

2. Зеньковская С. М. О влиянии вибрации на возникновение конвекции.— М., 1978.— Деп. в ВИНТИ 11.07.78, № 2437—78.
3. Зеньковская С. М. Исследование конвекции в слое жидкости при наличии вибрационных сил // Изв. АН СССР. МЖГ.— 1968.— № 1.
4. Симоненко И. Б. Обоснование метода осреднения для абстрактных параболических уравнений // Мат. сб.— 1970.— Т. 81(123), № 1.
5. Симоненко И. Б. Обоснование метода осреднения для задачи конвекции в поле быстро осциллирующих сил и для других параболических уравнений // Мат. сб.— 1972.— Т. 87(129), № 2.
6. Зеньковская С. М. О влиянии вибрации на конвективную неустойчивость // Численные методы динамики вязкой жидкости.— Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1979.
7. Гершуни Г. З., Жуховицкий Е. М. О свободной тепловой конвекции в вибрационном поле в условиях невесомости // ДАН СССР.— 1979.— Т. 249, № 3.
8. Гершуни Г. З., Жуховицкий Е. М. О конвективной неустойчивости жидкости в вибрационном поле // Изв. АН СССР. МЖГ.— 1981.— № 4.
9. Зеньковская С. М. О влиянии вибрации на возникновение конвекции в бинарной смеси.— М., 1981.— Деп. в ВИНТИ 10.04.81, № 1570-81.
10. Зеньковская С. М., Куринной В. В. Свободная конвекция в слое жидкости при осциллирующем поле тяжести.— М., 1983.— Деп. в ВИНТИ 7.07.83, № 4095-83.
11. Бельская Л. Х., Юдович В. И. Численное исследование возникновения конвекции в бинарной смеси под действием периодических по времени внешних сил.— М., 1981.— Деп. в ВИНТИ 8.01.81, № 4-81.
12. Рахманов А. И. Конвекция в колеблющемся слое вязкой жидкости.— М., 1983.— (Препр./АН СССР, Ин-т прикладной математики; № 114).
13. Юрков Ю. С. Вибрационная тепловая конвекция в квадратной полости в невесомости (конечные частоты) // Конвективные течения.— Пермь: Перм. пед. ин-т, 1981.
14. Зеньковская С. М. Конвекция в колеблющемся слое жидкости с двумя свободными поверхностями // Изв. Сев.-Кавк. науч. центра высш. шк. Естеств. науки.— 1987.— № 4.
15. Гершуни Г. З., Жуховицкий Е. М. Вибрационная тепловая конвекция в невесомости // Гидромеханика и процессы переноса в невесомости.— Свердловск: УНЦ АН СССР, 1983.
16. Зеньковская С. М., Симоненко И. Б. Метод осреднения для задачи о конвекции в поле быстро осциллирующих сил и для других параболических уравнений // IV Междунар. конф. по пограничным и внутренним слоям: Тез. докл.— Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1986.
17. Zen'kovskaja S. M., Simonenko I. B. Application of averaging method for the solution of the problem of convection in the field of rapidly oscillating forces and for the solution of other parabolic equations // Proc. IV Intern. conf. on boundary and interior layers: computational and asymptotic methods.— Dublin: Boole Press, 1986.
18. Заварькин М. П., Зорин С. В., Путин Г. Ф. О термоконвективной неустойчивости в вибрационном поле // ДАН СССР.— 1988.— Т. 299, № 2.
19. Юдович В. И. О возникновении конвекции // ПММ.— 1966.— Т. 30, вып. 6.
20. Юдович В. И. Свободная конвекция и ветвление // ПММ.— 1967.— Т. 31, вып. 1.
21. Тер-Григорьянц Г. К., Караманова Н. Э. Расчет плоской стационарной конвекции // Изв. Сев.-Кавк. науч. центра высш. шк. Естеств. науки.— 1977.— № 3.
22. Зеньковская С. М., Овчинникова С. И. Расчет вторичных течений в задаче о термо-вибрационной конвекции в слое.— М., 1987.— Деп. в ВИНТИ 19.05.87, № 4579—В87.

