

01;05;07;12

Моделирование метода намораживания металлического покрытия на волоконные световоды

© А.С. Бирюков, В.А. Богатырев, А.Г. Хитун

Научный центр волоконной оптики при Институте общей физики РАН,
117942 Москва, Россия

(Поступило в Редакцию 4 августа 1995 г. В окончательной редакции 21 мая 1996 г.)

Разрабатывается модель конкретного технологического процесса нанесения металлических покрытий на кварцевые волоконные световоды, находящие в последнее время все более широкое применение.

Введение

В настоящее время круг проблем как прикладного, так и научного характера, которые могли бы быть решены с помощью волоконных световодов, постоянно расширяется. Однако не все из них таким образом в действительности решаются, поскольку световоды, изготовленные по известным и отработанным технологиям, применяемым при производстве связанных волокон с полимерными покрытиями, здесь оказываются неприемлемыми. Как правило, это относится к задачам, где требуется использовать световод в повышенных как по температуре, так и химической агрессивности среды условиях. Полимерные покрытия в таких ситуациях не могут обеспечить надежную защиту световода, который при этом многократно теряет свою прочность. В значительной мере отмеченные трудности преодолеваются применением в качестве защитных покрытий металлов, в том числе и сравнительно тугоплавких (таких, например, как Cu). Поэтому сейчас к металлопокрытым световодам проявляется все больший интерес.

Металлическое покрытие на кварцевом волокне можно получить различными способами: напылением, осаждением из газовой фазы, а также методом намораживания. При этом лишь метод намораживания позволяет получать действительно герметичные покрытия, к тому же из перечисленных он наиболее прост в технологической реализации. Метод состоит в протягивании уже остывшего после вытяжки из заготовки волокна через конечной толщины слой жидкого металла. Если эта толщина такова, что продолжительность контакта с расплавом меньше времени прогрева волокна до температуры плавления используемого металла, то некоторая часть последнего должна намораживаться на поверхность стекла в виде сплошного покрытия. При этом в силу конструктивных особенностей процесса вытяжки волокон из заготовок, волокно движется через расплав сверху вниз. С помощью именно метода намораживания были получены сверхпрочные оптические волокна с герметичными покрытиями из целого ряда металлов (алюминий, цинк, свинец, олово, индий и медь). Максимальная прочность таких волокон 15 ГПа на изгиб и 9.6 ГПа на растяжение [1].

Изначально [2], метод намораживания сплошного слоя металла на кварцевое волокно был применен вовсе не для целей волоконной оптики, а чтобы использовать такие покрытия алюминием волокна для упрочнения некоторых алюминиевых же конструкций в авиационной промышленности. Одновременно авторами [2] была предложена и модель для описания метода, по которой проводились расчеты толщины покрытия для конкретных диаметров волокон и разных параметров процесса. Однако ни пределы применимости, ни численный метод реализации модели, описаны не были, а рассчитанные зависимости толщины соответствуют параметрам, совершенно нетипичным для волоконных световодов.

Основные же данные по нанесению металлических покрытий на кварцевые световоды были получены в условиях, когда выбор технологических параметров процесса намораживания осуществлялся эмпирически, на основе накопленного экспериментального опыта. В то же время из того же экспериментального опыта известно, что далеко не при всяких сочетаниях технологических параметров вообще удается получить даже не очень качественные металлические покрытия. Каждый раз при изменении требований к характеристикам приходится затрачивать много материала и времени на поиск области изменения технологических параметров, обеспечивающих его сплошность, и выбор оптимальных из них. К сожалению, именно эта важнейшая часть установки для нанесения покрытий по ряду причин труднодоступна для экспериментального исследования (высокая температура расплавленного металла, относительно малая область контакта волокна с расплавом, непрозрачность материалов и экранирование объекта частями металлатора) так, что количественной информации о том, что происходит в системе волокно-расплав, явно недостаточно для обоснованного прогнозирования результатов, получаемых методом намораживания при варьировании параметров. Поэтому на первый план выступает моделирование процесса.

Имеющиеся к настоящему времени теоретические исследования метода намораживания [2–4] могут давать лишь качественно согласующиеся с опытными данными значения толщины наносимого покрытия,

однако, будучи одномерными, они не позволяют ответить на многие другие важные вопросы, поскольку в указанных работах не рассматривается движение расплавленного металла. Более детальное изучение процесса потребовало создания гидродинамической модели, включающей в себя все определяющие явления, происходящие при нанесении покрытия. Создание такой модели стало возможным после разработки вычислительных методов, позволивших полным образом моделировать движение вязкой жидкости со свободной поверхностью.

Постановка задачи

В предположении осевой симметрии в координатах (r, z) метод намораживания схематично показан на рис. 1. Здесь Φ — уровень заливки расплава в металлатор; a, c и b — радиусы его входного и выходного отверстий и волокна соответственно; $R = R(z)$ — условные границы фазового перехода в металле; $F_1(r)$ и $F_2(r)$ — также условные положения свободных поверхностей расплава во входном и выходном отверстиях. Ясно, что в установившемся процессе как граница фазового перехода R , так и F_1 и F_2 в неподвижной системе координат представляют собой некоторые также неподвижные в пространстве поверхности вращения, линии пересечения которых плоскостью рисунка, проходящей через ось симметрии системы, условны и обозначены соответствующими кривыми. Характер хода кривых F_1 и F_2 приведен исходя из следующих соображений. Во-первых, материал металлатора, помимо температурной стойкости, выбирается из условий как его химической инертности к заливаемому металлу, так и плохого смачивания этим металлом (иначе, даже при сравнительно малых Φ расплав легко протекал бы из отверстий металлатора). В то же время, как известно [5], кварцевое стекло плохо смачивается подавляющим большинством металлов. Во-вторых, расплавы

металлов — это жидкости с большими значениями поверхностного натяжения σ [6]. На практике с целью снижения тепловых потерь из металлатора и химического воздействия окружающей атмосферы на расплав, размеры его свободных поверхностей (радиусов a и c) стремятся максимально уменьшить так, что они редко превышают ~ 2 мм. Все перечисленные факторы и определяют примерный вид линий F_1 и F_2 , существенно искривленных совместным действием сил тяжести, вязкости и поверхностного натяжения.

