

ний для разбавленных растворов полимеров. Для концентрированных растворов полимеров имеется еще один важный фактор, который необходимо учитывать при формулировке определяющих уравнений: взаимодействие макромолекул в рамках модели релаксаторов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Цветков В. Н., Эскин В. Е., Френкель С. Я. Структура макромолекул в растворах. — М.: Наука, 1964.
2. Bird R. B., Hassager O., Armstrong R. C., Curtiss C. C. Dynamics of polymeric liquids. V. II. Kinetic theory. — Wiley, 1977.
3. Ханпель Дж., Бреннер Г. Гидродинамика при малых числах Рейнольдса. — М.: Мир, 1976.
4. Покровский В. Н. Статистическая механика разбавленных суспензий. — М.: Наука, 1978.
5. Покровский В. Н., Волков В. С. Вычисление времен релаксации и динамического модуля линейных полимеров на основе одномолекулярного приближения с самосогласованием (новый подход в теории вязкоупругости линейных полимеров). — Высокомолек. соединения, 1978, т. А20, № 12.

Поступила 18/II 1985 г.

УДК 532.51 : 532.522

ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРНЫХ РЕЖИМОВ НА СТАБИЛЬНОСТЬ ПРОЦЕССА ВЫТЯЖКИ ОПТИЧЕСКОГО ВОЛОКНА

В. Л. Колпащиков, Ю. И. Ланин, О. Г. Мартыненко, А. И. Шнип
(Минск)

1. Вытяжка волокон из расплавов (или растворов) с последующим их отверждением — широко распространенный технологический процесс. Однако лишь с появлением оптических волокон потребовалось проведение этого процесса с высокой степенью стабильности его параметров, когда при диаметре выходного сечения волокна порядка 100 мкм его флуктуации не должны превышать величины порядка 1 мкм. Это значит, что надо не только устранить свойственные процессу вытяжки внутренние неустойчивости [1—5], но и свести к минимуму влияние неизбежных флуктуаций режимных параметров процесса на величину диаметра вытягиваемого волокна. Поэтому очевидна актуальность теоретического анализа устойчивости процесса вытяжки и его реакции на внешние возмущения.

Эти вопросы рассматривались рядом авторов для изотермического случая вытяжки. Установлено, что при изотермической вытяжке существует значение коэффициента перетяжки $W = \ln(v_B/v_P) \approx 3$ (v_B и v_P — скорости вытяжки и подачи заготовки), при превышении которого внутренние неустойчивости процесса нарастают, что приводит к переходу стационарного режима в режим нелинейных автоколебаний [1]. Тем не менее реальные технологические процессы вытяжки, в частности вытяжка оптического волокна, успешно функционируют с высокой степенью устойчивости при значениях коэффициента перетяжки порядка 10—11. Очевидно, причина такого несоответствия заключается в том, что условия вытяжки оптического волокна существенно отличаются от принятых в упомянутых работах. В первую очередь это касается неизотермичности процесса при наличии сильной зависимости вязкости расплава от температуры. Исследование устойчивости процесса вытяжки с учетом дополнительных факторов и, в частности, непостоянной вязкости предпринято в [5, 6], однако влияние на устойчивость неизотермичности, характерной для вытяжки именно оптического волокна, а также зависимость устойчивости процесса и его реакции на возмущения от температурных режимов практически не изучены.

Цель настоящей работы — анализ зависимости устойчивости процесса вытяжки и его реакции на внешние возмущения от температурных режимов в зоне деформации в условиях сильной неизотермичности, характерной для вытяжки оптического волокна, при учете реальной зависимости вязкости кварцевого стекла от температуры. Эта зависимость обычно аппроксимируется формулой Тамана — Фелчера [7]. Используя величину, обратную трутоновской * вязкости, — текучесть μ^{-1} , из этой формулы получаем

* Трутоновская вязкость превосходит в 3 раза сдвиговую вязкость жидкости и численно равна удельному растягивающему усилию при осевом растяжении цилиндрического элемента жидкости с единичной скоростью относительного удлинения.

$$(1.1) \quad \mu^{-1}(T) = \begin{cases} \mu_0 e^{-\frac{T_0}{T-T_-}}, & T \geq T_-, \\ 0, & T < T_-. \end{cases}$$

Анализ экспериментальных данных [7-9] дает значения входящих в эту формулу констант: $\mu_0^{-1} = 49,38 \text{ Па}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$, $T_0 = 25417 \text{ К}$, $T_- = 673 \text{ К}$.