г. Ростов-на-Дону

Поступила 5/IX 1989 г.

УДК 532.62

Л. К. Анталовский, Г. Б. Волкова

## К ВОПРОСУ ЦЕНТРИРОВАНИЯ ПОЛЫХ МИКРОСФЕР

В настоящее время наблюдается большой интерес к проблемам создания полых равнотолщинных микросфер из аморфных материалов типа стекла, пластмасс, полимеров. Это в первую очередь связано с вопросами микрокапсулирования [1], а также с появлением новых областей применения микросфер: лазерные термоядерные мишени; микробаллоны для хранения водорода, кислорода и ракетных топлив под высоким давлением; наполнитель для конструктивных панелей летательных и подводных аппаратов (см. [2] и библиографию к ней).

В данной работе рассматривается процесс неизотермического расширения почти сферической тонкой жидкой оболочки под действием давления нагретого газа в полости. Предложена феноменологическая модель, основанная на законах сохранения массы, импульса и энергии в приближении тонкого слоя, которые замыкаются термо-

динамическими определяющими соотношениями жидкой пленки [3]. Численно исследован заложенный в модель механизм центрирования микросферы, связанный с зависимостью вязкости материала пленки от температуры.

В приближении тонкого слоя положение жидкой оболочки в момент времени  $t$  задается двумерной поверхностью  $\Gamma = \Gamma(t)$ , в каждой точке  $\mathbf{x}$  которой определены скорость  $\mathbf{v}$ , толщина  $h$ , абсолютная температура  $\theta$ , натяжение  $\tau$  и поверхностная внутренняя энергия  $\epsilon$ . Считаем, что политропный газ внутри полости образует замкнутую термодинамическую систему, т. е. его масса  $M$  постоянна, а объем  $V$ , внутренняя энергия  $E$ , абсолютная температура  $\theta_0$  и давление  $p_0$  зависят только от времени и связаны уравнениями

$$(1) \quad p_0 V = MR_0 \theta_0 / m, \quad E = M c_0 \theta_0$$

( $R_0$  — газовая постоянная,  $m$  — молекулярный вес,  $c_0$  — теплоемкость газа). Соответственно внешний газ будет играть роль резервуара тепла и давления с характеристиками  $\theta_\infty$ ,  $p_\infty$ .

Пусть  $\rho$ ,  $c$ ,  $\sigma$ ,  $\kappa$ ,  $\mu(\theta)$  обозначают плотность, коэффициенты удельной теплоемкости, поверхностного натяжения, теплопроводности и вязкости материала пленки, причем

$$(2) \quad \mu(\theta) = \rho \nu \exp(\theta_* / \theta)$$

( $\nu$ ,  $\theta_*$  — постоянные величины). Формула (2) хорошо аппроксимирует зависимость динамического коэффициента вязкости аморфных материалов от температуры. Для простоты  $\rho$ ,  $c$ ,  $\sigma$ ,  $\kappa$  считаем постоянными.

Выберем в качестве независимых термодинамических параметров пленки ее толщину  $h$  и температуру  $\theta$  и постулируем равенства  $\tau = 2\sigma$ ,  $\epsilon = 2\sigma + \rho c h \theta$ . Другими словами, натяжение пленки складывается из поверхностных натяжений лицевых межфазных границ, которые здесь считаются не взаимодействующими ( $\tau_h = 0$ ), а выражение для энергии вытекает из условия существования энтропии:  $h^2(\epsilon/h)_h = \theta^2(\tau/\theta)_\theta$ . Зафиксируем определяющие соотношения для тензора натяжений  $T$  и вектора потока тепла  $\mathbf{q}$  пленки  $\Gamma$  [3]:

$$(3) \quad T = [2\sigma + 3\mu(\theta)h \operatorname{div}_\Gamma \mathbf{v}] \nabla_\Gamma \mathbf{x} + 2\mu(\theta)h D_\Gamma, \quad \mathbf{q} = -\kappa h \nabla_\Gamma \theta.$$