Уравнения, описывающие установившийся во времени тепло- и массоперенос в системе, содержащей вязкую, несжимаемую жидкость, в пренебрежении работой сил трения и тяжести по сравнению с энергопереносом за счет теплопроводности и для не слишком больших скоростей движения расплава металла имеют вид

$$\begin{aligned} \operatorname{div}(\bar{V}) &= 0, \\ \bar{V}\nabla\bar{V} &= -\frac{1}{\rho}\nabla p + \operatorname{div}S + \bar{g}, \\ \rho\bar{V}\nabla CT &= \operatorname{div}\lambda\nabla T, \end{aligned} \tag{1}$$

где

$$S \equiv S_{ij} = \nu \left(\frac{\partial V_i}{\partial x_j} + \frac{\partial V_j}{\partial x_i} \right)$$

— тензор вязких напряжений; ρ, p, \bar{V}, T — плотность, давление, скорость, температура соответственно; \bar{g} — ускорение тяжести; λ, ν — коэффициенты теплопроводности и динамической вязкости; C — удельная теплоемкость.

Решение (1) полностью определяется граничными условиями, к формулированию которых мы теперь и переходим. Одним из этих условий для системы на рис. 1 является условие баланса тепловых потоков на границе фазового перехода R . Будем в дальнейшем обозначать величины, относящиеся к волокну, индексом 0, твердому металлу — I (область I на рис. 1) расплаву — II (область II). Тогда векторы тепловых потоков в некоторой произвольной точке в общем случае имеют вид

$$\bar{G}_i = -\lambda_i\nabla T_i + \rho_i C_i T_i \bar{V}_i \quad (i = 0, 1, 2), \tag{2}$$

где \bar{V}_i — скорость конвективного движения i -й фазы.

Векторы \bar{G}_i непрерывны, каждый в своей области. Если считать, что граница R между областями I и II является геометрической поверхностью нулевой толщины, то в произвольной ее точке вектор потока тепла претерпевает скачок, обусловленный выделением (или поглощением) теплоты фазового перехода. При этом следует также считать, что это тепло выделяется (поглощается) мгновенно по мере поступления соответствующих фаз в рассматриваемую точку. Заметим также, что если бы в расплаве фазового перехода не происходило (например, если

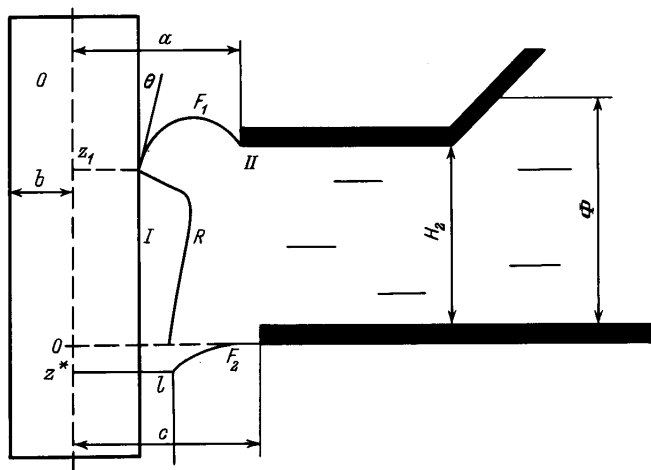


Рис. 1. Схема метода намораживания.

бы температура волокна на входе в металлизатор была не ниже температуры плавления залитого металла ($T_{пл}$), то его движение, вызванное взаимодействием с движущимся волокном, было бы не столь интенсивным, как при протекании процесса затвердевания. Действительно, из-за малой вязкости жидких металлов погранслоем вблизи волокна был бы тонок, что и определяло бы малые скорости в основной массе расплава. При наличии же фазового перехода скорость жидкости у поверхности R не должна быть меньше скорости движения волокна. Иными словами, вовлечение жидкого металла в движение в условиях его намерзания на волокно в основном обусловлено взаимодействием расплава с замороженной массой металла, а не расплава с волокном. Весь объем этого металла весьма прочно оказывается прижатым к поверхности волокна силами трения, определяемыми разными для стекла и металла коэффициентами термического расширения, и потому имеет скорость, равную V . Из условия сохранения потока массы металла и в предположении $\rho_1 = \rho_2 = \rho$ в точках на R следует, что такую же скорость должен иметь и расплав, т.е. $(\bar{V}_1)_R = (\bar{V}_2)_R = \bar{V}$. Таким образом, абсолютная величина скачка $|\Delta\bar{G}_i|$ на R для процесса кристаллизации пропорциональна скорости конвективного поступления расплава в точку границы R (или адекватного уноса твердой фазы) и, наоборот, в случае плавления — скорости поступления твердой фазы (уноса жидкой). Коэффициент пропорциональности в этих соотношениях должен учитывать взаимную ориентацию поверхности R в данной точке и конвективной скорости. С другой стороны, в предположении $C_1 = C_2 = C$ на R , имея в виду, что сама R является изотермой, соответствующей температуре $T_{пл}$, и потому векторы ∇T_i в (2) и нормали \bar{n} к R в каждой точке коллинеарны, получим

$$(\bar{G}_1 - \bar{G}_2)_R = (-\lambda_1 \nabla T_1 + \lambda_2 \nabla T_2)_R = -\rho L V (\bar{j} \bar{n}) \bar{n}, \quad (3)$$

где L — удельная теплота фазового перехода, \bar{j} — единичный вектор оси z .

Тепловые граничные условия на F_i ($i = 1, 2$) задаются в виде

$$h_2(T^* - T_2) = \bar{n}_i \nabla T_2, \quad (4)$$

где T^* — известное, например, из опыта распределение температуры окружающей среды; h_2 — коэффициент теплообмена расплав-окружающая атмосфера.

Неподвижность границ F_i в пространстве выражается условием

$$(\bar{V}_n)_{F_i} = 0, \quad (5)$$

где \bar{V}_n — нормальная к соответствующей поверхности компонента скорости.

Силовые граничные условия на этих границах имеют вид (см., например, [7])

$$\bar{n}(S, \bar{n}) = p - p_0 - p_\sigma, \quad (6)$$

где S — определенный выше тензор вязких напряжений: p_0 — давление окружающей среды; p_σ — давление, создаваемое в жидкости поверхностным натяжением, причем $p_\sigma = \sigma K$, K — кривизна поверхности в произвольной точке, определяемая формой кривых F_1 и F_2 .