2. Процесс вытяжки оптического волокна представляет собой перетягивание цилиндрического стержня-заготовки из кварцевого стекла, расплавляемого в нагревателе, в тонкую нить, наматываемую на приемный барабан. Заготовка непрерывно подается в зону нагрева, а перетяжка происходит под действием натяжения волокна, создаваемого вращением приемного барабана. Математическая модель процесса должна описывать гидродинамику струи вязкой ньютоновской жидкости с протяженностью, значительно превышающей ее радиус, и переменной текучестью, текущей под действием растягивающего усилия. При этом нет необходимости учитывать силы инерции, поверхностного натяжения, веса и сопротивления окружающей газовой среды. Согласно оценкам, аналогично сделанным в [10] для типичных условий вытяжки кварцевого волокна, все эти силы составляют не более десятых долей процента от вязких сил, так что последние доминируют. Кроме того, высокая интенсивность лучистого теплообмена при температурах свыше 2000°C , происходящего во всем объеме струи, позволяет считать температуру однородной по поперечному сечению струи, а распределение температуры вдоль оси струи — совпадающим с профильным распределением температуры в нагревателе.

С учетом этих обстоятельств процесс вытяжки можно описать одномерной гидродинамической моделью, включающей уравнения сохранения импульса и массы [10]:

$$(2.1) \quad sv_z = \mu^{-1}[T(z)]F(\tau);$$

$$(2.2) \quad s_z v + sv_z + s_\tau = 0.$$

Здесь z — координата, направленная вдоль оси струи, с началом отсчета в точке максимума температуры; τ — время; $v(z, \tau)$ — скорость струи (в точке z в момент времени τ); $s(z, \tau)$ — площадь поперечного сечения струи; $F(\tau)$ — сила вытяжки; $T(z)$ — продольное распределение температуры в нагревателе.

Для того чтобы иметь возможность моделировать различные температурные режимы, будем аппроксимировать распределение температуры в нагревателе полиномом четвертого порядка

$$(2.3) \quad T(z) = \frac{(z-a)(z-b)(z-c)(z-d)}{abcd} (T_+ - T_-) + T_-, \quad a < b < 0 < c < d.$$

Зависимость (2.3), а следовательно, и уравнения (2.1), (2.2) рассматриваются на интервале $z \in [b, c]$, так как, согласно (1.1), текучесть обращается в нуль вне этого интервала, и, таким образом, точки b и c — границы зоны деформации; при этом максимальное значение температуры, равное T_+ , достигается всегда в точке $z = 0$.

Вводя функцию $y(z, \tau)$, связанную с s и v соотношениями

$$s = s_0 y_z, \quad v = -y_\tau / y_z,$$

где s_0 — среднее по времени входное поперечное сечение, сведем систему уравнений (2.1), (2.2) к нелинейному уравнению второго порядка

$$(2.4) \quad y_{zz} y_\tau - y_{z\tau} y_z = \frac{\mu^{-1} y_z F(\tau)}{s_0}.$$

Функция $y(z, \tau)$ имеет простой физический смысл. Будучи лагранжевой координатой деформируемой среды, она определяет, какая материальная точка находится в момент времени τ в точке z [11].

