

ЛИТЕРАТУРА

1. Kedrinski V. K. The experimental research and hydrodynamical models of «sultan» // Arch. Mech.— 1974.— V. 26, N 3.
2. Гетц П. Г., Кедринский В. К. Динамика взрывного нагружения конечного объема плотной двухфазной смеси // ПМТФ.— 1989.— № 2.
3. Чернобаев Н. Н. Численное моделирование начальной стадии кавитационного разрушения жидкости при ударно-волновом нагружении // Динамика сплошной среды: Сб. науч. тр./АН СССР, Сиб. отд-ние, Ин-т гидродинамики.— 1987.— Вып. 83.
4. Kedrinski V. K. Negative pressure profile in cavitation zone at underwater explosion near free surface // Acta Astronaut.— 1976.— V. 3, N 7.
5. Стернберг Г. М., Уолкер В. А. Расчет течения и распределения энергии при подводной детонации пентолитовой сферы // Подводные и подземные взрывы.— М.: Мир, 1974.
6. Куропатенко В. Ф. Уравнение состояния продуктов детонации плотных ВВ // ФГВ.— 1989.— № 6.
7. Walker W. A., Sternberg H. M. The Chapman — Jouguet isentrope and the underwater shockwave performance of pentolite // 4th Symp. (Intern.) on Detonation, White Oak, USA, 1965: Proc.— Wash., 1967.
8. Каширский А. В., Орленко Л. П., Охитин В. П. Влияние уравнения состояния на разлет продуктов детонации // ПМТФ.— 1973.— № 2.
9. Баум Ф. А., Орленко Л. П., Станюкович К. П., Челышев В. П., Шехтер Б. И. Физика взрыва.— М.: Наука, 1975.
10. Дремин А. П., Канель Г. И., Колдунов С. А. Исследование откола в воде, этиловом спирте и плексигласе // Горение и взрыв: 3-й Всесоюз. симп. по горению и взрыву.— М.: Наука, 1972.
11. Кедринский В. К. Поверхностные эффекты при подводных взрывах // ПМТФ.— 1978.— № 4.
12. Чернобаев Н. Н. Особенности импульсного разрушения жидкостей с разными физическими свойствами // Динамика сплошной среды: Сб. науч. тр./АН СССР, Сиб. отд-ние, Ин-т гидродинамики.— 1988.— Вып. 84.
13. Нигматулин Р. И. Динамика многофазных сред.— М.: Наука, 1987.— Т. 1, 2.
14. Султанов Ф. М., Ярин А. А. Перколяционная модель процесса диспергирования при взрывном дроблении жидких сред: распределение капель по размерам // ПМТФ.— 1990.— № 5.

г. Новосибирск

Поступила 18/IX 1991 г.

УДК 536.24 : 532.54

В. И. Елисеев, Ю. П. Совит

ТЕПЛОМАССОБМЕН В ДВИЖУЩИХСЯ ПУЧКАХ СТЕРЖНЕЙ С ГАЗОВЫДЕЛЕНИЕМ

Формование волокон из расплавов полимеров — один из основных способов производства синтетических нитей. Математическое моделирование этих процессов позволяет выявить основные физические факторы, обуславливающие формование, найти наиболее приемлемые режимы и способы работы, оценить параметры основных технологических узлов оборудования. Построение полных математических моделей таких процессов еще далеко от завершения. Существующие методы расчета дают возможность находить распределения параметров для одиночной нити [1]. Однако в реальных технологических процессах происходит одновременная вытяжка десятков или сотен элементарных нитей. В [2, 3] предложены и апробированы модели движения и теплообмена в пучках волокон. Они позволяют вычислить параметры течения и могут служить основой для построения более точных моделей вытягивания комплексных нитей в открытой среде и в различных устройствах.