Таким образом, граничные условия (6) сами содержат производные второго порядка от F_1 и F_2 , поэтому для этих функций также необходимо задание граничных условий

$$\begin{aligned} F_1(a) &= H_2, & F_1(b) &= z_1, \\ F_2(c) &= 0, & F_2(R^*(z^\star)) &= z^\star, \end{aligned} \quad (7)$$

где H_2 — известный конструктивный размер; z_1 , z^\star — неизвестные координаты (рис. 1).

Значение z_1 может быть найдено в предположении равенства работы адгезии расплава к поверхности стекла и работы сил вязкого трения на участке этой поверхности, протяженность которого вдоль z равна $(z_1 - z_0)$

$$\sigma(1 + \cos(\pi - \theta)) = \rho \int_{z_0}^{z_1} \nu \left(\frac{\partial V_z}{\partial r} \right)_{r=b} dz. \quad (8)$$

Здесь z_0 — положение периметра смачивания в равновесии (при неподвижном волокне), определяемое в результате решения уравнения капиллярности Лапласа (см., например, [8]), $(\pi - \theta)$ — краевой угол.

Более сложно обстоит дело с левым граничным условием для F_2 , поскольку значение F_2 в точке $r = R^*$ сопрягается с точкой на также неизвестной границе R . Однако на R^* наложено условие, выражающее постоянство расхода металла, выносимого из металлизатора. Это условие при $z = 0$ дает соотношение

$$\rho_1 V (R^2(0) - b^2) + 2\pi \rho_2 \int_{R(0)}^c v_z(r, 0) r dr = \pi \rho_1 V (R^{*2} - b^2),$$

откуда

$$R^* = \sqrt{R^2(0) + \frac{2}{V} \int_{R(0)}^c v_z(r, 0) r dr}. \quad (9)$$

Остальные граничные условия представляются очевидными, например условие равенства нулю относительной скорости разных сред на твердых поверхностях или отсутствие теплового потока в точках на оси симметрии $(z, 0)$ и т.д. Поэтому перечислим их без детального обсуждения

$$T_0(r, H_1) = T_f, \quad T_0(r, -\infty) = T_r, \quad \left. \frac{\partial T_0}{\partial r} \right|_{r=0} = 0,$$

$$\left. \frac{\partial T_0}{\partial r} \right|_{r=b} = h_0(T^* - T_0), \quad (z \geq z_1), \quad (v_r)_R = 0, \quad (v_z)_R = -V,$$

$$\begin{aligned}
 &T_0(b, z) = T_1(b, z), \\
 &\lambda_0 \frac{\partial T_0}{\partial r} \Big|_{r=b} = \lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial r} \Big|_{r=b} \quad (z < z_1), \\
 &T_1(R, z) = T_2(R, z) = T_{пл}, \\
 &\frac{\partial T_1}{\partial r} \Big|_{r=R^*} = h_1(T^* - T_1(R^*, z)) \quad (z < z^*), \quad (10) \\
 &\left. \begin{aligned}
 &T_2(r, 0) = T_M, \\
 &v_r(r, 0) = v_z(r, 0) = 0, \\
 &p(r, 0) = p_0 + \Phi \rho g, \\
 &T_2(\infty, z) = T_M
 \end{aligned} \right\} (r > c), \\
 &\left. \begin{aligned}
 &T_2(r, H_2) = T_M, \\
 &v_r(r, H_2) = v_z(r, H_2) = 0, \\
 &p(r, H_2) = p_0 + (\Phi - H_2) \rho g \\
 &v_r(\infty, z) = v_z(\infty, z) = 0, \\
 &p(\infty, z) = p_0 + (\Phi - z) \rho g,
 \end{aligned} \right\} (r > a),
 \end{aligned}$$

где $T_f = 1600^\circ\text{C}$ — температура волокна на выходе из вытяжной печи, расположенной на расстоянии $(H_1 - H_2)$ от металлатора; T_r — температура окружающей среды вдали от установки; h_0 и h_1 — коэффициенты теплообмена окружающей атмосферы со стеклом и застывшим металлом соответственно; T_M — температура термостата.

В результате решения системы (1) с граничными условиями (3)–(7), (9), (10) находятся распределения температуры (во всех трех областях интегрирования), давления и компонент скорости для области расплава II. Одновременно в ходе решения определяются стационарные формы поверхностей R , F_1 и F_2 . При этом могут быть найдены и все прочие величины, такие как конечная толщина наносимого покрытия, представляющая собой $l = R^* - b$, сила сопротивления, действующая на волокно при его протягивании через расплав, и т. д.

Метод численного решения

Из практического опыта известно, что решение системы (1) наиболее удобно искать методом установления решения соответствующих нестационарных уравнений. При этом основная трудность, возникающая при численном решении задач со свободной поверхностью, заключается в необходимости производить расчет в областях сложной формы с изменяющейся во времени конфигурацией. Для преодоления этой трудности в [9] для таких областей (I и II на рис. 1) было предложено использовать адаптивную подвижную расчетную сетку, которая вводится с помощью преобразования

$$\tau' = \tau, \quad z' = z'(r, z), \quad r' = r'(r, z), \quad (11)$$

где τ — время.

Преобразование (11) в каждый момент времени отображает реальную расчетную область сложной формы на прямоугольник в плоскости (z', r') и далее решение преобразованных к этим новым координатам уравнений ищется известными итерационными методами. В основном это — методы, разработанные для уравнений, записанных относительно функций тока и вихря. Очевидно, что для таких уравнений должны использоваться некоторые граничные условия для вихря на поверхностях, которые не содержатся в физической постановке задачи, и для их нахождения необходим дополнительный итерационный процесс, увеличивающий общее время сходимости алгоритмов. В то же время в естественных переменных, когда функции тока и вихря не вводятся, при численном решении (1) имеется другая трудность, связанная с расчетом поля давления. Она преодолевается в рамках так называемого "метода расщепления по физическим факторам" [10]. Его суть состоит в следующем.

