{a1} , кал/г °C	(16)	0.3243
C_{a2} , кал/г °C	(16)	5.65×10^{-4}
C_{a3} , кал/г °C	(16)	0
ρ_c , кг/м ³	(17)	950
ρ_a , кг/м ³	(17)	850
$E(\theta_{ref})$, МПа	(18)	400

лики для начала течения, то вязкопластические деформации отсутствуют, $F_A^{thp} = I$. Как только локальные напряжения Коши достигают порога течения, тензор F_A^{thp} перестает быть единичным и изменяется в соответствии с вязкоупругими определяющими соотношениями (уравнения (9) и (10)). Выражение для изменения градиента пластической деформации $\dot{F}_{t+\Delta t}^{thp}$ сначала находится из равенства $\dot{F}_A^{thp} = D_A^{thp} F_A^{thp}$. Уравнение для обновления $(F_A^{thp})_{t+\Delta t}$ имеет вид

$$(F_A^{thp})_{t+\Delta t} = (F_A^{thp})_t + (D_A^{thp} F_A^{thp})_{t+\Delta t} \Delta t \quad (20)$$

Вклад в полный тензор напряжений Коши от ориентации макромолекул T_B вычисляется по уравнению (3) на каждом временном шаге. Тогда же с использованием алгоритма левосторонних разностей корректируется значение температуры $\theta_{t+\Delta t}$:

$$\theta_{t+\Delta t} = \theta_t + \dot{\theta} \Delta t, \quad (21)$$

где скорость изменения температуры $\dot{\theta}$ определяется по уравнению (12).

Контакт между литьевой формой и листом полимера описывается законом трения Кулона [9], в котором коэффициент трения μ принят равным 0.15.

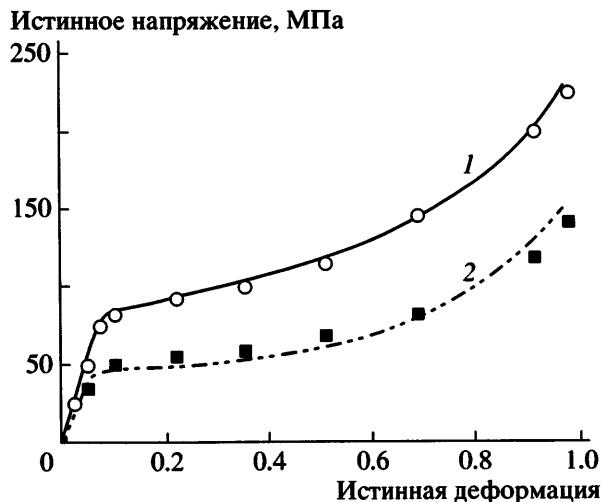


Рис. 3. Рассчитанные кривые напряжение–деформация при сжатии при инженерной скорости деформирования $\dot{\epsilon} = 0.0024 \text{ с}^{-1}$ в сравнении с экспериментальными данными [6–8] (точки) при 25 (1) и 52°C (2).

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Экспериментальные данные по изотактическому ПП, необходимые для калибровки модели, могут быть найдены в литературе [6–8]. Для определения параметров модели предсказанные кривые истинное напряжение–деформация (рис. 3) и степень кристалличности–деформация (рис. 4) сравнивали с экспериментальными данными по плоскому деформированию на сжатие, выполненному при $\theta = 25^\circ\text{C}$ и постоянной инженерной скорости деформирования $\dot{\epsilon} = 0.0024 \text{ с}^{-1}$ [6–8]. Материальные и модельные параметры приведены в табл. 1 и 2. Они используются для предсказания истинных кривых напряжение–деформация и изменения степени кристалличности при $\theta = 52^\circ\text{C}$ (рис. 3 и 4). По сравнению с $\theta = 25^\circ\text{C}$ после течения ПП при $\theta = 52^\circ\text{C}$ упрочнение оказывается менее значительным (рис. 3). Это может быть следствием роста скорости разрушения кристаллитов (аморфизации) с повышением температуры (рис. 4). Следует отметить, что результаты моделирования на рис. 3, 4 получены при постоянной истинной скорости деформации. Сравнение с экспериментальными данными Machado с соавторами [6–8] может быть не вполне адекватным, так как экспериментальные данные в настоящей работе получены при постоянной инженерной скорости деформирования. Предполагается, что найденные при таком методе подгонки параметры не