Введем безразмерные переменные и параметры:

$$(2.5) \quad Z = z/L, \quad Y = y/L, \quad t = \tau v_0/L, \quad \Theta = (T - T_-)/(T_+ - T_-), \\ S = s/s_0, \quad V = v/v_0, \quad \eta = \mu_m/\mu, \quad M(t) = F(t)L/v_0 s_0 \mu_m, \\ \delta = (b + c)/(c - b), \quad \gamma = \delta + bc/a(c - b), \\ l = 1/\mu_0 \int_{-1+\delta}^{1+\delta} \frac{1}{\mu \left[\frac{c-b}{2} x \right]} dx, \quad \beta = T_0/(T_+ - T_-), \quad \mu_m = \mu_0 e^\beta.$$

Здесь v_0 — средняя по времени скорость подачи, а $L = \mu_m \int_b^c \frac{dx}{\mu(x)}$. С учетом

(2.5) уравнение (2.4) принимает вид

$$(2.6) \quad Y_{ZZ}Y_t - Y_{Zt}Y_Z = M(t)\eta(Z)Y_Z.$$

Из способа обезразмеривания вытекает

$$\int_{l(-1+\delta)}^{l(1+\delta)} \eta(s) ds = 1.$$

Безразмерные распределения температуры и текучести имеют вид

$$\Theta(Z) = \frac{[Z - l(1 - \delta^2)/(4\delta - \gamma)][Z - l(-1 + \delta)][Z - l(1 + \delta)][Z - l(1 - \delta^2)/(\delta + \gamma)](\gamma^2 - \delta^2)}{l^4(1 - \delta^2)^3}, \\ \eta(Z) = e^{\beta[1 - 1/\Theta(Z)]}, \quad l(-1 + \delta) \leq Z \leq l(1 + \delta),$$

где δ и γ — параметры, ответственные за асимметрию и полноту профиля температуры; β — параметр, характеризующий степень нагрева стекломассы в зоне деформации. Варьирование параметрами δ , γ и β позволяет получать различные распределения $\Theta(Z)$ и $\eta(Z)$ в зоне деформации с целью выбора оптимального температурного режима. Безразмерные скорость и поперечное сечение струи вычисляются по формулам

$$(2.7) \quad V = -Y_t/Y_Z, \quad S = Y_Z.$$

Рассмотрим вопрос о граничных условиях для уравнения (2.6). Исходные данные в задаче о вытяжке волокна — следующие функции времени: входное поперечное сечение S_- , скорость подачи стеклозаготовки V_- , скорость вытяжки V_+ . Последняя задана для определения силы вытяжки $M(t)$, которая в условиях реального процесса обычно неизвестна. К этим условиям надо добавить еще одно, которое характеризует начальное состояние волокна $Y_+(Z)$ в каждой точке Z зоны деформации. С учетом сказанного запишем граничные условия

$$(2.8) \quad Y(Z, 0) = Y_+(Z), \\ Y_Z[l(-1 + \delta), t] = S_-(t), \\ Y_t[l(-1 + \delta), t]/Y_Z[l(-1 + \delta), t] = -V_-(t), \\ Y_t[l(1 + \delta), t]/Y_Z[l(1 + \delta), t] = -V_+(t).$$

Стационарное решение задачи (2.6), (2.8), соответствующее случаю $S_- = 1$, $V_- = 1$, $V_+ = e^W$, где $W = \ln(V_+/V_-)$, имеет вид

$$(2.9) \quad Y_0(Z, t) = \int_{l(-1+\delta)}^Z e^{-W\xi(x)} dx - t, \quad \xi(x) = \int_{l(-1+\delta)}^x \eta(y) dy.$$

Здесь $Y_0(Z, t)$ зависит от времени, но дает согласно (2.7) независимые от времени наблюдаемые физические величины: скорость и поперечное сечение.

С точки зрения практики оптимален стационарный процесс вытяжки, которому соответствует постоянная площадь выходного сечения волокна.

Однако в действительности из-за наличия большего числа практически неустранимых возмущающих факторов в процессе вытяжки всегда имеют место случайные нестационарные явления. Так, скорость подачи стеклозаготовки и скорость вытяжки могут испытывать небольшие колебания, связанные с вибрацией установки или эксцентриситетами шкивов и шестерен в приводных механизмах. Входное сечение струи может слегка меняться из-за геометрических неоднородностей заготовки, возникших при ее изготовлении. Наконец, температура, а следовательно, и текучесть стекломассы также подвержены флуктуациям из-за гидродинамических неустойчивостей при конвективном теплообмене в зоне нагрева, нестационарности тепловыделения нагревателя или флуктуаций теплообмена в системе охлаждения нагревательного элемента. Кроме того, сам процесс вытяжки может оказаться внутренне неустойчивым, что приведет к нестационарному процессу нарастания малых начальных возмущений. Все это говорит о необходимости анализа нестационарных процессов вытяжки.

