

ЛИТЕРАТУРА

1. Слобожанин Л. А. Исследование задач гидростатики, моделирующих процесс зонной плавки // III Всесоюз. семинар по гидромеханике и тепломассообмену в невесомости: Тез. докл.— Черноголовка, 1984.
2. Бадратинова Л. Г. Устойчивость осесимметричных равновесных форм капиллярной жидкости в цилиндрической ампуле // Динамика сплошной среды.— Новосибирск: ИГ СО АН СССР, 1983.— Вып. 63.
3. Люмис Е. Д., Мартузан Б. Я., Мартузани Э. Н. Взаимодействие потоков, вызванных термокапиллярной конвекцией и вращением при зонной плавке, и их влияние на распространение примеси // Технологические эксперименты в невесомости.— Свердловск, 1983.
4. Kobayashi N. Power required to form a floating zone and zone shape // J. Crystal Growth.— 1978.— V. 43.— P. 417.
5. Дональд Д. К. Тепловой режим в условиях вакуумной плавки // Приборы для научных исследований.— 1961.— № 7.
6. Самарский А. А. Введение в теорию разностных схем.— М.: Наука, 1971.

Поступила 29/XII 1986 г.

УДК 532.522+681.7.068.4

СТАЦИОНАРНЫЕ КОНФИГУРАЦИИ ОБЛАСТИ ДЕФОРМАЦИИ И БАЛАНС СИЛ ПРИ ВЫТЯЖКЕ ОПТИЧЕСКОГО ВОЛОКНА

В. Н. Васильев, В. Д. Наумчик

(Ленинград)

Волоконный световод представляет собой тонкую стеклянную нить, которая формируется из жидкой массы, вытекающей из фильеры, или вытягиванием из цилиндрической заготовки путем ее местного симметричного нагрева до $\sim 2000^\circ\text{C}$. Проходя через воздух, расплав кварцевого стекла образует жидкую струю со свободной поверхностью, форма которой определяется равновесием между силами внутреннего трения, поверхностного натяжения, тяжести, сопротивления трения о воздух, силой на придание ускорения стеклу и усилием сдвига. Опускаясь вниз, струя охлаждается, и холодное волокно после нанесения первичного полимерного покрытия поступает на вращающийся барабан. Барабан поддерживает натяжение в струе, заставляя ее по мере охлаждения утончаться. Поведение струи расплава кварцевого стекла может быть рассмотрено на основе уравнений гидродинамики несжимаемой ньютоновской жидкости и энергии, так как в уравнение движения входит коэффициент динамической вязкости, который является функцией температуры. Последние экспериментальные исследования показали, что течение жидкости при вытяжке оптического волокна сдвиговое [1]. До настоящего времени надежной теории расчета двумерного распределения скорости и температуры в струе высоковязкой жидкости со свободной поверхностью не имеется. Поэтому обычно вводится ряд допущений (о которых см. подробнее в [2]), позволяющих тем или иным способом свести рассматриваемую задачу к одномерной. Однако даже в рамках одномерных моделей детальный анализ процесса вытяжки оптического волокна не выполнен, так как либо решается только гидродинамическая задача и предполагается, что распределение вязкости вдоль длины области деформации просто задано, либо в рассмотрение вводится слишком упрощенное уравнение энергии, которое не описывает адекватно процесс теплопередачи при вытяжке волокна.

В данной работе приведены основные результаты исследования процесса формирования оптического волокна, выполненные на основе квазиодномерной математической модели, основные положения которой изложены в [3], и проведен анализ баланса сил, действующих в области деформации при формировании волокна штабиковым методом.

1. Процесс формирования оптического волокна рассматривается при простом одноосном растяжении ньютоновской жидкости с переменной вязкостью, определяемой распределением температуры, которое находится из решения уравнения энергии. При формулировке системы уравнений, описывающих динамику вытяжки волокна, считалось, что физические свойства стекла, за исключением вязкости, постоянны, жидкость изотропна и ее движение осесимметричное.