Пусть нам известно распределение всех гидродинамических параметров на n -м временном слое. Тогда, прежде, чем найти распределение этих величин на следующем $(n + 1)^M$ шаге, решаются "укороченные" уравнения движения, в которых распределение давления не учитывается, т.е. уравнения, в которых опущены все члены, содержащие давление. В результате находится некоторое "промежуточное" поле скоростей \tilde{V} . Ясно, что в общем случае, это поле не удовлетворяет ни уравнению неразрывности ($\text{div } \tilde{V} \neq 0$), ни полным уравнениям движения. Для корректировки "промежуточного" поля \tilde{V} и нахождения истинного распределения V^{n+1} на $(n + 1)^M$ временном шаге, которое удовлетворяло бы всем уравнениям, достаточно положить

$$V^{n+1} = \tilde{V}^n - \frac{\tau}{\rho} \nabla p, \quad (12)$$

где p — стационарное решение уравнения

$$\frac{1}{\rho \zeta^2} \frac{\partial p}{\partial t'} + \nabla \tilde{V} = \frac{\tau}{\rho} \Delta p, \quad (13)$$

причем τ — шаг интегрирования по времени, использованный выше при нахождении V ; ζ — скорость звука в расплаве; t' — произвольный шаг по времени, обеспечивающий скорейшую сходимость (13) к стационарному решению при заданной точности.

Уравнение (13), так же как и "укороченные" уравнения движения, следует перевести на адаптированную сетку. Найдя распределение давления, с помощью (12) определяем V^{n+1} . Далее, на этом $(n + 1)^M$ шаге находится новое поле температур, и поскольку в нашей задаче имеются, вообще говоря, подвижные во времени свободные поверхности F_1 и F_2 , то, используя рассмотренные выше граничные условия, устанавливаем их новые положения. Зная распределение T^{n+1} , находим также и новое положение

границы фазового перехода R^{n+1} , а описанный выше цикл расчетов повторяем до сходимости результатов. Окончательным считалось положение R , при котором выполнялось условие

$$\left| \frac{R^n - R^{n-1}}{R^n} \right| < \varepsilon \quad (\text{где } \varepsilon \approx 0.01).$$

Заметим, что примененный нами итерационный процесс был основан на неявных схемах чередующихся направлений, описанных в [11], с использованием методов прогонки [12]. В качестве начальных приближений при решении нестационарных уравнений (1) могут быть взяты произвольные функции, удовлетворяющие соответствующим граничным условиям.

Результаты расчетов и обсуждение

Работоспособность и предсказательные свойства разработанной модели продемонстрируем на примере процесса намораживания на волокно алюминиевых покрытий. Алюминий выбран не случайно, а исходя из тех соображений, что из всех известных металлических покрытий именно для алюминиевых больше всего информации содержится в литературе, что интересно в плане сравнения результатов вычислений с опытными данными. Однако, прежде чем проводить такое сравнение, рассмотрим результаты, которые могут быть получены при расчете всего одной точки в пространстве технологических параметров. Выберем для этого вполне типичные значения этих параметров: $\Phi = 3$ см, $a = c = 0.5$ мм, $2b = 125$ мкм, $H_2 = 2$ мм, $T_M = 662^\circ\text{C}$, $V = 0.2$ м/с.

На рис. 2 представлены результаты расчета распределений давления (точнее, величины его превышения над атмосферным $p - p_0$) и температуры в расплаве. Здесь и далее координата $z = 0$ соответствует точке замерзания металла, вынесенного из металлатора в жидком виде, где толщина намороженного слоя приобретает окончательное значение (на рис. 1 эта точка находится при $z = z^*$). Ясно, что в покоящемся расплаве каждому r отвечала бы линейная зависимость $p - p_0$ от z . Из рис. 2, а видно, что в движущемся за счет взаимодействия с протягиваемым волокном жидком металле динамический вклад в полное давление мал. При весьма невысоких используемых в методе намораживания скоростях волокна (≤ 0.4 м/с) этот вклад в $p - p_0$ не превышает $\sim 10\%$ от гидростатического.

Точно так же малые скорости конвективного движения расплава не могут заметным образом повлиять на поле температур, практически полностью определяемое высокой теплопроводностью жидких металлов (рис. 2, б).

Рассчитанные распределения компонент скорости приведены на рис. 3. Как и ожидалось, v_z достигает максимальных значений вблизи волокна и падает с удалением от него, причем наиболее резко это падение проявляется в областях входного и выходного отверстий металлатора. В этих же областях имеет особенности и распределение v_r , свидетельствуя о вихревом характере движения расплава.

Рис. 4 иллюстрирует формы стационарных входного и выходного менисков. Видно, что продольные их размеры вполне сравнимы с геометрическими размерами самой системы (такими, как a , b , c , H_2). Выше упоминалась работа [2], где, в частности, при построении зависимостей толщины намороженного покрытия от параметров в качестве одного из независимых переменных использовалось время контакта волокна с расплавом. В одномерных моделях [2-4] это время, очевидно, равно $\tau_c = H_2/V$, тогда как при учете движения расплава оно определяется величиной $\tau_c = (z_1 - z^*)/V$, лишь в частном случае равенства глубин менисков ($H_2 - z_1$) и $|z^*|$ оба значения времен совпадают. Тем не менее параметр τ_c удобен для сравнения результатов расчетов, полученных с помощью различных моделей как между собой, так и с опытными данными.

Рис. 5 дает представление о динамике вдоль z толщины намороженного на волокно слоя металла внутри металлатора при различных температурах расплава (здесь $\tau_c = (z_1 - z)/V$, где z — текущее вплоть до z^* значение координаты). Как подтверждается и опытными наблюдениями, видна довольно сильная зависимость толщины покрытия от T_M . Физически такая зависимость вполне понятна и объясняется следующим образом. Тепловые потоки через границу фазового перехода, определяющие ее положение, зависят от разности температур по обе стороны R . Если для малых τ_c эти потоки пропорциональны величинам $(T_M - T_0)$, весьма близким для всех рассматриваемых значений T_M , то в дальнейшем, при прогреве волокна и приближении его температуры к температуре плавления металла (напомним, что температура плавления алюминия 660°C), тепловые потоки оказываются пропорциональными разностям $\approx (T_M - T_{пл})$, различным даже для не слишком сильно различающихся T_M (здесь T_0 — температура волокна в начальный момент его контакта с расплавом, причем $T_M - T_0 \ll T_M - T_{пл}$). Таким образом, чем выше T_M , тем интенсивнее осуществляется прогрев волокна и тем раньше начинается и быстрее протекает обратный процесс плавления уже намороженного слоя металла. Из рис. 5 видно также, что кривые 1-4 имеют резко немонотонные участки в области выходного отверстия металлатора. Они обусловлены выносом вязким трением и заставанием на волокне некоторой массы жидкой фазы. Замерзание вынесенного расплава на выходе