Однако при некоторых способах формования («мокрое» или «сухое») и в целом ряде процессов обработки пучков волокон определяющее влияние на взаимодействие волокон между собой и с внешней средой оказывают процессы массообмена. Так, при получении термостойких углерод-

© В. И. Елисеев, Ю. П. Совит, 1992

ных волокон происходят выгорание полимера (матрицы) и выделение газообразных продуктов сгорания. Сушка и «сухое» формирование комплексных нитей сопровождаются процессом испарения жидкости, «мокрое» формирование осуществляется за счет массообмена между волокном и средой. Формование из расплава может сопровождаться частичным разложением полимера и выделением токсичных низкомолекулярных соединений, удаление которых из пучка и их нейтрализация — серьезная экологическая проблема. Все эти примеры указывают на актуальность построения моделей тепло- и массообмена в пучках волокон, на поверхностях которых происходит выделение дополнительной массы газа или жидкости. Поэтому представляет интерес развитие разработанных ранее методов расчета теплообмена в пучках стержней и применение их к моделированию тепло- и массообмена в системах волокон с газовой выделением.

1. Основные уравнения, граничные условия. В [3] с помощью традиционного приема с выделением контрольного объема получены уравнения фильтрационного движения и теплообмена в движущихся пучках стержней. Используя введенные в указанной работе упрощения, систему уравнений для осесимметричного течения можно записать в виде уравнений пограничного слоя:

$$(1.1) \quad \varepsilon^{-1}\rho \left(u_1 \frac{\partial u_1}{\partial x} + v_1 \frac{\partial u_1}{\partial r} \right) = -\varepsilon \frac{dp}{dx} + R_x - \varepsilon^{-1}\rho u_1 G + \mu \left(\frac{\partial^2 u_1}{\partial r^2} + \frac{\partial u_1}{r \partial r} \right),$$

$$\frac{\partial (ru_1)}{\partial x} + \frac{\partial (rv_1)}{\partial r} = rG,$$

$$\varepsilon^{-1}\rho c_p \left(u_1 \frac{\partial T_1}{\partial x} + v_1 \frac{\partial T_1}{\partial r} \right) = \varepsilon^{-1}Q - \varepsilon^{-1}\rho c_p T_1 G + \lambda \left(\frac{\partial^2 T_1}{\partial r^2} + \frac{\partial T_1}{r \partial r} \right),$$

$$\varepsilon^{-1}\rho \left(u_1 \frac{\partial c_1}{\partial x} + v_1 \frac{\partial c_1}{\partial r} \right) = \varepsilon^{-1}K - \varepsilon^{-1}\rho c_1 G + \rho D \left(\frac{\partial^2 c_1}{\partial r^2} + \frac{\partial c_1}{r \partial r} \right).$$

Здесь u_1, v_1 — компоненты фильтрационной скорости, соответствующие x и r ; p — давление; T_1 — температура; c_1 — концентрация; ρ — плотность; ε — порозность; c_p — коэффициент теплоемкости; μ — динамический коэффициент вязкости; λ — коэффициент теплопроводности; D — коэффициент диффузии; индекс 1 относится к параметрам фильтрационного течения в пучке.

Коэффициенты переноса μ, λ, D в уравнениях (1.1) должны учитывать диссипативные процессы в фиктивной фильтрационной среде, поэтому в общем случае они отличаются от значений коэффициентов молекулярной вязкости, теплопроводности и диффузии. Однако в ряде работ авторы используют величины, соответствующие физическим параметрам среды, что является справедливым для разреженных структур, когда коэффициент извилистости близок к единице [4, 5]. Уравнения (1.1) записаны для тепло- и массообмена в двухкомпонентной среде. Наличие большего количества компонентов в смеси должно учитываться соответствующими уравнениями переноса для других компонентов. При этом необходимо отметить, что коэффициенты переноса, плотность и теплоемкость в уравнениях движения и теплообмена являются осредненными и зависят от массового состава смеси и физических параметров компонентов.

К области фильтрационного течения в пучке примыкает область однородной среды, для описания движения и тепломассообмена в которой также используем уравнения пограничного слоя. Их можно получить из (1.1), положив $\varepsilon = 1, R_x = Q = K = G = 0$. К параметрам этой области отнесем индекс 2.