Рассмотрим два типа задач.

1) Нестационарные возмущения стационарного режима вытяжки, вызванные малыми флуктуациями около средних значений режимных параметров (задача о реакции процесса на технологические шумы).

2) Задача об устойчивости процесса вытяжки, рассматривающая эволюцию во времени малых возмущений начального состояния при постоянных режимных параметрах.

В силу этого граничные функции и текучесть представим как сумму их средних значений и малых флуктуирующих добавок:

$$(2.10) \quad V_- = 1 + \varepsilon \psi(t), \quad V_+ = e^W + \varepsilon e^W \chi(t), \quad S_- = 1 + \varepsilon \varphi(t), \\ M = W + \varepsilon \alpha(t), \quad \eta = e^{\beta[1-1/\Theta(Z)]} + \varepsilon v(Z, t).$$

Здесь $\psi, \chi, \varphi, \alpha$ — функции, нормированные на единицу; ε — безразмерный параметр, учитывающий малость нестационарных добавок. Указанное обстоятельство позволяет применить стандартную линеаризацию задачи по методу теории возмущений, для чего искомое нестационарное решение представляется в виде

$$(2.11) \quad Y(Z, t) = Y_0(Z, t) + \varepsilon P(Z, t),$$

где $P(Z, t)$ — нестационарное возмущение движения.

Подставляя (2.10) и (2.11) в (2.6), (2.8) и линеаризуя все соотношения по ε , имеем краевую задачу для $P(Z, t)$:

$$(2.12) \quad e^{W\chi(Z)} P_{ZZ} + e^{W\chi(Z)} W \eta P_Z + P_{Zt} + W \eta P_t = \\ = -\alpha \eta - W v;$$

$$(2.13) \quad P(Z, 0) = P_+(Z), \quad P_Z[l(-1 + \delta), t] = \varphi(t), \\ P_t[l(-1 + \delta), t] = -\psi(t) - \varphi(t), \quad P_t[l(1 + \delta), t] = \\ = -e^W P_Z[l(1 + \delta), t] - \chi(t).$$

Так как любые случайные флуктуации режимных параметров могут быть представлены как суперпозиция элементарных гармоник, первоочередной интерес представляет реакция процесса вытяжки на гармонические возмущения. В силу этого будем рассматривать только гармонические возмущения функции вида

$$(2.14) \quad \varphi(t) = \varphi_0 e^{-i\omega t}, \quad \psi(t) = \psi_0 e^{-i\omega t}, \quad \chi(t) = \chi_0 e^{-i\omega t}, \\ v(Z, t) = \frac{\eta(Z) v_0}{\Theta^2(Z)} \cos \left[\frac{2k\pi Z}{c-b} + n \right] e^{-i\omega t}.$$

Отсюда решение краевых задач типа (2.12) и (2.13) запишем как

$$(2.15) \quad P(Z, t) = e^{\sigma t} F(Z), \quad \alpha = \alpha_0 e^{\sigma t},$$

где $F(Z) = P_1(Z) + iP_3(Z)$; $\alpha_0 = \alpha_1 + i\alpha_2$; $\sigma = -\xi - i\omega$. (В задачах об отклике на технологические шумы $\xi = 0$.)