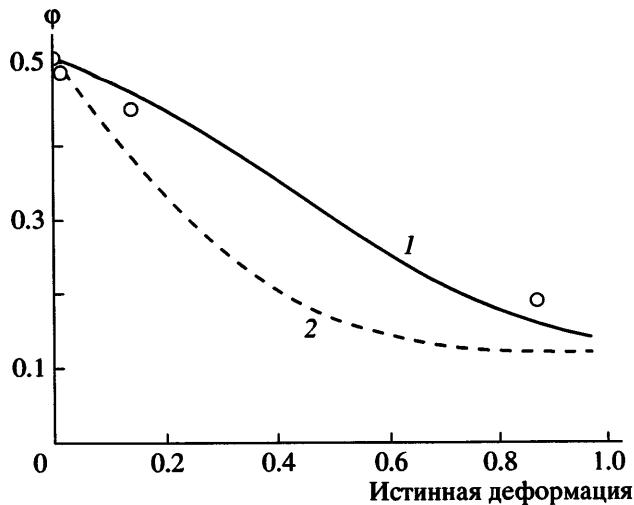


Рис. 4. Рассчитанная зависимость степени кристалличности ϕ от деформации при инженерной скорости деформирования $\dot{\epsilon} = 0.0024 \text{ с}^{-1}$ в сравнении с экспериментальными данными [6–8] (точки) при 25 (1) и 52°C (2).

оказывают сильного влияния на результаты моделирования процесса термоформования методом конечных элементов.

Принималось, что литьевая форма имеет круглую конфигурацию с диаметром $l_0 = 0.6 \text{ м}$ и глубиной $d = 0.1 \text{ м}$ (рис. 1). Полимерный лист имел вид круглого диска диаметра 0.6 м. Его часть в деформированном состоянии показана на рис. 5. При моделировании считалось, что приложенное давление линейно изменялось от центра к стенкам формы. Давление максимально в центре ($p = 20 \text{ МПа}$) и равно нулю на краях. Контакт между листом и формой впервые появляется в центре последней и постепенно распространяется к стенкам. Поэтому влияние контактных сил и приложенного давления приводит к нелинейному радиальному профилю толщины листа (между центром и первым пиком, рис. 6). Первый и второй пики, показанные на рис. 6, появляются из-за контакта листа с краями формы. Первый находится на границе между основанием формы и ее стенками, второй – на границе между стенками и зажимами. Область между пиками соответствует зоне, в которой полимерный лист примыкает к стенкам. Между зажимами и стенками лист лежит на поверхности формы, и приложенное там давление равно нулю. Единственной причиной изменения толщины в этой области является растяжение из-за давления внутри формы.

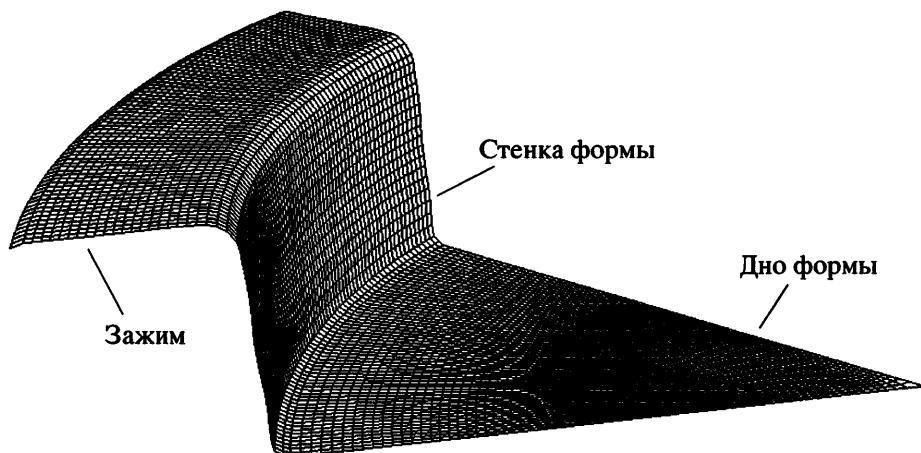


Рис. 5. Форма деформированного полимерного листа. Показана сетка конечных элементов.