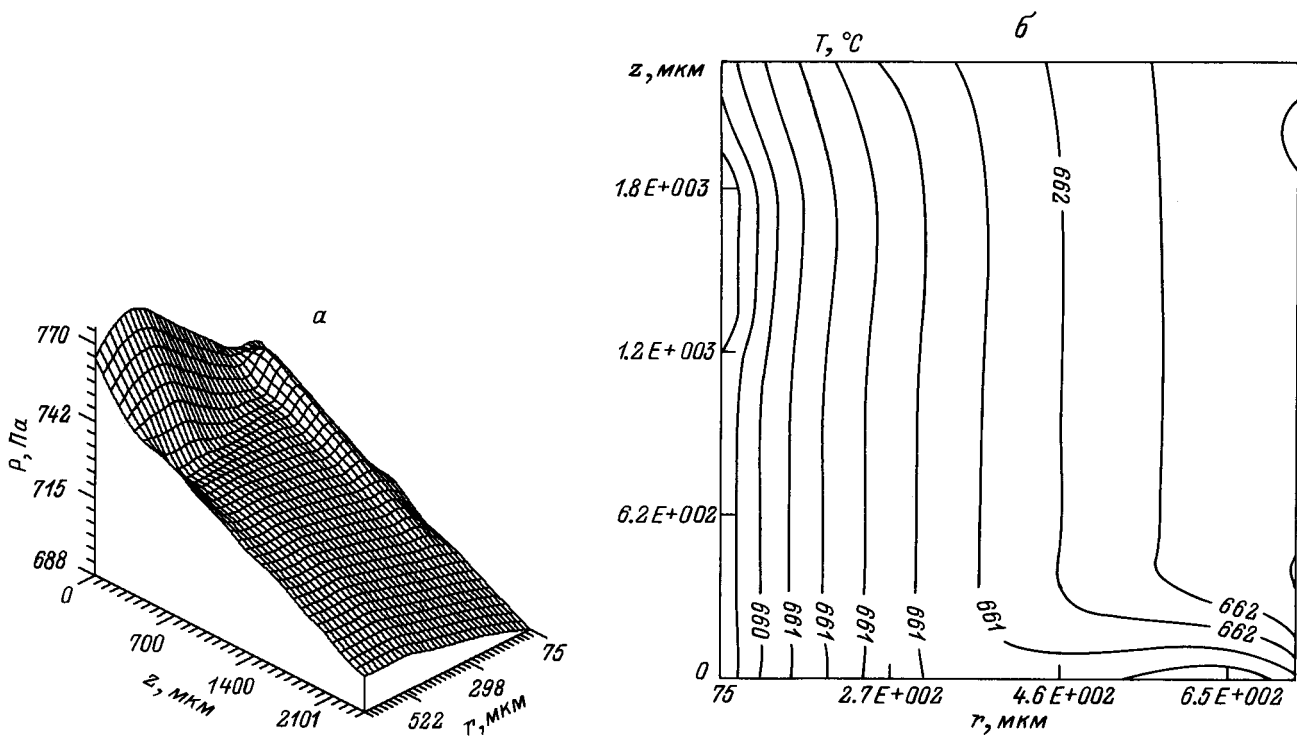


Рис. 2. Пространственные распределения давления (а) и температуры (б) в расплаве.

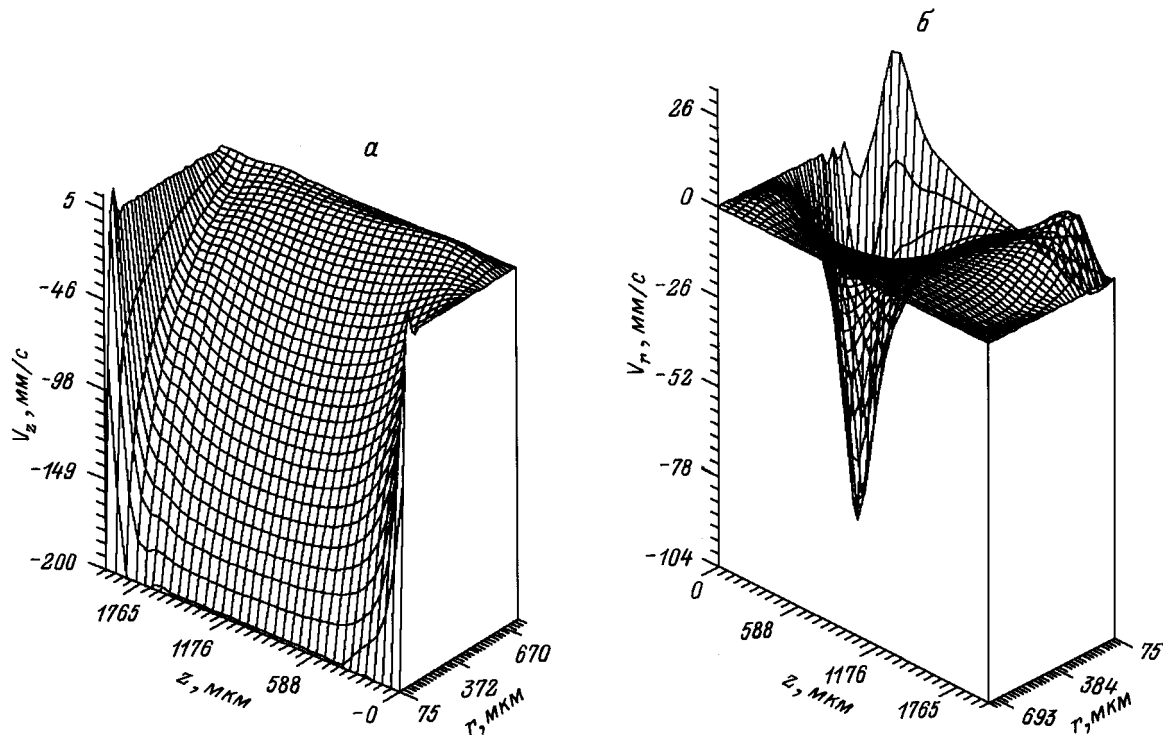


Рис. 3. Пространственные распределения продольной вдоль z (а) и поперечной составляющей скорости (б).