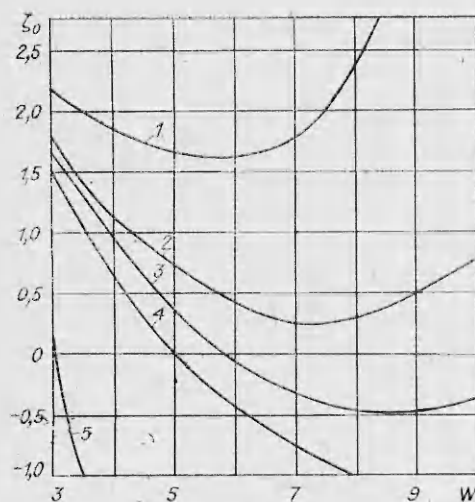


Рис. 1

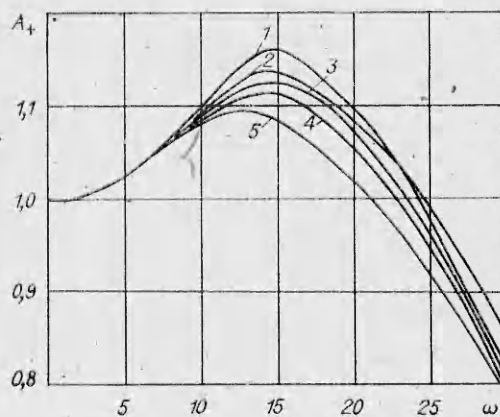


Рис. 2

Введем обозначения:

$$(2.16) \quad P_2 = e^{W\zeta(Z)} P_1', \quad P_4 = e^{W\zeta(Z)} P_2'.$$

Подставляя (2.14)–(2.16) в (2.12), разделяя действительную и мнимую части, получим систему обыкновенных дифференциальных уравнений относительно P_i ($i = 1, 2, 3, 4$):

$$(2.17) \quad \begin{aligned} P_1' &= e^{-W\zeta} P_2, \\ P_2' &= -\alpha_1 \eta - f(Z) W + W \eta \zeta P_1 + e^{-W\zeta} \zeta P_2 - W \eta \omega P_3 - \omega e^{-W\zeta} P_4, \\ P_3' &= e^{-W\zeta} P_4, \\ P_4' &= -\alpha_2 \eta + W \eta \omega P_1 + \omega e^{-W\zeta} P_2 + W \eta \zeta P_3 + e^{-W\zeta} \zeta P_4, \end{aligned}$$

где $f(Z) = \frac{\eta(Z) v_r}{\Theta^2(Z)} \cos \left[\frac{2k\pi Z}{c-b} + n \right]$ для задачи об отклике на температурные возмущения.

3. Рассмотрим задачу об устойчивости процесса вытяжки. Математически она описывается системой (2.17) с $f = 0$ и следующими однородными граничными условиями, полученными подстановкой (2.15), (2.16) в (2.13) при нулевых возмущающих функциях ($\varphi = \psi = \kappa = 0$):

$$(3.1) \quad P_1 = P_2 = P_3 = P_4 = 0, \quad Z = l[-1 + \delta];$$

$$(3.2) \quad \omega P_3 + P_2 - \zeta P_1 = 0, \quad -\zeta P_3 - \omega P_1 + P_4 = 0, \\ Z = l[1 + \delta].$$

Для отыскания нормальной моды вида (2.15) в рассматриваемой задаче необходимо вычислить корни ζ_0 и ω_0 системы (3.2), в которой значения функций P_i ($i = 1, 2, 3, 4$) в точке $Z = l[1 + \delta]$, зависящие от ζ и ω , определяются из решения (2.17) (при $f = 0$) с граничными условиями (3.1). С использованием начальных приближений ζ^j и ω^j ($j = 1, 2, 3$) для фиксированного W система (3.2) решалась численно обобщенным методом Стефенсона, причем на каждом шаге для вычисления P_i при текущих значениях ζ и ω методом Хеминга решалась задача (2.17), (3.1).