Здесь  $\nabla_\Gamma$  — поверхностный градиент;  $D_\Gamma$  — девиатор тензора скоростей деформаций  $\Gamma$ . Заметим, что  $\nabla_\Gamma \mathbf{x}$  совпадает с метрическим тензором  $\Gamma$  и  $\Delta_\Gamma \mathbf{x} = k \mathbf{n}$  ( $k = -\operatorname{div}_\Gamma \mathbf{n}$  — сумма главных кривизн  $\Gamma$ ,  $\mathbf{n}$  — вектор единичной нормали к  $\Gamma$ ).

Кроме этого, постулируем следующее равенство для поверхностной плотности источников тепла:

$$(4) \quad Q = \beta(\theta_\infty - \theta) - (E_t + p_0 V_t) / A$$

( $\beta$  — коэффициент межфазного теплообмена материала пленки с внешним газом,  $A$  — площадь  $\Gamma$ ). Для почти сферического микробаллона со средним радиусом  $r_0 = (3V/4\pi)^{1/3}$  разумно использовать формулу  $\beta = \kappa_\infty / r_0$  ( $\kappa_\infty$  — коэффициент теплопроводности внешнего газа). В (4) не учитывается радиационный теплообмен по закону Стефана—Больцмана, поскольку в расчетах для умеренных температур этот вклад незначителен. Наконец, последнее эвристическое соотношение

$$(5) \quad \theta_0 = \frac{1}{A} \int_\Gamma \theta d\Gamma$$

устанавливает связь температур пленки и газа в полости.

Запишем асимптотически точные при  $hk \rightarrow 0$  дифференциальные законы сохранения массы, импульса и энергии [3]:

$$(6) \quad \dot{h} + h \operatorname{div}_\Gamma \mathbf{v} = 0;$$

$$(7) \quad \rho h \dot{\mathbf{v}} = \operatorname{div}_\Gamma T + (p_0 - p_\infty) \mathbf{n};$$

$$(8) \quad \rho ch\dot{\theta} = \mu(\theta)h[3(\operatorname{div}_{\Gamma}\mathbf{v})^2 + 2D_{\Gamma} : D_{\Gamma}] + Q - \operatorname{div}_{\Gamma}\mathbf{q}.$$

Здесь действием массовых сил пренебрегается; нормаль  $\mathbf{n}$  направлена во внешний газ; точка сверху обозначает полную производную по времени.

Очевидно, что по положению  $\Gamma$  и распределению  $\theta$  уравнения (1), (5) полностью определяют термодинамическое состояние газа в полости, поэтому искомыми будут функции  $h$ ,  $\mathbf{v}$ ,  $\theta$  на подвижной поверхности  $\Gamma$ , точки которой удовлетворяют уравнению  $\dot{\mathbf{x}} = \mathbf{v}(\mathbf{x}, t)$ . Для них следует поставить начальные условия.

Предположим, что поверхность  $\Gamma$  звездна относительно центра масс

$$(9) \quad \mathbf{a} = \int_{\Gamma} h\mathbf{x}d\Gamma / \int_{\Gamma} h d\Gamma,$$

тогда ее можно параметризовать единичной сферой  $S = \{|\mathbf{s}| = 1\}$  при помощи стереографической проекции  $\mathbf{x} = \mathbf{a}(t) + r(\mathbf{s}, t)\mathbf{s}$  с центром в точке  $\mathbf{a}$ .