Уравнения неразрывности

$$(1.1) \quad -\frac{\partial R}{\partial \tau} = v \frac{\partial R}{\partial x} + \frac{R}{2} \frac{\partial v}{\partial x},$$

движения

$$(1.2) \quad \rho \left(\frac{\partial v}{\partial \tau} + v \frac{\partial v}{\partial x} \right) = \frac{1}{R^2} \frac{\partial}{\partial x} \left(3\mu R^2 \frac{\partial v}{\partial x} \right) + g\bar{\rho} + \frac{1}{R^2} \frac{\partial \sigma R^2 H}{\partial x}$$

и энергии применительно к нагреву заготовки в печи

$$(1.3) \quad c\rho \left(\frac{\partial T}{\partial \tau} + v \frac{\partial T}{\partial x} \right) = \frac{1}{R^2} \frac{\partial}{\partial x} \left(R^2 \lambda_{\text{эф}} \frac{\partial T}{\partial x} \right) - \frac{2(1+R'^2)^{1/2} h}{R} (T - T_v) + \\ + \frac{4n_c^2 \sigma_0 (1+R'^2)^{1/2}}{R} \int_0^l \frac{R_p(\eta) [1+R_p'^2(\eta)]^{1/2} [\varepsilon_p \beta T_p^4(\eta) - \varepsilon T^4]}{(\eta-x)^2 + [R_p(\eta) - R]^2} \cos \varphi \cos \varphi_1 d\eta$$

получены из законов сохранения массы, количества движения и энергии [3]. Здесь R — форма поверхности струи; v — продольная скорость движения стекломассы; τ — время; x — продольная координата; g — ускорение свободного падения; μ — коэффициент динамической вязкости; σ — коэффициент поверхностного натяжения; c — теплоемкость; ρ — плотность; T — температура; σ_0 — постоянная Стефана — Больцмана; ε и ε_p — интегральная степень черноты поверхности струи и печи; β — коэффициент поглощения стекла: $\beta = 1 - r$; r — коэффициент отражения от поверхности струи, который вычисляется по формулам Френеля; n_c — показатель преломления газа, который продувается через печь; T_v — функция, описывающая распределение температуры газа вдоль расчетной области; R_p — функция, описывающая форму образующей поверхности нагревательного элемента; h — локальное значение коэффициента внешней теплоотдачи; T_p — распределение температуры вдоль поверхности нагревательного элемента; H — средняя кривизна поверхности струи [2]:

$$H = \frac{1+R'^2 - RR''}{2R(1+R'^2)^{3/2}}, \quad \cos \varphi_1 = \frac{1}{s(1+R_p'^2)^{1/2}} [R_p - R - |R_p'| (x - \eta)], \\ \cos \varphi = \frac{1}{s(1+R'^2)^{1/2}} [R_p - R - |R'| (x - \eta)], \quad s^2 = (\eta - x)^2 + [R_p(\eta) - R]^2, \\ R' = \frac{\partial R}{\partial x}, \quad R'' = \frac{\partial^2 R}{\partial x^2}, \quad R_p' = \frac{dR_p}{d\eta}.$$

В уравнении энергии последнее слагаемое в правой части характеризует поток лучистой энергии, который падает с поверхности нагревательного элемента на поверхность элементарной площадки dA в сечении x , а введение $\lambda_{\text{эф}}$ вызвано тем, что расплав кварцевого стекла является полупрозрачной средой и энергия переносится одновременно теплопроводностью и излучением. Проведенные оценки показывают, что при вытяжке световодов приближение оптически толстого слоя не выполняется. Строгое решение задачи об одновременном переносе теплоты излучением и теплопроводностью связано с большими математическими трудностями вследствие того, что уравнения энергии и переноса излучения взаимосвязаны, поскольку последнее содержит температуру, а в уравнение энергии входит плотность потока результирующего излучения. Поэтому для упрощения поставленной задачи целесообразно радиационный перенос теплоты приближенно рассматривать по аналогии с законом Фурье, а радиационный коэффициент теплопроводности находить из решения уравнения переноса излучения в предположении, что распределение температуры и форма расчетной области заданы. Последнее ограничение, т. е. задание распределения температуры и формы расчетной области, малосущественно, поскольку для нахождения стационарного решения системы уравнений (1.1)—(1.3) в [3] разработан алгоритм расчета, основанный на методе установления, который позволяет по мере сходимости итераций по времени корректировать параметры радиационного теплообмена на основе алгоритма, изложенного в [4].