Взаимодействие между областями отражается условиями сопряжения на границе пучка ($r = R_n$):

$$(1.2) \quad u_2 = \varepsilon^{-1}u_1, \quad v_2 = v_1, \quad T_2 = T_1, \quad c_2 = c_1,$$

$$\mu \frac{\partial u_2}{\partial r} = \mu \frac{\partial u_1}{\partial r}, \quad \lambda \frac{\partial T_2}{\partial r} = \varepsilon \lambda \frac{\partial T_1}{\partial r}, \quad D \frac{\partial c_2}{\partial r} = \varepsilon D \frac{\partial c_1}{\partial r}.$$

В качестве граничных условий запишем условия на оси симметрии и на бесконечности для пучка в открытой среде или при $r = R_T$ для течения в трубе:

$$(1.3) \quad v_1 = 0, \quad \frac{\partial u_1}{\partial r} = \frac{\partial T_1}{\partial r} = \frac{\partial c_1}{\partial r} = 0 \quad (r = 0),$$

$$u_2 = U_\infty, \quad T_2 = T_\infty, \quad c_2 = c_\infty \quad \text{или} \quad \frac{\partial c_2}{\partial r} = 0 \quad (r \rightarrow \infty \text{ или } r = R_T).$$

Уравнения (1.1) — (1.3) определяют тепломассообмен в движущемся пучке волокон, если известны G, R_x, Q, K .

2. Движение и тепломассообмен в ячейке. Неизвестные R_x, Q, K, G можно найти при помощи метода ячеек [6]. В [2, 3] содержится описание модифицированной ячейечной модели, которая позволяет отразить влияние граничных условий всего процесса на распределение основных параметров в ячейках. Используя этот подход, представим течение в окрестности отдельного волокна в виде осесимметричного движения в коаксиальном цилиндре. Его внутренний радиус совпадает с радиусом волокна (без ограничения общности изложения будем полагать, что волокно является длинным тонким стержнем с радиусом R_{CT}), а внешний имеет вид $R_\Delta = R_{CT}(1 - \varepsilon)^{-1/2}$. Для описания процессов переноса в такой ячейке воспользуемся уравнениями пограничного слоя, аналитическое решение которых будем искать с помощью метода последовательных приближений [7], где в качестве нулевого приближения используются параметры, удовлетворяющие уравнениям

$$(2.1) \quad v \frac{\partial u}{\partial r} = - \frac{dp}{\rho dx} + v \left(\frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{\partial u}{r \partial r} \right), \quad \frac{\partial(rv)}{\partial r} = 0, \\ \rho c_p v \frac{\partial T}{\partial r} - \lambda \left(\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{\partial T}{r \partial r} \right), \quad \rho v \frac{\partial c}{\partial r} = \rho D \left(\frac{\partial^2 c}{\partial r^2} + \frac{\partial c}{r \partial r} \right).$$

Уравнения (2.1) отличаются от соответствующих уравнений в ячейке, используемых в [2, 3], наличием конвективных составляющих переноса в радиальном направлении, обусловленных наличием вдува газа на поверхности волокна. Граничными условиями для этой задачи служат соотношения

$$(2.2) \quad u = U_{CT}, \quad v = v_{CT}, \quad T = T_{CT}, \quad c = c_{CT} \quad (r = R_{CT}), \\ u = U_\Delta, \quad T = T_\Delta, \quad c = c_\Delta \quad (r = R_\Delta),$$

где U_{CT}, T_{CT} — скорость движения и температура волокна; c_{CT} — концентрация на поверхности волокна; v_{CT} — скорость вдува. Соотношения при $r = R_{CT}$ отвечают физическим условиям задачи, а параметры $U_\Delta, T_\Delta, c_\Delta$ — условные величины, которые подлежат определению из интегральных соотношений

$$(2.3) \quad \int_{R_{CT}}^{R_\Delta} r u dr = \frac{1}{2} R_\Delta^2 u_1, \quad \int_{R_{CT}}^{R_\Delta} r u T dr = \frac{1}{2} R_\Delta^2 u_1 T_1, \quad \int_{R_{CT}}^{R_\Delta} r u c dr = \frac{1}{2} R_\Delta^2 u_1 c_1.$$

Первое выражение показывает, что фильтрационная скорость является среднemasсовой в ячейке, фильтрационная температура газа T_1 — средней калориметрической в ячейке, а c_1 — среднemasсовой для соответствующего компонента.