Для иллюстрации зависимости толщины листа полимера от температуры было проведено моделирование процесса термоформования при разных значениях температуры (рис. 6). Размягчение полимера приводит к относительному уменьшению толщины листа вокруг центра формы в области радиуса $r \approx 7.5$ см. Между центром формы и первым пиком кривые радиального изменения толщины от расстояния пересекаются (ближе к пику). Изменение толщины листов в этой зоне вызвано размягчением (или упрочнением) полимера и контактными силами (трением). Эти силы препятствуют свободному растяжению листа. При одной и той же контактной силе полимер лучше скользит по листу при $\theta = 25^\circ\text{C}$ (жесткий полимер), чем при $\theta = 55^\circ\text{C}$ (мягкий материал), что объясняет относительное уменьшение толщины между центром формы и первым пиком с увеличением температуры. Поскольку на стенках приложенное давление равно нулю, в области между пиками влияние сил трения мало. Единственным фактором, влияющим на толщину листа в этой зоне, является размягчение полимера, что объясняет уменьшение толщины с ростом температуры. В области, близкой к зажимам ($r \in [25-30]$ см), где приложенное давление равно нулю, увеличение температуры также ведет к уменьшению толщины. Действительно, чем полимер мягче, тем сложнее ему скользить по поверхности литьевой формы, и наоборот. Отметим, что с повышением температуры пики постепенно сливаются.

Изменение толщины листа, показанное на рис. 6, связано с ориентацией макромолекул по-

лимера, что продемонстрировано на рис. 7 в виде зависимости эквивалентной вытяжки цепей $\bar{\lambda}_n$ (уравнение (6)) от расстояния от центра. Заметим, что ориентация происходит не только благодаря растяжению, но и вследствие контакта листа с формой. В общем случае увеличение эквивалентной вытяжки сопровождается снижением толщины (рис. 6, 7). Однако контактные силы, действующие не только в радиальном направлении, могут изменять ориентацию цепей и вызывать небольшие колебания на кривых деформирования (рис. 7).

На рис. 8 показан радиальный профиль температуры полимерного листа для разной темпера-

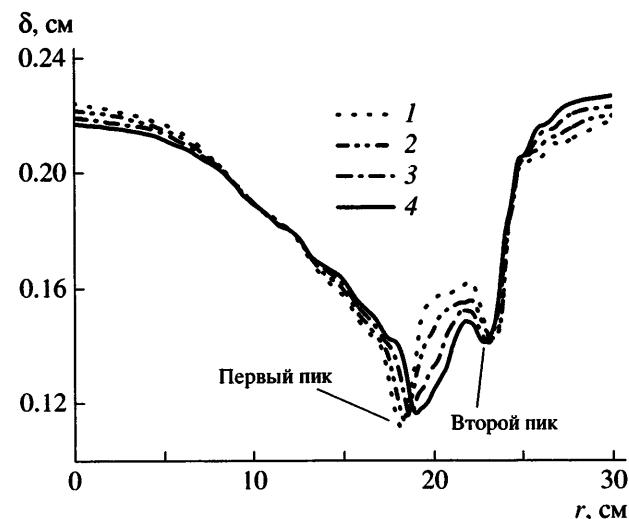


Рис. 6. Рассчитанный профиль толщины δ полимерного листа в зависимости от расстояния от центра формы r при 25 (1), 35 (2), 45 (3) и 55°C (4).

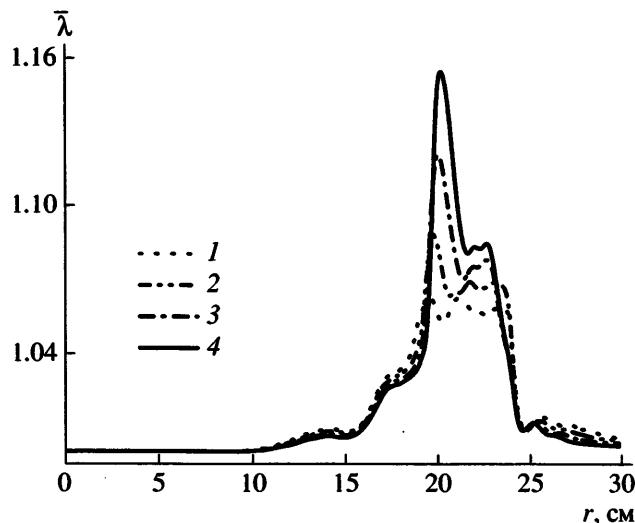


Рис. 7. Рассчитанный профиль эквивалентной вытяжки $\bar{\lambda}$ макромолекул в зависимости от расстояния от центра формы r при 25 (1), 35 (2), 45 (3) и 55°C (4).