Если в равенстве  $\dot{\mathbf{x}} = \mathbf{a}_t + (r_t + \dot{\mathbf{s}} \cdot \nabla_{\mathbf{s}} r)\mathbf{s} + r\dot{\mathbf{s}} = \mathbf{v}(\mathbf{x}, t)$  положить  $r\dot{\mathbf{s}} = \mathbf{u}(\mathbf{s}, t)$ , то получим

$$(10) \quad \mathbf{v} = \mathbf{a}_t + (r_t + r^{-1}\mathbf{u} \cdot \nabla_{\mathbf{s}} r)\mathbf{s} + \mathbf{u}, \quad \dot{f} = f_t + r^{-1}\mathbf{u} \cdot \nabla_{\mathbf{s}} f$$

( $f(\mathbf{s}, t)$  — произвольная функция). Эти формулы дают возможность переписать задачу (1)–(8) в терминах  $\mathbf{a}(t)$ ,  $r(\mathbf{s}, t)$ ,  $h(\mathbf{s}, t)$ ,  $\theta(\mathbf{s}, t)$ ,  $\mathbf{u}(\mathbf{s}, t)$ , полученных в результате замены переменных. Очевидно, что векторное поле  $\mathbf{u}$  касательно сфере  $S$ .

Из (6), (7), (9) вытекает  $\mathbf{a}_{tt} = \mathbf{0}$ , т. е. можно положить  $\mathbf{a} = \mathbf{0}$ , поскольку исходные уравнения допускают галилеевы переносы. Рассмотрим основное сферически-симметричное решение  $h(t)$ ,  $r(t)$ ,  $\theta(t)$ ,  $\mathbf{u} = \mathbf{0}$  и его малые возмущения  $H(\mathbf{s}, t)$ ,  $R(\mathbf{s}, t)$ ,  $\Theta(\mathbf{s}, t)$ ,  $\mathbf{u}(\mathbf{s}, t)$ , в терминах которых справедливы линеаризованные равенства

$$(11) \quad \mathbf{u} = \mathbf{s} - r^{-1}\nabla_{\mathbf{s}}R, \quad \nabla_{\Gamma} = r^{-2}[(r - R)\nabla_{\mathbf{s}} + \mathbf{s}\nabla_{\mathbf{s}}R \cdot \nabla_{\mathbf{s}}], \\ \nabla_{\Gamma}\mathbf{x} = \nabla_{\mathbf{s}}\mathbf{s} + r^{-1}(\mathbf{s} \otimes \nabla_{\mathbf{s}}R + \nabla_{\mathbf{s}}R \otimes \mathbf{s}), \quad \operatorname{div}_{\Gamma}\mathbf{v} = 2r_t/r + 2(R/r)_t + \\ + r^{-1}\operatorname{div}_{\mathbf{s}}\mathbf{u}, \quad D_{\Gamma} = r^{-1}D_{\mathbf{s}}$$

( $\otimes$  — символ тензорного произведения,  $D_{\mathbf{s}}$  — девиатор симметричной части тензора  $\nabla_{\mathbf{s}}\mathbf{u}$ ). С учетом (10), (11) получаем уравнения для определения основного решения

$$(12) \quad (hr^2)_t = 0, \quad \rho hr_{tt} = p_0 - p_{\infty} - 4r^{-1}[\sigma + 3\mu(\theta)hr_t/r], \\ \rho ch\theta_t = 12\mu(\theta)h(r_t/r)^2 + Q;$$

$$(13) \quad p_0 = 3MR_0\theta/(4\pi r^3m), \quad Q = \beta(\theta_{\infty} - \theta) - p_0r_t - Mc_0\theta_t/(4\pi r^2)$$

и его возмущения

$$(14) \quad (H/h + 2R/r)_t + r^{-1}\operatorname{div}_{\mathbf{s}}\mathbf{u} = 0;$$