Решая уравнения (2.1) с граничными условиями (2.2), получим

$$(2.4) \quad u = U_{CT} + (U_\Delta - U_{CT}) f_c(r, \alpha) + \frac{dp}{\mu dx} f_1(r, \alpha), \\ T = T_{CT} + (T_\Delta - T_{CT}) f_0(r, \alpha), \\ c = c_{CT} + (c_\Delta - c_{CT}) f_0(r, \alpha), \quad f_0(r, \alpha) = \frac{r^\alpha - R_{CT}^\alpha}{R_\Delta^\alpha - R_{CT}^\alpha},$$

$$f_1(r, \alpha) = \frac{1}{2(2-\alpha)} [r^2 - R_{ct}^2 - (R_\Delta^2 - R_{ct}^2) f_0(r, \alpha)],$$

$$\alpha = \text{Re}_{ct} = v_{ct} R_{ct} / \nu, \quad \alpha_T = \text{Re}_{ct} \text{Pr}, \quad \alpha_c = \text{Re}_{ct} \text{Sc},$$

$$\text{Pr} = \mu c_p / \lambda, \quad \text{Sc} = \nu / D.$$

Параметры U_Δ , T_Δ и c_Δ находятся с помощью (2.3) из выражений

$$(2.5) \quad U_\Delta = U_{ct} + S_1^{-1}(\varepsilon, \alpha) \left[u_1 - \varepsilon U_{ct} - \frac{dp}{\mu dx} S_2(\varepsilon, \alpha) \right],$$

$$T_\Delta = T_{ct} + B_T^{-1} u_1 (T_1 - T_{ct}),$$

$$c_\Delta = c_{ct} + B_c^{-1} u_1 (c_1 - c_{ct}),$$

$$B_T = U_{ct} S_1(\varepsilon, \alpha_T) + (u_1 - \varepsilon U_{ct}) \frac{S_3(\varepsilon, \alpha, \alpha_T)}{S_1(\varepsilon, \alpha)} +$$

$$+ \frac{dp}{\mu dx} \left[S_4(\varepsilon, \alpha, \alpha_T) - \frac{S_2(\varepsilon, \alpha) S_3(\varepsilon, \alpha, \alpha_T)}{S_1(\varepsilon, \alpha)} \right],$$

$$B_c = U_{ct} S_1(\varepsilon, \alpha_c) + (u_1 - \varepsilon U_{ct}) \frac{S_3(\varepsilon, \alpha, \alpha_c)}{S_1(\varepsilon, \alpha)} +$$

$$+ \frac{dp}{\mu dx} \left[S_4(\varepsilon, \alpha, \alpha_c) - \frac{S_2(\varepsilon, \alpha) S_3(\varepsilon, \alpha, \alpha_c)}{S_1(\varepsilon, \alpha)} \right].$$

Функции $S_i(\varepsilon, \alpha, \alpha_T)$, $S_i(\varepsilon, \alpha, \alpha_c)$ определены соотношениями

$$S_1(\varepsilon, \alpha) = \gamma(\varepsilon, \alpha) - \varepsilon \beta(\varepsilon, \alpha),$$

$$S_2(\varepsilon, \alpha) = \frac{\varepsilon R_\Delta^2}{2(2-\alpha)} [\varepsilon \beta(\varepsilon, \alpha) - \gamma(\varepsilon, \alpha) + \varepsilon/2],$$

$$S_3(\varepsilon, \alpha, \alpha_T) = \delta(\varepsilon, \alpha, \alpha_T) - \beta(\varepsilon, \alpha_T) \gamma(\varepsilon, \alpha) -$$

$$- \beta(\varepsilon, \alpha) \gamma(\varepsilon, \alpha_T) + \varepsilon \beta(\varepsilon, \alpha) \beta(\varepsilon, \alpha_T),$$

$$S_4(\varepsilon, \alpha, \alpha_T) = \frac{R_\Delta^2}{2(2-\alpha)} [\eta(\varepsilon, \alpha_T) - \varepsilon(1 - \varepsilon/2) \beta(\varepsilon, \alpha_T) -$$