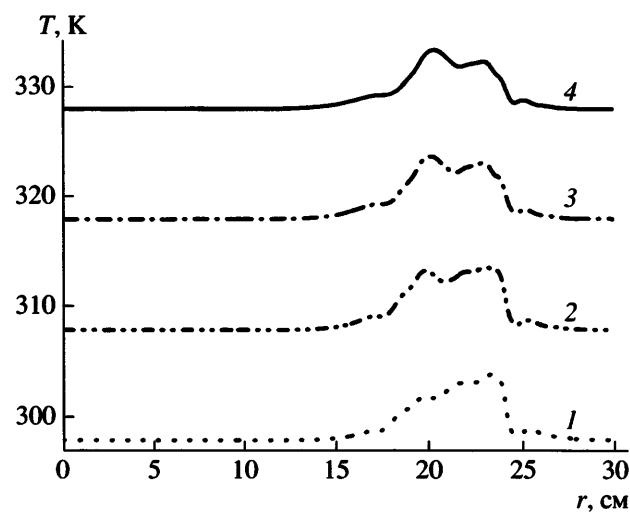


Рис. 8. Рассчитанный профиль температуры T в зависимости от расстояния от центра формы r при 25 (1), 35 (2), 45 (3) и 55°C (4).

туры. Большие пластические деформации, особенно на краях формы и между ними, вызывают существенное повышение температуры из-за адиабатического нагрева. Относительное увеличение деформаций листа в области между краями формы с ростом температуры (рис. 7) приводит к возрастанию температурного пика (рис. 8).

Эволюция степени кристалличности вдоль радиуса формы для различных температур представлена на рис. 9. В результате разрушения кристаллитов (аморфизаций) с увеличением деформации и температуры наблюдается минимум в области между краями формы, т.е. в той же области, в которой вытяжка максимальна. Два пика (рис. 9) соответствуют двум пикам на профиле локальной вытяжки (рис. 7). По мере повышения температуры они становятся менее выражеными.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Микромеханическая модель может быть с успехом применена для описания экспериментов по термоформованию частично кристаллических полимеров. Модель основывается на экспериментальных данных по изменению микроструктуры ПП при больших деформациях. Поведение полимера описывается чувствительными к температуре и скорости деформации упруговязкопластическими определяющими соотношениями. Модели-

рование проводили с использованием метода конечных элементов. Рассчитывали толщину полимерного листа, степень кристалличности и ориентацию макромолекул. Эти величины являются важными параметрами, определяющими зависимость механических свойств конечного изделия от температуры и геометрии литьевой формы. Ориентация полимерных цепей и степень аморфизации зависят от температуры и силы трения, которая возрастает по мере увеличения площади контакта листа с поверхностью формы.