Рассмотрим расчет локального значения коэффициента внешней теплоотдачи и температуры газа, продуваемого через зону нагрева. При вычислении h и T_v сделаны следующие предположения:

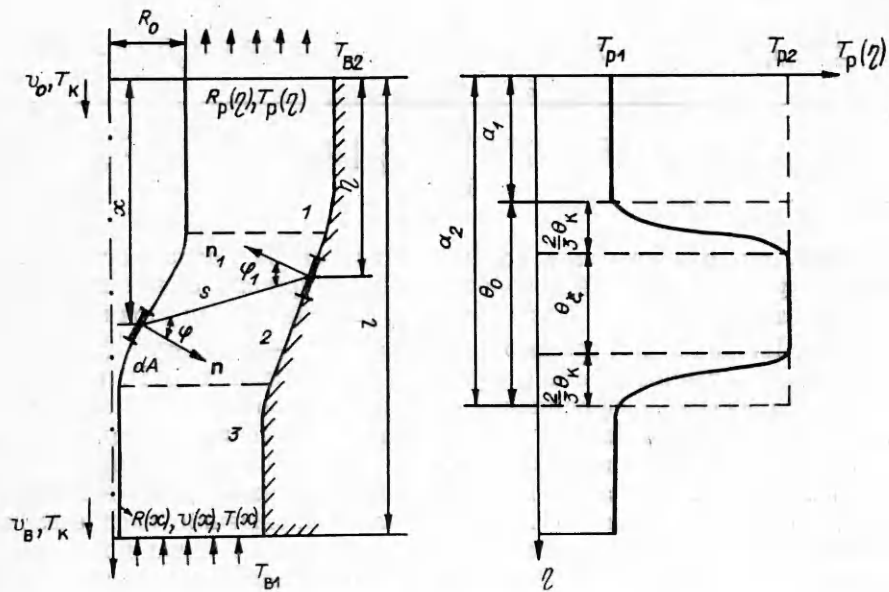


Рис. 1

1) оценки толщины пограничного слоя показывают, что он не заполняет полностью все поперечное сечение канала, следовательно, теплообмен можно рассматривать независимо для каждой из стенок;

2) так как в канале имеет место смешанная конвекция, то локальное значение числа Нуссельта находилось из соотношения [5] $Nu_x^3 = Nu_x^3 + Nu_{xв}^3$, считалось, что на участке 1 (рис. 1) имеет место смешанная конвекция от вертикального цилиндра, на 2 — от вертикального конуса, на 3 — от тонкой вертикальной нити, обдуваемой продольным потоком воздуха, и от поверхности печи — как от вертикальной пластины; локальное значение числа Нуссельта при естественной Nu_{xc} и вынужденной $Nu_{xв}$ конвекции находилось из соответствующих соотношений, которые даны в [6—8];

3) считалось, что температура газа по длине канала изменяется по линейному закону от температуры $T_{в1}$ на входе до $T_{в2}$ на выходе: $T_v = (T_{в1} - T_{в2})x/l + T_{в2}$;

4) оценки показывают, что перепад давления в канале намного меньше единицы, поэтому распределение скорости в канале можно найти из закона сохранения массы с учетом температурного расширения газа, т. е.

$v_r(x) = \frac{\rho_{гв} v_{гв}}{\rho_r(x)} \frac{\bar{R}_p^2 - R_v^2}{\bar{R}_p^2 - R^2(x)}$, где $\bar{R}_p = \frac{1}{l} \int_0^l R_p dx$ — средний радиус внутренней поверхности нагревательного элемента; ρ_r — плотность газа; v_r — скорость газа; индекс в относится к параметрам на входе в канал.

На основании закона сохранения энергии изменение внутренней энергии газа равно количеству теплоты, подведенной с боковых стенок канала, т. е.

$$(1.4) \quad \rho_{гв} c_{pв} v_{гв} (\bar{R}_p^2 - R_v^2) (T_{в2} - T_{в1}) = \\ = 2 \int_0^l h (T - T_v) R (1 + R'^2)^{1/2} dx + 2 \bar{R}_p \int_0^l h_p (T_p - T_v) dx.$$