из металлизатора осуществляется весьма быстро, поскольку поддерживавший расплав в жидком состоянии поток тепла от термостата прекращается. Видно также, что начиная с некоторых значений T_M при фиксированных прочих параметрах намороженный

слой к моменту выхода волокна из металлизатора может расплавиться до такой степени, что еще до выходного отверстия его расчетная толщина окажется ≤ 1 мкм (кривая 5). На практике же редко удается получить толщину покрытия, меньшую ~ 10 мкм,

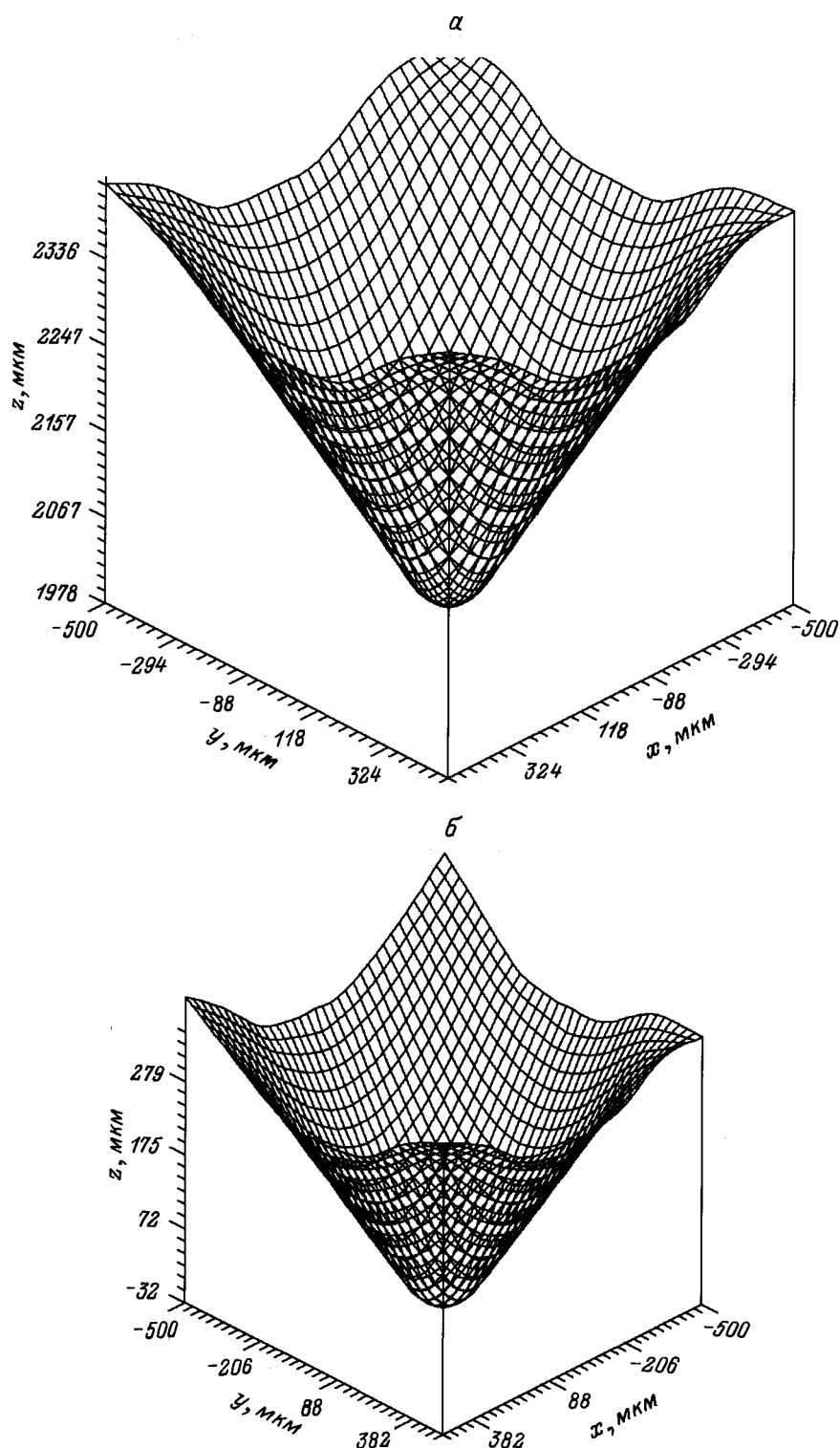


Рис. 4. Формы стационарных менисков во входном (а) и выходном (б) отверстиях металлизатора.

что объясняется протеканием в системе процессов, не учтенных в модели и обсуждаемых ниже. Поэтому в расчетах полагалось, что если к выходному отверстию толщина слоя падает до ≤ 1 мкм, то покрытие на волокно вообще не наносится.

Сравнение результатов расчетов по разным моделям проводится, в частности, на рис. 6, где кривая 1 — расчет по одномерной модели, 2 — по упрощенной двумерной, т.е. такой, в которой теплоперенос в системе определяется в координатах

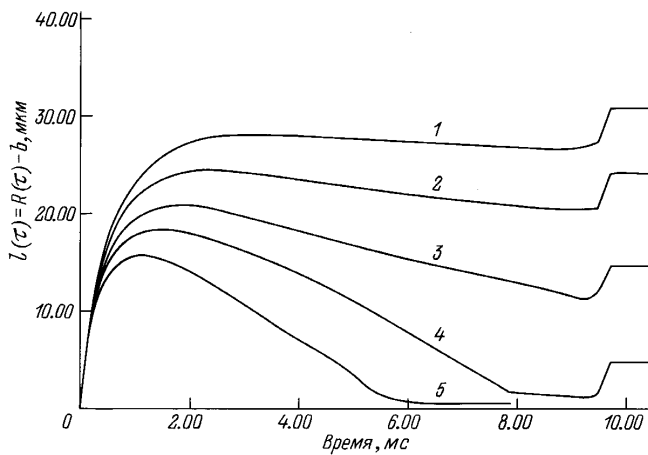


Рис. 5. Зависимость толщины $l(\tau) = R(\tau) - b$ намороженного слоя металла от времени контакта волокно-расплав. T_M , °C 661 (1), 662 (2), 663 (3), 664 (4), 665 (5).