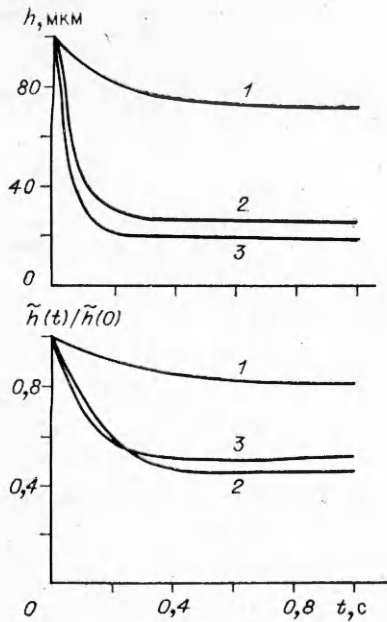
$$(15) \quad \rho(hr_{tt} + r_{tt}H) = 2r^{-2}[\sigma + 3\mu(\theta)hr_t/r](\Delta_{\mathbf{s}}R + 2R) + \\ + 6r^{-1}[\mu(\theta)H_t - 2\mu_{\theta}(\theta)\Theta hr_t/r];$$

$$(16) \quad \rho h(\mathbf{r}u_{tt} + r_{tt}\nabla_{\mathbf{s}}R) = 2\mu(\theta)hr^{-1}\operatorname{div}_{\mathbf{s}}D_{\mathbf{s}} - 3\nabla_{\mathbf{s}}[\mu(\theta)H_t - \\ - 2\mu_{\theta}(\theta)\Theta hr_t/r];$$

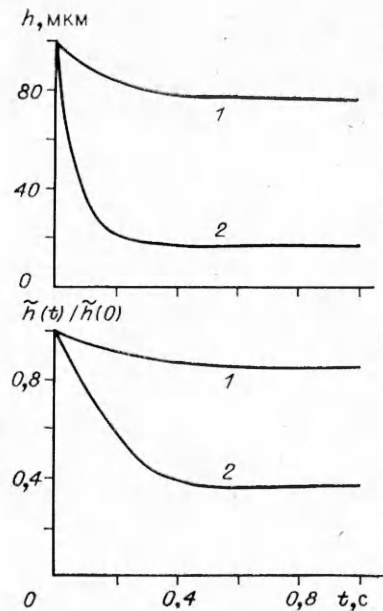
$$(17) \quad \rho c(h\theta_t + \theta_tH) = \chi hr^{-2}\Delta_{\mathbf{s}}\Theta - 12\mu(\theta)h(r_t/r)(H/h)_t + \\ + 12(r_t/r)^2[h\mu_{\theta}(\theta)\Theta + \mu(\theta)H] - \beta\Theta.$$

Заметим, что вектор  $\operatorname{div}_{\mathbf{s}}D_{\mathbf{s}}$  касателен сфере  $S$ , причем на потенциальном возмущении скорости  $\mathbf{u} = r^{-1}\nabla_{\mathbf{s}}U$  справедливо равенство  $2\operatorname{div}_{\mathbf{s}}D_{\mathbf{s}} = r^{-1}\nabla_{\mathbf{s}}(\Delta_{\mathbf{s}}U + 2U)$ . В данном случае (16) превращается в скалярное уравнение для потенциала  $U(\mathbf{s}, t)$ :

$$(18) \quad \rho h(U_t + r_{tt}R) = \mu(\theta)hr^{-2}(\Delta_{\mathbf{s}}U + 2U) + 6\mu_{\theta}(\theta)\Theta hr_t/r - 3\mu(\theta)H_t,$$



Р и с. 1



Р и с. 2

При выводе уравнений в вариациях (14)–(18) предполагалось, что  $H$ ,  $R$ ,  $\Theta$  и  $U$  имеют нулевое среднее по сфере  $S$ , поэтому  $A$ ,  $V$ ,  $\theta_0$ ,  $p_0$  и  $\beta$  не возмущаются ввиду формул

$$A = 4\pi r^2 + 2r \int_S R dS, \quad V = \frac{4}{3} \pi r^3 + r^2 \int_S R dS, \quad \theta_0 = \theta + \frac{1}{4\pi} \int_S \Theta dS.$$