На рис. 1 ($\gamma = 10^{-7}$) для различных температурных режимов приведены зависимости декремента затухания ζ_0 нижней моды задачи (2.17), (3.1), (3.2) от скоростного коэффициента W ($\beta = 1, 2; 1, 2; 1; 1, 2; 10^{-7}$, $\delta = -0, 2; 0; 0; 0, 2; 0$ — линии 1–5). (Нижней модой считается мода с наименьшим декрементом [5].) Селекция мод осуществлялась выбором начального приближения ζ^i , ω^i . Устойчивым режимам соответствуют положительные ζ_0 , значения W , при которых $\zeta_0 = 0$ называются критически-

ми (обозначаются W_*). Для иллюстрации перехода процесса вытяжки из устойчивого режима в неустойчивый здесь выбраны температурные режимы с малыми значениями параметра β , при которых этот переход наблюдается. Реальному режиму вытяжки соответствуют значения β порядка 10—20, при которых, как показали расчеты, процесс абсолютно устойчив для любого практически достижимого значения W .

Наиболее существенный результат решения этой задачи — демонстрация сильной зависимости устойчивости процесса вытяжки от температурного режима и возможности осуществления в неизотермическом режиме устойчивого стационарного процесса вытяжки при высоких значениях скоростного коэффициента, характерных для вытяжки оптического волокна. Тем самым этот факт, уже давно известный из опыта, получил теоретическое обоснование.

4. При анализе реакции процесса вытяжки на внешние возмущения рассмотрены 4 случая:

- а) возмущения скорости вытяжки ($\varphi_0 = \psi_0 = v_0 = 0$, $\kappa_0 = 1$);
- б) возмущения скорости подачи ($\varphi_0 = \kappa_0 = v_0 = 0$, $\psi_0 = 1$);
- в) возмущения входного поперечного сечения ($\psi_0 = \kappa_0 = v_0 = 0$, $\varphi_0 = 1$);
- г) возмущения температуры, а следовательно, и текучести ($\kappa_0 = \varphi_0 = \psi_0 = 0$, $v_0 = 1$).

Результаты решения представлены в виде амплитудно-частотных характеристик (АЧХ), которые описывают отношение относительной амплитуды возмущения выходного поперечного сечения волокна к относительной амплитуде возмущения соответствующего параметра:

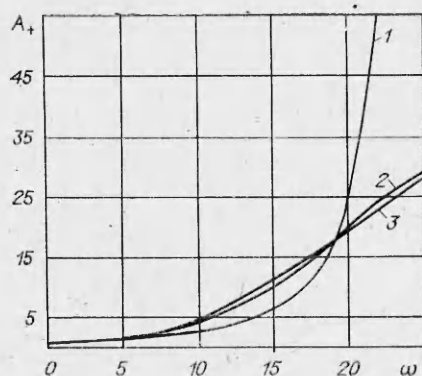
$$A_+ = \frac{|\delta S_+(\omega)/S_+|}{|\delta a(\omega)/a|} = \sqrt{P_2^2[l(1+\delta)] + P_4^2[l(1+\delta)]},$$

где $S_+ = e^{-W}$ — стационарное выходное сечение; $\delta a(\omega)$ и a — возмущение и стационарное значение параметра.

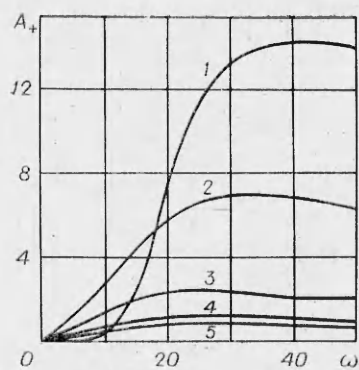
На рис. 2 ($\gamma = 10^{-7}$) представлены АЧХ для возмущений скорости вытяжки или скорости подачи * при фиксированном значении $W = \ln 10^4$ для различных устойчивых температурных режимов ($\delta = 0; 0,1; 0; 0,1; -0,2$, $\beta = 5; 10; 10; 10$ — линии 1—5). Из них следует, что реакция процесса быстро затухает с ростом частоты и для значений безразмерной частоты $\omega \geq 50$, что соответствует $\sim 0,1$ Гц, становится несущественной. Небольшой рост относительных возмущений выходного сечения волокна в низкочастотной области при всех температурных режимах не приводит к коэффициенту усиления, превышающему 1, 2, и после достижения максимума на частотах $\omega \sim 15$ быстро сменяется резким падением. Основные факторы, влияющие на реакцию процесса в случае возмущений скорости вытяжки, — степень нагрева стекломассы (параметр β) и степень и направление асимметрии профиля температуры (параметр δ). Оптимальный температурный режим с точки зрения устойчивости — это режим, характеризующийся наличием максимума температуры в нижней области зоны деформации. Кроме того, процесс вытяжки стабилизируется с уменьшением температуры T_+ .