Подставляя в (1.4) зависимость $T_v(x)$ и решая полученное уравнение относительно $T_{в2}$, имеем

$$T_{B2} = \frac{\frac{1}{2} T_{B1} \rho_{ГВ} c_{pB} \nu_{ГВ} (\bar{R}_p^2 - R_B^2) + \int_0^l \left\{ h \left(T - \frac{T_{B1}}{l} x \right) R (1 + R'^2)^{1/2} + h_p \bar{R}_p \left(T_p - \frac{T_{B1}}{l} x \right) \right\} dx}{\frac{1}{2} \rho_{ГВ} c_{pB} \nu_{ГВ} (\bar{R}_p^2 - R_B^2) + \int_0^l \left(1 - \frac{x}{l} \right) [hR (1 + R'^2)^{1/2} + h_p \bar{R}_p] dx} \quad (1.5)$$

Расчет температуры газа на выходе из канала производится итерационным путем. Задается некоторое начальное приближение температуры T_{B2} , рассчитываются $T_B(x)$, $v_r(x)$, Nu_x и из (1.5) находится уточненное значение T_{B2} . Итерации прекращаются, когда $|T_{B1}^i - T_{B1}^{i-1}| < \Delta$ (i — номер итерации, Δ — точность вычислений). В соотношениях (1.4), (1.5) h_p — локальное значение коэффициента внешней теплоотдачи от поверхности печи, c_{pB} — теплоемкость газа при постоянном давлении на входе в канал.

В качестве первого шага исследования процесса формирования оптического волокна в [3] разработан алгоритм численного решения системы определяющих уравнений (1.1)–(1.3) для нахождения распределения температуры, скорости и формы области деформации в стационарном состоянии ($\partial T / \partial \tau = \partial v / \partial \tau = \partial R / \partial \tau = 0$) при следующих граничных условиях: $v = v_0$, $T = T_K$, $R = R_0$ при $x = 0$, $v = v_B$, $T = T_K$ при $x = l$, где v_0 — скорость подачи заготовки в зону нагрева; v_B — скорость вытяжки волокна; R_0 — радиус заготовки; T_K — температура на границах расчетной области.

Проиллюстрируем зависимость профиля струи $R(x)$, распределения скорости $v(x)$ и температуры $T(x)$ от различных параметров процесса вытяжки. В расчетах полагалось: $R_0 = 5$ мм, радиус волокна на приемном устройстве 64 мкм, плотность стекла $\rho = 2,2 \cdot 10^3$ кг/м³, его удельная теплоемкость $c = 1,043 \cdot 10^3$ Дж/(кг·К), $\sigma = 0,3$ Н/м, показатель преломления газа, который продувается через печь, $n_c = 1$, его теплоемкость $c_{pB} = 5,2 \cdot 10^3$ Дж/(кг·К), температура на входе $T_{B1} = 400^\circ\text{C}$, скорость $v_B = 1$ м/с, интегральная степень черноты поверхности печи $\varepsilon_p = 0,97$. Считалось, что форма внутренней поверхности нагревательного элемента цилиндрическая с радиусом $R_p = 10$ мм, распределение температуры вдоль его поверхности моделировалось функцией (см. рис. 1)

$$(1.6) \quad T_p(\theta) = \begin{cases} T_{p1}, & -a_1 < \theta < 0, (a_2 - a_1) < \theta < (l - a_1), \\ T_{p1} + (T_{p2} - T_{p1}) 6,75 \frac{\theta^2(\theta_K - \theta)}{\theta_K^3}, & 0 \leq \theta \leq \frac{2}{3} \theta_K, \\ T_{p2}, & \frac{2}{3} \theta_K \leq \theta \leq \theta_0 - \frac{2}{3} \theta_K, \\ T_{p1} + (T_{p2} - T_{p1}) 6,75 \frac{(\theta_0 - \theta)^2(\theta + \theta_K - \theta_0)}{\theta_K^3}, & \theta_0 - \frac{2}{3} \theta_K \leq \theta \leq \theta_0, \end{cases}$$