Очевидно, что задача (14), (15), (17), (18) допускает разделение переменных, причем слабее всех будет затухать первая сферическая гармоника, которая и определяет степень центрирования микросферы. Если ограничиться возмущениями такого вида, сохраняющими центр масс  $\mathbf{a} = \frac{r}{4\pi} \int_S \left( \frac{H}{h} + \frac{3R}{r} \right) s dS$ , а именно  $(\mathbf{e} = \text{const}) H = \tilde{h}(t) \mathbf{e} \cdot \mathbf{s}$ ,  $R = -(r/3h) \tilde{h}(t) \times \mathbf{e} \cdot \mathbf{s}$ ,  $\Theta = \tilde{\theta}(t) \mathbf{e} \cdot \mathbf{s}$ , то для  $\tilde{h}(t)$ ,  $\tilde{\theta}(t)$  получаются обыкновенные дифференциальные уравнения

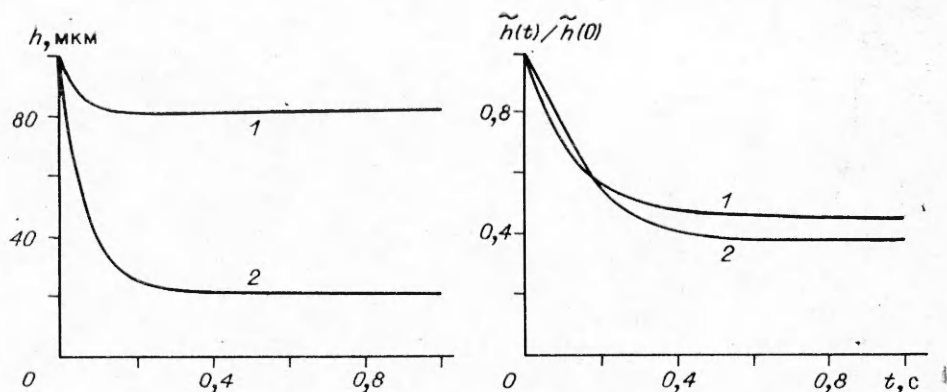
$$(19) \quad \rho [r_{tt} \tilde{h} - h(r\tilde{h}/3h)_{tt}] = 6r^{-1} [\mu(\theta) \tilde{h}_t - 2\mu_\theta(\theta) \tilde{\theta} h r_t / r];$$

$$(20) \quad \rho c (h \tilde{\theta}_t + \theta_t \tilde{h}) = 12(r_t/r)^2 [h\mu_\theta(\theta) \tilde{\theta} + \mu(\theta) \tilde{h}] - 12\mu(\theta) h (r_t/r) (\tilde{h}/h)_t - 2\chi h r^{-2} \tilde{\theta} - \beta \tilde{\theta}.$$

Таким образом, система уравнений (12), (13), (19), (20) относительно  $h(t)$ ,  $r(t)$ ,  $\theta(t)$ ,  $\tilde{h}(t)$ ,  $\tilde{\theta}(t)$  при заданных зависимостях  $\mu(\theta)$  (формула (2)) и  $\beta = \kappa_\infty/r$  представляет собой простейшую модель центрирования микросферы.

Заметим, что из (19) в квазистационарном приближении (т. е. когда силы инерции опущены) следует уравнение  $\tilde{h}_t = 2\mu_\theta(\theta) \tilde{\theta} h r_t / [r\mu(\theta)]$ , из которого можно качественно оценить поведение  $\tilde{h}(t)$ . А именно, если  $\tilde{\theta} > 0$  при  $\tilde{h} > 0$  («тепловая инерция» пленки преобладает над диссипативным эффектом), то реализуется процесс центрирования микробаллона ( $\tilde{h}_t < 0$ ) если  $r_t > 0$ ,  $\mu_\theta(\theta) < 0$ .