На рис. 3 ($\beta = 1,5; 5; 10$ — линии 1—3, $\delta = 0$, $\gamma = 10^{-7}$) приведены АЧХ для возмущений входного поперечного сечения, основное отличие их от предыдущего случая — непрерывный рост АЧХ с частотой и более чем на порядок больший коэффициент усиления. Тем не менее возмущения входного поперечного сечения не могут привести к значительным флуктуациям выходного диаметра волокна в высокочастотной области, так как высоким частотам колебаний входного поперечного сечения соответствуют малый пространственный период геометрических неоднородностей заготовки и малая их относительная амплитуда. Так, безразмерным частотам $\omega \sim 30$ и больше соответствует пространственный период неоднородностей

* Численный эксперимент показал, что реакция процесса вытяжки на возмущения этих параметров одинакова.



Р и с. 3



Р и с. 4

заготовки 1 мм и меньше. Ясно, что стеклянная заготовка диаметром 1 см, для которой заключительной технологической операцией является оплавление, не может иметь значительных геометрических неоднородностей столь малого масштаба.

Для рассматриваемого случая зависимость АЧХ от режимных температурных параметров незначительная, за исключением параметра β (кривая 1, рис. 3). Однако для реальных условий вытяжки кварцевого волокна β может меняться в нешироком интервале ($\beta \sim 5-15$). Результаты расчетов АЧХ для возмущения текучести стекломассы представлены на рис. 4 ($\beta = 10; 10; 5; 10; 10, k = 10; 1; 1; 1; 0, \varphi = 0; \pi/2; 0; 0; 0$ — линии 1—5, $\delta = 0, \gamma = 10^{-7}$). Для этого случая характерны большие значения коэффициента увеличения (в десятки раз). Здесь также наблюдается максимум реакции процесса на возмущения на частотах $\omega \sim 30-40$, однако дальнейшее затухание реакции с ростом частоты очень медленное, так что и для высоких частот реакция остается все еще значительной. С учетом того обстоятельства, что для возмущений температуры, а следовательно, и текучести характерны сравнительно высокие частоты (порядка 1 Гц или $\omega \sim 500$ в безразмерном виде), последний результат приводит к выводу, что возмущения температуры в зоне деформации — основной фактор, ответственный за высокочастотные возмущения выходного сечения волокна.

Существенно отметить, что здесь наблюдается резкий рост реакции процесса с уменьшением пространственного масштаба возмущений температуры. Из полученных АЧХ и типичных значений размерных параметров можно получить следующую оценку степени влияния температурных возмущений: для возмущений температуры амплитудой в 1°C на частотах выше 0,1 Гц амплитуда возмущения диаметра стомикронного волокна может составлять 3 мкм.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ярин А. Л. О возникновении автоколебаний при формировании волокон. — ПММ, 1983, т. 47, вып. 1.
2. Kase S. Studies of melt spinning. IV. On the stability of melt spinning. — J. Polym. Sci., 1974, v. 18, N 11.
3. Gelder D. The stability of fiber drawing processes. — Ind. Eng. Chem. Fundam., 1971, v. 10, N 3.
4. Берман В. С., Ярин А. Л. Динамические режимы формирования волокон. — Изв. АН СССР. МЖГ, 1983, № 6.
5. Колнащиков В. Л., Лания Ю. И., Мартыненко О. Г., Шнип А. И. Влияние температурных режимов вытяжки на стабильность параметров оптического волокна. Препринт ИТМО АН БССР, № 19. — Минск, 1984.
6. Pearson J. R. A., Shah Y. I. On the stability of isothermal and nonisothermal fiber spinning of power-law fluids. — Ind. Eng. Chem. Fundam., 1974, v. 13, N 2.
7. Безбородов М. А. Вязкость силикатных стекол. — Минск: Наука и техника, 1975.
8. Соломин Н. В. Вязкость и структура расплавленного кварцевого стекла. — ЖТФ, 1940, т. 14, вып. 2.