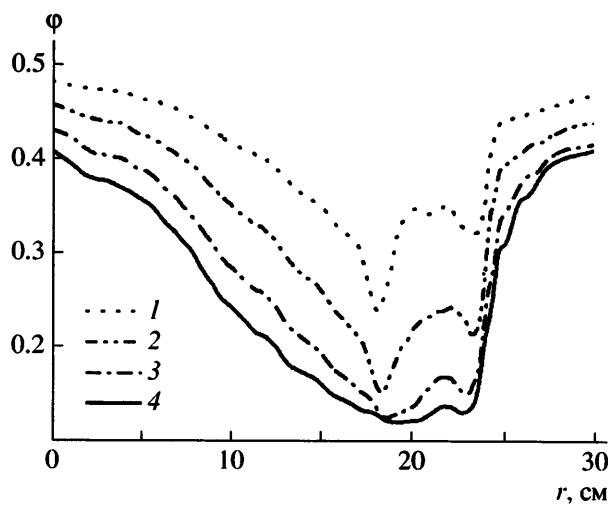


Рис. 9. Рассчитанный профиль степени кристалличности ϕ в зависимости от расстояния от центра формы r при 25 (1), 35 (2), 45 (3) и 55°C (4).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Argon A.S. // Phil. Mag. 1973. V. 28. P. 839.
2. Aus Der Wiesche // J. Appl. Thermal Engineering. 2004. V. 24. P. 2391.
3. Warby M.K., Whiteman J.R., Jiang W.G., Warwick P., Wright T. // Mathematics and Computers in Simulation. 2003. V. 61. P. 209.
4. Schmidt F.M., Le Maoult Y., Monteix S. // J. Mater. Proc. Technol. 2003. V. 143–144. P. 225.
5. Makradi A., Belouettar S., Ahzi S., Puissant S. // J. Appl. Polym. Sci. 2006 (Submitted for publication).
6. Lima M.F.S., Vasconcellos M.A.Z., Samios D. // J. Polym. Sci., Polym. Phys. 2002. V. 40. P. 896.
7. Machado G., Denardin E.L.G., Kinast E.J., Gonçalves M.C., De Luca M.A., Teixeira S.R., Samios D. // Eur. Polym. J. 2005. V. 41. P. 129.
8. Samios D., Tokumoto S., Denardin E.L.G. // Int. J. Plasticity. 2006. V. 22. P. 1924.
9. Abaqus /explicit manuals version 6.5, Abaqus Inc., Rising Mills, 166 Valley Street, Providence, RI 02909 USA.
10. Boyce M.C., Socrate S., Llana P.G. // Polymer. 2002. V. 41. P. 2183.
11. Makradi A., Ahzi S., Gregory R.V., Edie D.D. // Int. J. Plasticity. 2005. V. 21. P. 741.
12. Ahzi S., Makradi A., Gregory R.V., Edie D.D. // Mech. Mater. 2003. V. 33. P. 1139.
13. Arruda E.M., Boyce M.C. // J. Mech. Phys. Solids. 1993. V. 41. P. 931.
14. Cohen A. // Rheol. Acta. 1991. V. 30. P. 270.
15. Richeton J., Ahzi S., Daridon L., Rémond Y. // Polymer. 2005. V. 46. P. 6035.
16. Wu Z., Boyce M.C., Ahzi S., Makradi A. // J. Mater. Sci. 2005. V. 40. P. 4605.
17. Richeton J., Ahzi S., Vecchio K.S., Makradi A. // J. Mech. Phys. Solids. 2006 (under review).
18. Mulliken A.D., Boyce M.C. // Int. J. Solids Struct. 2006. V. 43. P. 1331.
19. Richeton J., Ahzi S., Makradi A., Vecchio K.S. // J. Phys. 2006. V. 4. P. 134.
20. Arruda E.M., Boyce M.C., Jayachandran R. // Mech. Mater. 1995. V. 19. P. 193.
21. Boyce M.C., Montagut E.L., Argon A.S. // Polym. Eng. Sci. 1992. V. 32. P. 1073.
22. Doufas A.K., McHugh A.J., Miller C. // J. Non-Newtonian Fluid Mech. 2000. V. 92. P. 27.

Thermoforming Process of Semicrystalline Polymeric Sheets: Modeling and Finite Element Simulations

A. Makradi^a, S. Ahzi^a, S. Belouettar^b, and D. Ruch^b

^a University Louis Pasteur, Institut de Mécanique des fluides et des Solides UMR 7507,
2 Rue Boussingault, 67000 Strasbourg, France

^b LTI, Research Center Henry Tudor,
70 Rue de Luxembourg, L-4221 Esch-sur-Alzette, Luxembourg

e-mail: makradi@imfs.u-strasbg.fr (Ahmed Makradi).

Abstract—A micromechanically-based elastic-viscoplastic model for the thermoforming process of semicrystalline polymer materials is proposed and implemented in a finite element code. This model takes into account the temperature and strain rate dependence. In this process the applied temperature is taken uniform throughout the sheet and its variation is due only to the adiabatic heating. The simulations are conducted for isotactic polypropylene using the finite element method. The polymer sheet thickness, the orientation of the polymer molecular chains, and the percent crystallinity show an important dependence on the process temperature (polymer softening) and the geometry of the mold. Based on recent experimental results in the literature, amorphization (decrease of crystallinity) is taken into account.