где $\theta_0 = a_2 - a_1$; $\theta = \eta - a_1$; T_{p2} — максимальная температура поверхности нагревательного элемента; $\theta_K / \theta_0 = \xi$, $0,75 \leq \xi \leq 0,075$. Зависимость (1.6) достаточно хорошо аппроксимирует распределение температуры вдоль поверхности нагревательного элемента, так как она предполагает существование в температурном профиле ядра θ_ξ с постоянной температурой и в градиентной части профиля (вблизи граничных поверхностей), где температура изменяется по закону параболы третьей степени. Варьирование температурами T_{p1} , T_{p2} , размером центрального участка (θ_ξ определяется константой ξ , при $\xi = 0,75$ $\theta_\xi = 0$, а при $\xi = 0,075$ $\theta_\xi = 0,9\theta_0$) и длиной обогреваемого участка $a_2 - a_1$ позволяет изменять форму распределения температуры вдоль поверхности нагревательного элемента и тем самым моделировать различные тепловые режимы вытяжки волокна. Зависимость вязкости расплава стекломассы от температуры взята из [9], а обогреваемый участок всегда равен 10 см.

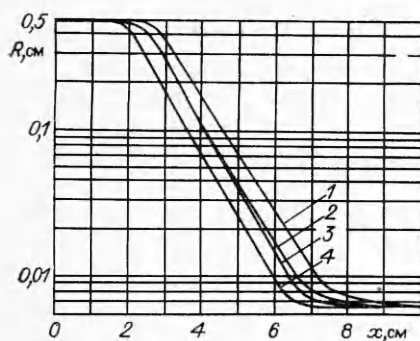


Рис. 2

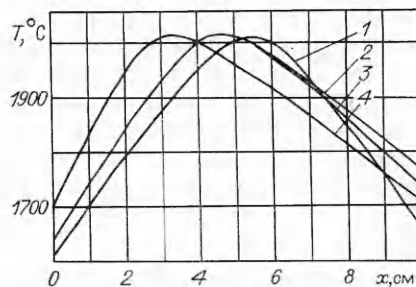


Рис. 3

Форма поверхности струи $R(x)$ и распределение температуры $T(x)$ для обогреваемого участка приведены на рис. 2, 3 для различных скоростей вытяжки 2, 3 и профиля температуры по длине нагревательного элемента 1, 4, где кривым 2, 3 соответствует распределение температуры вдоль поверхности нагревательного элемента $T_{p1} = 1400^\circ\text{C}$, $T_{p2} = 2100^\circ\text{C}$, $\xi = 0,375$, скорость вытяжки $v_B = 0,5$ м/с (для 3) и $v_B = 1,5$ м/с (для 2), а 1, 4 отвечает $v_B = 0,5$ м/с, $T_{p1} = 1200^\circ\text{C}$, $T_{p2} = 2100^\circ\text{C}$, $\xi = 0,75$ (для 1) и $\xi = 0,075$ (для 4). Видно, что распределение температуры и конфигурация области деформации существенно зависят от условий формирования волокна, а в данном случае от скорости вытяжки и теплового режима нагрева заготовки в печи. Осевая скорость довольно плавно изменяется в верхней части области деформации, и основное ее приращение происходит на конечном участке формирования волокна за очень короткий промежуток времени.

Длина области деформации при нагреве заготовки в печи (здесь под областью деформации понимается область участка струи, которая находится между сечениями, где происходит утончение струи стекломассы и скорость ее движения изменяется от скорости подачи заготовки в зону нагрева до скорости вытяжки с точностью до 1%) в основном зависит от диаметра заготовки, скорости вытяжки, подводимого потока тепла и его распределения по длине, что определяется формой нагревательного элемента и профилем температуры вдоль его поверхности, и отводимого потока тепла, который зависит от коэффициента внешней теплоотдачи. На рис. 4 приведена зависимость длины области деформации от v_B ($R_0 = 0,5$ см, $\xi = 0,375$, $T_{p1} = 1400^\circ\text{C}$, $T_{p2} = 2100^\circ\text{C}$).

Результаты расчета показывают, что пренебрежение в уравнении энергии членом $\frac{\partial}{\partial x}(\lambda_{эф} R^2 \frac{\partial T}{\partial x})$ из-за высокого значения $\lambda_{эф}$ (по оценкам авторов, $\lambda_{эф} \sim 40$ Вт/(м·К) [4]) приводит к значительным погрешностям определения температурного поля в зоне деформации, в то время как выделение теплоты за счет диссипации механической энергии существенно на распределение температуры не влияет.