9. Мазурин О. В., Стрельцина М. В., Швайко-Швайковская Т. М. Свойства стекол и стеклообразующих расплавов. IV. Ч. 1.— Л.: Наука, 1980.
10. Geyling F. T. Basic fluid-dynamic considerations in the drawing of optical fibers.— B. S. T. J., 1976, v. 55, N 8.
11. Колпацников В. Л., Мартыненко О. Г., Шнип А. И. Динамическая модель реакции процесса вытяжки стекловолокна на возмущающие воздействия. Препринт ИТМО АН БССР, № 9.— Минск, 1979.

Поступила 12/IV 1985 г.

УДК 539.89

ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИ ПОЛНЫЕ УРАВНЕНИЯ СОСТОЯНИЯ α -, ϵ -, γ -ФАЗ ЖЕЛЕЗА

А. В. Жуков

(Томск)

Описанная в [1] модель численного моделирования $\alpha \leftrightarrow \epsilon$ фазового перехода железа в волнах напряжений содержит уравнения состояния, имеющие ограниченную область применимости. Они не учитывают термического возбуждения электронов проводимости и наличия тройной $\alpha - \epsilon - \gamma$ -точки на кривой фазового равновесия, эффект которых должен проявиться при ударном нагружении пористых или предварительно нагретых образцов.

В данной работе предлагаются термодинамически полные уравнения состояния α -, ϵ -, γ -фаз железа, свободные от указанных недостатков.

Незначительная модификация разработанного в [2] метода позволяет записать следующее выражение для термодинамического потенциала энтропии S как функции собственных переменных плотности ρ и удельной внутренней энергии E :

$$(1) \quad S(\rho, E) = S_0 + h \ln(1 + y + Ly^2), \quad y = \frac{E - E_s(\rho)}{hT_0\Theta(\rho)},$$

где $E_s(\rho)$ — энергия на изэнтропе, проходящей через начальную точку (давление $p = 0$, температура $T = 293$ К); $h = 3R/A = 0,4466$ кДж/(кг·град); $L = \nu T_0/R/6 = 0,029$; ν — коэффициент электронной теплоемкости, одинаковый для всех фаз; R — газовая постоянная; A — атомный вес; Θ — относительная характеристическая температура.

Для представления функций E_s и Θ используем те же зависимости, что и в [1]:

$$(2) \quad E_s(\rho) = \frac{B_0}{\rho_0} \frac{\rho}{2\mu^2} [e^{2\mu(1-x)} - 2e^{\mu(1-x)} + \beta_0],$$

$$\Theta(\rho) = e^{\gamma_0(1-x^3)}, \quad x = (\rho_0/\rho)^{1/3}.$$

Здесь B_0 — модуль объемной адиабатической сжимаемости; γ_0 — термодинамический коэффициент Грюнрайзена; μ — параметр формулы.

Т а б л и ц а 1

Фаза	ρ_0 , 10 ³ $\frac{\text{кг}}{\text{м}^3}$	B_0 , ГПа	γ_0	μ	β_0	S_0 , кДж/ кг·град
α	7,85	169	1,69	3,56	1,0	0
γ	8,13	180,7	1,90	3,646	1,015974	0,105
ϵ	8,36	197,9	1,94	3,755	1,011806	0,02

Примечание. $\beta_0^\gamma = \frac{B_0^\alpha \rho_0^\gamma \mu_\gamma^2}{B_0^\gamma \rho_0^\alpha \mu_\alpha^2}, \quad \beta_0^\epsilon = \frac{B_0^\alpha \rho_0^\epsilon \mu_\epsilon^2}{B_0^\epsilon \rho_0^\alpha \mu_\alpha^2}.$