(r, z), а движение расплава не рассматривается. Иными словами, решаются совместно лишь двумерные уравнения теплопроводности для всех трех областей: движущихся с постоянной скоростью V стеклянного волокна и намороженного на него слоя металла и неподвижного расплава. При этом положение границы фазового перехода R находится из двумерного условия Стефана (3). Кривая 3 получена с помощью разработанной здесь полной гидродинамической модели. На рис. 6 точками представлены также измеренные нами значения толщины покрытий, нанесенных при

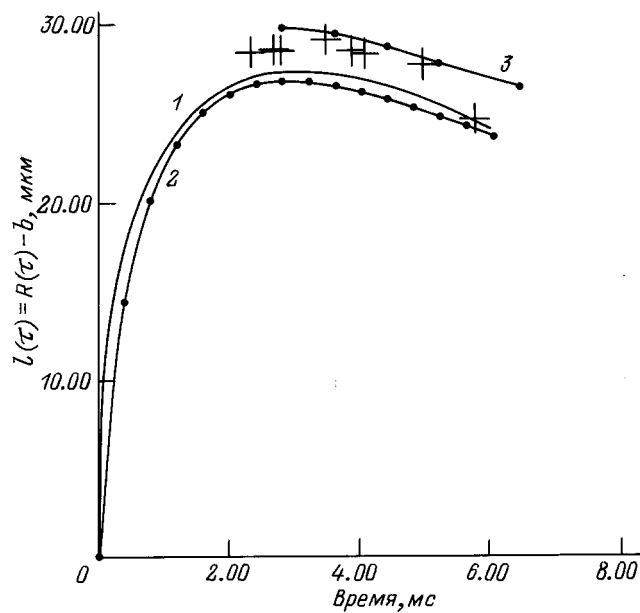


Рис. 6. Сравнение значений конечной толщины намороженного алюминиевого покрытия от полного времени контакта волокно-металл, рассчитанных по разным моделям (1-3) и найденных экспериментально (крестики) ($2b = 125$ мкм, $T_M = 662$ °C).

соответствующих расчетам параметрах процесса. Как и следовало ожидать, учет продольного теплопереноса в неполной двумерной модели не ведет к существенному различию толщин покрытия, рассчитанных по одномерной, за исключением, может быть, области малых значений τ_c . Наличие же движения расплава в металлизаторе позволяет в полной модели учесть вынос волокном части металла в жидком виде, за счет чего толщина покрытия становится заметно больше и что ведет к лучшему согласию результатов расчета с экспериментальными значениями. В то же время обращает на себя внимание тот факт, что все три рассмотренные модели дают результаты, различающиеся как между собой, так и с опытными данными в пределах всего $\sim 10\%$.

Как уже отмечалось во Введении, на практике металлическое покрытие на волокне удается получить лишь при определенных параметрах процесса намораживания. Невозможность или по какой-то причине прекращение процесса нанесения покрытия, на наш взгляд, обусловлено тем, что при соответствующих неблагоприятных сочетаниях параметров силы вязкого трения, действующие со стороны расплава на затвердевающий на волокне слой металла, имеющий внутри металлизатора температуру, очень близкую к температуре фазового перехода, превышают механическую прочность слоя так, что этими силами он может быть разорван. Высказанное предположение основано на следующих обстоятельствах. Во-первых, продольная составляющая скорости расплава V_z наиболее резко падает по r вблизи отверстий металлизатора (рис. 3, а). Это означает, что в этих местах сила вязкого трения достигает своих наибольших значений. В подтверждение на рис. 7 приведено рассчитанное нами распределение величины $\partial V_z / \partial r$ вдоль z , равной с точностью до коэффициента вязкости силе

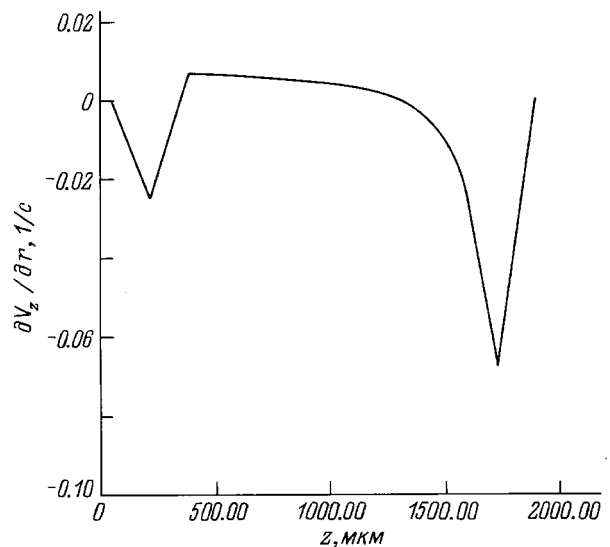


Рис. 7. Распределение силы вязкого трения вдоль границы фазового перехода R .

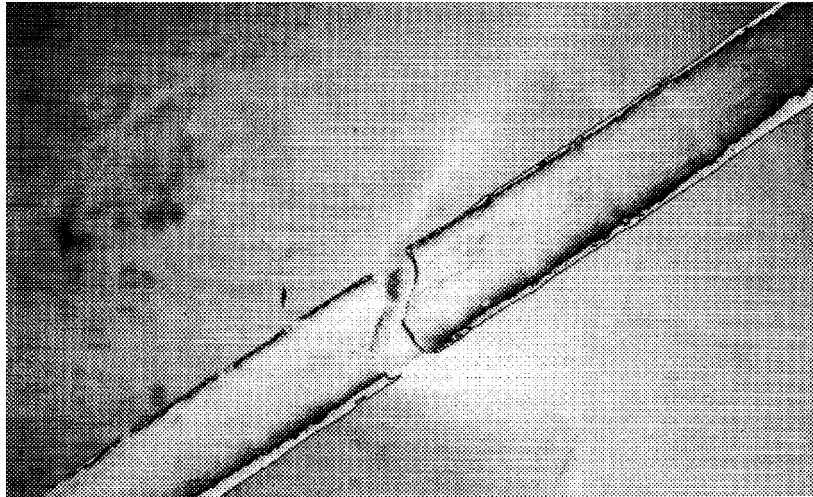


Рис. 8. Фрагменты волокна с нарушенной сплошностью покрытия.