Система дифференциальных уравнений (12), (13), (19), (20) численно интегрировалась при начальных условиях  $r(0) = 500$  мкм,  $h(0) = 100$  мкм,  $\theta(0) = 2000$  К,  $\tilde{\theta}(0) = 0$ ,  $\tilde{h}(0) \neq 0$  (исходная децентровка). В данном



Р и с. 3

случае учет сил инерции вызывал появление в расчетах резкого пограничного слоя при  $t = 0$ , поэтому применимо квазистационарное приближение, где скорость  $r_t(0)$  не задается. В качестве материала микросферы выбиралось стекло со следующими физическими характеристиками [4]:  $\rho = 2200 \text{ кг/м}^3$ ,  $c = 1437 \text{ Дж/(кг}\cdot\text{К)}$ ,  $\kappa = 2,35 \text{ Вт/(м}\cdot\text{К)}$ ,  $\sigma = 0,3 \text{ Н/м}$ . Внутренним газом являлся воздух, масса которого составляла 0,02 % от массы оболочки, внешний газ имел характеристики:  $\kappa_\infty = 3 \cdot 10^{-2} \text{ Вт/(м}\cdot\text{К)}$ ,  $\theta_\infty = 300 \text{ К}$ ,  $p_\infty = 1,01 \cdot 10^4 \text{ Па}$ . Динамический коэффициент вязкости определялся по (2).

На рис. 1 приведены результаты расчетов для следующих значений: 1—3 —  $\nu = 4,55 \cdot 10^{-10}$ ,  $4,55 \cdot 10^{-12}$ ,  $4,55 \cdot 10^{-10} \text{ м}^2/\text{с}$ ,  $\theta_* = 50000$ ,  $55000$ ,  $45000 \text{ К}$  соответственно. На рис. 2 представлена зависимость решения от изменения внутреннего давления  $p_0$  путем увеличения массы газа: 0,2 и 2 % (кривые 1, 2) от массы оболочки при  $\nu = 4,55 \cdot 10^{-10} \text{ м}^2/\text{с}$ ,  $\theta_* = 55000 \text{ К}$ . На рис. 3 отмечено влияние внешнего давления  $p_\infty = 1,01 \times 10^5$ ,  $3,04 \cdot 10^3 \text{ Па}$  (кривые 1, 2) при  $\nu = 4,55 \cdot 10^{-12} \text{ м}^2/\text{с}$ ,  $\theta_* = 55000 \text{ К}$ .

Описанный механизм центрирования, связанный с зависимостью вязкости от температуры, работает только при расширении оболочки ( $\dot{h}_t = 0$  при  $h_t = 0$ ), следовательно, его можно назвать динамическим. Здесь на идеальный результат ( $\tilde{h} \rightarrow 0$  при  $t \rightarrow \infty$ ) трудно рассчитывать ввиду кратковременности динамического процесса. Нами рассматривался также термодинамический механизм центрирования, основанный на зависимости коэффициента поверхностного натяжения  $\sigma$  от температуры  $\theta$ , что несложно учитывается в модели. Однако проведенные расчеты показали незначительность этого эффекта для данного размера стеклянных микробаллонов (заметим, что центрирование наступает при естественном условии  $\sigma_\theta(\theta) < 0$ ). По-видимому, малые микросферы, быстро прогреваясь, становятся почти изотермическими, поэтому необходим поиск и анализ других механизмов центрирования, например, связанных с зависимостью натяжения  $\tau$  от толщины  $h$ .

В заключение авторы выражают признательность Ю. А. Меркульеву, обратившему внимание на [5, 6], за полезное обсуждение настоящей работы.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Афанасьев А. Г. Микрокапсулирование и некоторые области его применения. — М.: Знание, 1982.
2. Дороготовцев В. М., Меркульев Ю. А., Пикитенко А. И., Старцев С. А. Исследование процессов теплообмена и гидродинамики в технологии полых микросфер при условиях, имитирующих невесомость // Гидромеханика и теплообмен в невесомости. — Новосибирск: ИГ СО АН СССР, 1988.
3. Антановский Л. К. Динамика свободных пленок жидкости // ПМТФ. — 1989. — № 2.
4. Асланова М. С. Стекланные волокна. — М.: Химия, 1979.