2. При разработке математических моделей процесса вытяжки оптического волокна обычно делают предположение, что вязкие силы настолько велики, что по сравнению с ними действием силы тяжести, сопротивления трения о воздух, поверхностного натяжения и инерции можно пренебречь. Однако последнее утверждение не является очевидным, так как влияние каждой составляющей силы натяжения F_f изменяется вдоль длины области деформации и зависит от конкретных условий формирования волокна.

Уравнение баланса сил, действующих в области деформации, на расстоянии x вдоль ее длины записывается в виде [10]

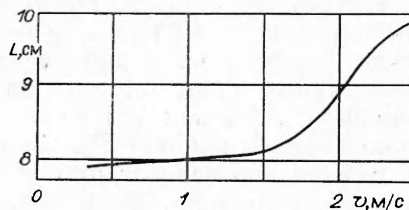


Рис. 4

$$(2.1) \quad F_f + F_g(x) = F_\mu(x) + F_s(x) + F_{in}(x) + F_a(x),$$

где $F_g(x)$, $F_\mu(x)$, $F_s(x)$, $F_{in}(x)$, $F_a(x)$ — силы тяжести, вязкого трения, поверхностного натяжения, инерции и сопротивления трения о воздух.

Рассмотрим отдельно каждую составляющую силы натяжения струи F_f , которая входит в уравнение (2.1). Сила F_μ затрачивается на преодоление внутреннего трения и зависит от скорости движения и вязкости стекломассы в данном сечении. При условии реализации простого одноосного растяжения ньютоновской жидкости

$$(2.2) \quad F_\mu = 3\pi\mu R^2 \partial v / \partial x.$$

Сила поверхностного натяжения появляется вследствие искривления поверхности струи и по закону Лапласа равна

$$(2.3) \quad F_s = \pi R^2 \sigma H,$$

сила F_{in} затрачивается на ускорение жидкости от некоторой скорости в сечении x до скорости вытяжки волокна в сечении $x = l$, т. е.

$$(2.4) \quad F_{in} = \pi \rho \int_x^l R^2 v \frac{\partial v}{\partial x} dx.$$

Последнее слагаемое в правой части (2.1) определяется сопротивлением трения при движении струи в окружающей среде

$$(2.5) \quad F_a = 2\pi \int_x^l P_{xr} R dx,$$

где P_{xr} — локальное напряжение сдвига, возникающее на поверхности тела, движущегося со скоростью v в среде с плотностью ρ_r ; $P_{xr} = (1/2) \times \times \rho_r v^2 c_f$; c_f — средний коэффициент гидродинамического трения, зависящий от скорости движения тела, геометрии его поверхности и коэффициента кинематической вязкости среды ν_r . Значение c_f можно оценить по формуле $c_f = 0,4(\text{Re}_2)^{-0,7}$, которая получена в [11] на основе теории турбулентного пограничного слоя для неподвижного цилиндра, обдуваемого продольным потоком воздуха. Здесь $\text{Re}_2 = v_r R / \nu_r$. В направлении усилия вытяжки в зоне формирования оптического волокна действует сила тяжести

$$(2.6) \quad F_g = \pi \rho g \int_x^l R^2 dx.$$

Натяжение в любом сечении струи можно считать постоянным, в то время как соотношение остальных сил изменяется по длине. На рис. 5 показано рассчитанное по формулам (2.2)–(2.6) изменение отдельных составляющих силы натяжения волокна вдоль длины зоны формирования (сплошные линии — $R_0 = 0,5$ см, $v_b = 0,5$ м/с, $T_{p1} = 1400^\circ\text{C}$, $T_{p2} = 2050^\circ\text{C}$, $\xi = 0,375$; штриховые — $R_0 = 0,9$ см). В верхней части области деформации заметное влияние на натяжение в струе, кроме F_μ , оказывают F_g и F_s . Ниже по пути формирования F_f практически полностью сбалансирована силой вязкого трения F_μ . Влияние силы тяжести и поверхностного натяжения зависит от конкретных условий формирования, а именно способа нагрева заготовки, так как его вид в основном определяет форму области деформации [12]. Из (2.3), (2.6) вытекает, что с уменьшением длины области деформации следует ожидать увеличение влияния F_s , так как будет возрастать средняя кривизна поверхности H и уменьшаться влияние F_g . С другой стороны, уровень значимости F_g и F_s существенно зависит от степени прогрева стекломассы вдоль длины области деформации. Например, при $R_0 = 0,5$ см, $v_b = 0,5$ м/с, $T_{p1} = 1400^\circ\text{C}$, $T_{p2} = 2000^\circ\text{C}$, $\xi = 0,75$ вклад в натяжение струи силы тяжести