трения. Во-вторых, в пользу предлагаемого механизма свидетельствуют и экспериментальные наблюдения. Так, на рис. 8 представлен один из фрагментов волокна, на котором нарушена сплошность покрытия. Из очертаний границ обоих участков нарушенного покрытия следует однозначный вывод о характере разрушения как о разрыве. К сожалению, данных о прочностных характеристиках металлов вблизи точки фазового перехода нет (как, впрочем, и подобных данных о вязкости их расплавов), поэтому предложенный механизм срыва процесса металлизации волокон не мог быть количественно учтен в модели.

Из вышеизложенного следует, что металлическое покрытие не наносится на волокно в тех случаях, когда замороженный на нем слой вблизи выходного отверстия металлизатора слишком тонок или сила

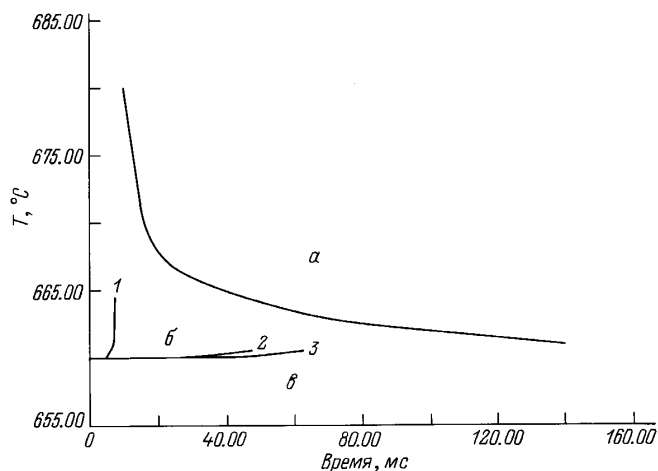


Рис. 9. "Разрешенная" и "запрещенная" зоны технологических параметров процесса нанесения алюминиевого покрытия на волокно диаметром 400 мкм. $2c$, мм: 0.45 (1), 0.5 (2), 0.55 (3); а, в — "запрещенная зона", б — "разрешенная зона".

трения велика. Случай тонкого покрытия реализуется, в частности, когда при фиксированных прочих параметрах температура расплава T_M превышает некоторое значение или велико время контакта τ_c (последнее случается, когда мала скорость волокна V и (или) слишком велик размер H_2). Повышенные значения силы трения могут возникать, если расстояние $c - R(0)$ оказывается малым, т.е. когда поверхность замороженного слоя приближается к кромке выходного отверстия. В этом случае падение v_z вдоль r от V до 0 осуществляется на коротком отрезке так, что сила трения действительно может стать большой. Намораживание столь толстого слоя металла также происходит в условиях самых различных сочетаний параметров, когда, например, значение c слишком мало (или, что равносильно, диаметр волокна слишком велик) или мало τ_c .

Иными словами, в общем случае многомерного пространства технологических параметров в нем имеются области, в которых нанесения покрытия возможно ("разрешенные зоны") или нет ("запрещенные"). В определенном диапазоне изменения толщин покрытия, ограниченном для разных металлов, с одной стороны, величинами $\sim 10-15$ мкм, с другой — значением $\approx (c-b)$, эти зоны могут быть рассчитаны с помощью разработанной модели. На рис. 9 приведен один конкретный пример такого расчета, выполненного для переменных T_M , τ_c и некоторых дискретных значений c при неизменных остальных параметрах ($\Phi = 3$ см, $a = 0.5$ мм, $2b = 0.4$ мм). Видно, что при $2c \geq 0.6$ мм нижняя граница "разрешенной зоны" оказывается практически совпадающей с $T_{пл}$, а, например, при $c \rightarrow b$ зона становится очень узкой вдоль τ_c . Несмотря на приближенность определения границ "разрешенных зон", знание этих зон весьма полезно с практической точки зрения, позволяя максимально сузить диапазон возможного варьирования параметров процесса.

Таким образом, если при наличии информации о физических свойствах металлов вблизи точки фазового перехода описанный выше и вызывающий отсутствие покрытия на волокне механизм вполне может быть учтен в разработанной нами модели, то другое также наблюдаемое на практике явление никак не может быть вписано в рамки этой модели. Речь идет о явлении, сопровождающем метод намораживания и состоящем в образовании с внутренней, прилегающей к волокну стороны покрытия незаполненных металлом полостей. Вряд ли это явление привлекло бы наше внимание, если бы не удивительная периодичность расположения вдоль волокна имеющих форму, близкую к эллипсам, охватывающим волокно, полостей. Поскольку полости имеют конечные по r размеры (высоты), то описанные выше разрывы покрытия (рис. 8) происходят, как правило, в местах расположения этих полостей, так как именно в их вершинах намороженный слой оказывается наиболее тонким.

Природа возникновения регулярно расположенных полостей связана с неустойчивостью течения расплава вблизи волокна во входном отверстии металлатора. Физический механизм их появления будет вскрыт в отдельной нашей работе.

Список литературы

- [1] *Bogatyryov V.A., Dianov E.M., Rumjantsev S.D. et al.* // *Sov. Lightwave Commun.* 1991. N 1. P. 227–233.
- [2] *Arridge R.G.C., Heywood D.* // *Brit. J. Appl. Phys.* 1967. Vol. 18. P. 447–456.
- [3] *Biriukov A.S., Bogatyryov V.A., Dianov E.M. et al.* // *Sov. Lightwave Commun.* 1993. N 3. P. 235.
- [4] *Бубнов М.М., Дианов Е.М., Казенин Д.А. и др.* // *ДАН. Химическая технология.* 1994. Т. 337. № 5. С. 624–627.
- [5] *Sangiorgi R. et al.* // *J. Amer. Ceram. Soc.*, 1988. Vol. 71. P. 742.
- [6] *Таблицы физических величин. Справочник / Под ред. И.К. Кикоина.* М., 1976.
- [7] *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* *Гидродинамика.* М.: Наука, 1988.
- [8] *Финн Р.* *Равновесные капиллярные поверхности. Математическая теория.* М., 1989.
- [9] *Гуцин В.А., Коньшин В.Н.* // *Аэрофизика и прикладная математика. Сб. науч. тр. М., 1981. С. 124–126.*
- [10] *Белоцерковский О.М., Гуцин В.А., Щенников В.В.* // *ЖВММФ.* 1975. Т. 15. С. 197–203.
- [11] *Гуцин В.А., Коньшин В.Н.* *Численное моделирование волновых движений жидкости.* М., 1985. С. 35.
- [12] *Роуч П.* *Вычислительная гидродинамика.* М.: Наука, 1976.