5. Сутормин В. В. Изменение эксцентриситета вязкой сферической оболочки в невесомости. — М., 1988. — (Препр./ФИАН СССР; № 105).  
 6. Amundson K. B., Bousfield D. W., Soong D. S. Rheology of microsphere formation and refinement // J. Appl. Phys. — 1986. — V. 59, N 7.

г. Новосибирск

Поступила 7/IV 1989 г.,  
 в окончательном варианте — 28/XI 1989 г.

УДК 532.522

В. П. Лебедев, М. И. Низовцев, В. И. Терехов

## РАСПРОСТРАНЕНИЕ ПРИСТЕННОЙ СТРУИ ВО ВСТРЕЧНОМ ПОТОКЕ

Встречные струйные течения могут с успехом использоваться в качестве стабилизаторов пламени в пылеугольных и мазутных горелках [1], для интенсификации массообменных процессов в газозвесах [2] и в ряде других технических приложениях.

В [3—6] приведены результаты экспериментальных исследований свободных встречных струйных течений. В [7] описан приближенный интегральный метод расчета таких течений, позволяющий получить достаточно хорошее совпадение с большинством имеющихся экспериментальных результатов.

Наряду с определенным прогрессом в изучении свободных встречных струйных течений практически отсутствуют исследования пристенных встречных струй. Как показали проведенные нами эксперименты, встречные пристенные струи могут значительно интенсифицировать процесс переноса тепла между газовым потоком и стенкой канала и применяться для регулирования теплообмена [8]. Актуальность разработки методов расчета таких течений связана с использованием их в последнее время для организации тепловой защиты технологического оборудования от высокотемпературных газовых потоков [9].

Цель настоящей работы — проведение расчета распространения пристенной плоской встречной струи в ограниченном канале и сопоставление некоторых наиболее важных расчетных характеристик течения с полученными нами экспериментальными результатами.

На рис. 1 приведена взятая для расчета схема течения пристенной струи во встречном потоке. Согласно схеме, воздушный поток движется со скоростью  $u_0$  в плоском канале высотой  $H$ . Навстречу ему из щели высотой  $s$ , установленной на нижней стенке канала, подается воздушная струя со скоростью  $u_s$ . Скорость пристенной струи по мере проникновения в воздушный поток постепенно снижается и становится равной нулю, затем струя разворачивается и сносится потоком. Наиболее важными характеристиками течения являются:  $l$  — дальноточность пристенной струи,  $\delta$  — толщина слоя смешения в зоне развития струи,  $\delta_1$  и  $u_1$  — толщина слоя смешения и максимальная скорость потока над срезом щели. Определим эти величины аналогично тому, как было сделано для осесимметричной свободной струи в [7].

Рассмотрим контур, ограниченный поперечными сечениями  $A$  и  $B$  (см. рис. 1). Запишем для этого контура уравнения сохранения массы и количества движения, пренебрегая сопротивлением трения на стенках канала:

$$(1) \quad \rho u_s s + \rho u_0 H - \rho u_1 (H - \delta_1 - s) - \int_s^{s+\delta_1} \rho u dy = 0;$$

$$(2) \quad \rho u_s^2 s - \rho u_0^2 H + \rho u_1^2 (H - \delta_1 - s) + \int_s^{s+\delta_1} \rho u dy = \Delta p H$$

( $\Delta p$  — разность между статическими давлениями в сечениях  $A$  и  $B$ ). При этом предполагается, что статические давления в рассматриваемых сечениях постоянны.

Воздушный поток в ограниченном канале, огибая зону разворота струи, увеличивает свою скорость от  $u_0$  до  $u_1$ . Поэтому разность статиче-