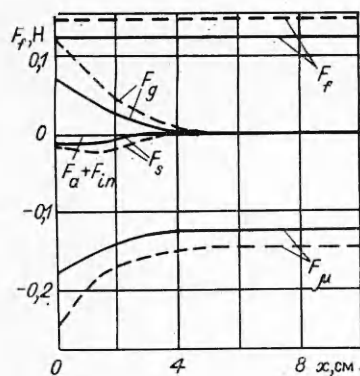


Рис. 5

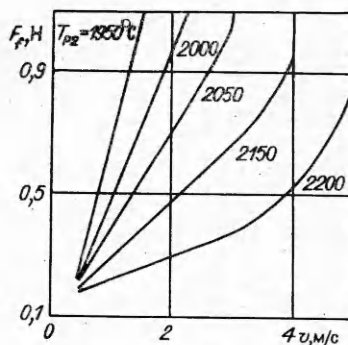


Рис. 6

и поверхностного натяжения по сравнению с силой вязкого трения становится достаточно малым вдоль всей области формирования волокна. Незначительная сила инерции и сопротивления трения о воздух в отличие от формирования текстильных полимерных и стеклянных волокон [10, 13] объясняется малостью скорости вытяжки. Таким образом, выполненный расчет показывает, что при разработке математических моделей процесса вытяжки оптического волокна в уравнении движения желательно учитывать F_g и F_s совместно с F_μ .

3. Рассмотрение уравнения баланса сил (2.1) показывает, что сила натяжения зависит от условий формирования волокна и свойств стекол. На рис. 6 приведены зависимости F_f от v_b и режимов нагрева заготовки в печи ($T_{p1} = 1400^\circ\text{C}$, $\xi = 0,375$, $R_0 = 0,5$ см). Проведенные расчеты как F_f , так и R свидетельствуют, что сила натяжения и форма поверхности струи (см. п. 1) очень чувствительны к колебаниям условий формирования волокна (изменение скорости подачи или вытяжки, условий охлаждения и нагрева, физических характеристик стекол) и, следовательно, могут быть использованы как характеристики стабильности процесса вытяжки, по отклонениям которых от номинального значения можно строить алгоритмы управления технологическим процессом формирования волокна. С другой стороны, при вытяжке большую роль играет изменение вязкости стекла вдоль пути формирования, зависящее от ряда факторов, из которых основным является изменение вязкости от температуры. Имеющиеся в настоящее время данные о μ мало пригодны для надежного использования в конкретных прикладных исследованиях, потому что вязкость стекла весьма чувствительна к технологическим особенностям его изготовления и химическому составу стекла [9]. Уравнение (2.1) для установившейся струи расплава стекломассы — эквивалент уравнения движения (1.2); поэтому при известной форме поверхности струи $R(x)$ и усилия вытяжки F_f , которые могут быть определены экспериментально, восстановим профиль вязкости вдоль длины области деформации:

$$(3.1) \quad \mu(x) = \frac{\frac{F_f}{\pi} + \rho g \int_x^l R^2 dx - R^2 \sigma H - \rho \int_x^l R^2 v \frac{dv}{dx} dx - 2 \int_x^l P_{xr} R dx}{3R^2 \frac{dv}{dx}}.$$

Соотношение (3.1) получено из (2.1) после подстановки в него составляющих силы натяжения и дает возможность либо определять зависимость вязкости от температуры при условии одновременного измерения формы струи, усилия вытяжки и распределения температуры вдоль длины области деформации в процессе формирования волокна, либо находить распределение температуры путем измерения $R(x)$ и F_f при условии, что известна зависимость $\mu(T)$ для стекла, из которого вытягивается волокно.

ЛИТЕРАТУРА

1. Miller T. J. Use of heat transfer analysis in the manufacture of large preform by the MCVD process // AICH E J.— 1984.— V. 80, N 236.
2. Васильев В. Н., Дульнев Г. Н. Постановка задачи вытяжки оптического волокна при сдвиговом течении // Энергоперенос в конвективных потоках.— Минск: ИТМО АН БССР, 1985.
3. Наумчик В. Д. Квазидномерная модель процесса вытяжки оптического волокна // Там же.
4. Васильев В. Н., Ланин Ю. И., Наумчик В. Д. Анализ лучистого теплообмена при вытяжке оптического волокна // Математические модели теории переноса в неоднородных и нелинейных средах с фазовыми превращениями.— Минск: ИТМО АН БССР, 1986.
5. Churchill S. W. A comprehensive correlating equation for laminar, assisting, forced and free convection // AICH E J.— 1977.— V. 23, N 1.
6. Мартыненко О. Г., Соколов Ю. А. Свободноконвективный теплообмен.— Минск: Наука и техника, 1982.
7. Исаченко В. П., Осипова В. А., Сукомел А. С. Теплопередача.— М.: Энергоиздат, 1981.
8. Боровский В. Г., Шелиманов В. А. Теплообмен цилиндрических тел малых радиусов и их систем.— Киев: Наук. думка, 1985.
9. Леко В. К., Мещерякова Е. В. и др. Исследование вязкости промышленных кварцевых стекол // Опт.-мех. пром-сть.— 1974.— № 12.
10. Manfre G. Forces acting in continuous drawing of silica fibers // Glass Technology.— 1969.— V. 10, N 4.
11. Гликсман. Динамика свободной подогреваемой струи при малых числах Рейнольдса // Тр. Америк. о-ва инж.-мех. Сер. Д.— 1968.— Т. 90, № 3.
12. Oh S. M. Cooling rates of optical fibers during drawing // Ceram. Bulletin.— 1979.— V. 58, N 11.
13. Зяблицкий А. Теоретические основы формирования волокон.— М.: Химия, 1979.

Поступила 4/1 1987 г.

УДК 533.6

О РАСЧЕТЕ СХОДЯЩИХСЯ УДАРНЫХ ВОЛН

А. И. Марченко, В. В. Урбан

(Минск)

Сходящиеся к оси или центру симметрии ударные волны (УВ) — частый объект исследований в проблеме получения плотной высокотемпературной плазмы для УТС, в устройствах типа ударных труб, работающих на принципе кумуляции энергии, запасенной в электрическом или химическом источнике, а также в других научных задачах. Так как автомодельные решения для сходящихся УВ [1—5] применимы лишь в некоторой окрестности фронта, то основным способом теоретического исследования проблемы является сочетание качественного физического анализа с численным расчетом в полной постановке задачи, учитывающей наиболее существенные физические процессы [6].

В автомодельном решении, представляющем собой асимптотику в окрестности оси или центра симметрии, имеет место неограниченный рост температуры, давления и скорости. При этом, как указано в [3], диссипативные эффекты (вязкость, теплопроводность) не всегда приводят к ограничению концентрации плотности энергии. В то же время в численных расчетах конечно-разностными методами получаются всегда ограниченные значения указанных величин, что следует, например, из [6—11], где выполнено численное моделирование ряда задач о сходящихся УВ. В частности, в [6] для таких задач сформулированы необходимые условия применимости конечно-разностного подхода, требующие совпадения численного решения с автомодельным в моменты времени до и после фокусировки, а также последующего выхода его на асимптотику точечного взрыва. В настоящей работе на примере сходящихся УВ в идеальном газе с показателем адиабаты $\gamma = 7/5$ и $5/3$ представлена сходимость к автомодельному численным решениям, найденным лагранжевым методом с искусственной вязкостью [12]. Сопоставление результатов (каждый из которых удовлетворяет условиям [6]), полученных на различных по подробности сетках с монотонным уменьшением размера рассматриваемой окрестности центра симметрии, позволяет оценить некоторый минимальный размер этой окрестности, достаточный для достижения заданной точности расчета поля течения схождения и отражения УВ. Приведены также результаты расчетов фокусировки УВ в металлических шариках, описываемых моделью идеальной упругопластической изотропной среды [13] и уравнением состояния Тиллосона [14]. Рассмотрено изменение параметров вещества в области фокусировки для различных материалов (Al, Fe, W) и интенсивностей УВ.