$$- (1 - \varepsilon) S_1(\varepsilon, \alpha_T) - \varepsilon S_3(\varepsilon, \alpha, \alpha_T)],$$

$$\beta(\varepsilon, \alpha) = \frac{(1-\varepsilon)^{\alpha/2}}{1 - (1-\varepsilon)^{\alpha/2}}, \quad \gamma(\varepsilon, \alpha) = \frac{2}{\alpha+2} \frac{1 - (1-\varepsilon)^{\alpha/2+1}}{1 - (1-\varepsilon)^{\alpha/2}},$$

$$\delta(\varepsilon, \alpha, \alpha_T) = \frac{2}{\alpha + \alpha_T + 2} \frac{1 - (1-\varepsilon)^{(\alpha+\alpha_T+2)/2}}{[1 - (1-\varepsilon)^{\alpha/2}] [1 - (1-\varepsilon)^{\alpha_T/2}]},$$

$$\eta(\varepsilon, \alpha_T) = \frac{2}{\alpha_T + 4} \frac{1 - (1-\varepsilon)^{\alpha_T/2+2}}{1 - (1-\varepsilon)^{\alpha_T/2}}.$$

Имея распределения скорости, температуры и концентрации в ячейке, можно найти искомые величины R_x , Q , K , G . Но прежде отметим, что количество движения, энергии и массы в ячейке, окружающей стержень, не только изменяется из-за взаимодействия с поверхностью волокна, но и непосредственно зависит от интенсивности вдува. Вследствие этого объемные источники тепла, массы и силы трения в пучке определим в виде

$$(2.6) \quad R_x = \frac{2\pi R_{ct}}{\pi R_\Delta^2} (\rho U_{ct} v_{ct} - \tau_{ct}),$$

$$Q = \frac{2\pi R_{ct}}{\pi R_\Delta^2} (\rho c_p v_{ct} T_{ct} - q_{ct}), \quad K = \frac{2\pi R_{ct}}{\pi R_\Delta^2} (\rho v_{ct} c_{ct} - g_{ct})$$

(τ_{ct} — напряжение трения на поверхности волокна, q_{ct} , g_{ct} — тепловой и диффузионный потоки с его поверхности). Используя (2.4), найдем

$$(2.7) \quad \tau_{ct} = \mu \left. \frac{\partial u}{\partial r} \right|_{r=R_{ct}} = \mu (U_\Delta - U_{ct}) f'_0(R_{ct}, \alpha) + \frac{dp}{\mu dx} f'_1(R_{ct}, \alpha),$$

$$q_{ст} = -\lambda(T_{\Delta} - T_{ст})f'_0(R_{ст}, \alpha_{ст}), \quad g_{ст} = -D(c_{\Delta} - c_{ст})f'_0(R_{ст}, \alpha_{ст}).$$

Массовый источник G вычислим по скорости вдува или отсоса на поверхности волокна:

$$G = \frac{2\pi R_{ст}}{\pi R_{\Delta}^2} v_{ст}.$$

Соотношения (2.6), (2.7) полностью замыкают сформулированную выше задачу тепломассообмена в пучке движущихся волокон.

3. Результаты расчетов. Распределения параметров (2.4) показывают, что наличие газовой выделения на поверхностях волокон существенно меняет форму решений в ячейке. Распределения основных параметров в данном случае представляются в виде степенных зависимостей от поперечной координаты, в отличие от логарифмических, полученных для течения без вдува. При этом имеет место асимптотический переход степенных зависимостей в логарифмические при $\alpha \rightarrow 0$, в связи с чем решения (2.4) можно рассматривать как обобщение ранее найденных результатов. Более наглядно влияние вдува можно показать, сравнивая напряжения трения на стержне со вдувом и без него. В таблице приведены соотношения $\zeta = \tau_{ст}/\tau_0$ (τ_0 — трение без вдува) в зависимости от параметра вдува $\alpha = Re_{ст}$ при различных значениях порозности ε . Сравнение напряжений трения проводилось при одинаковых фильтрационных скоростях в ячейке для наиболее простого случая — вынужденной конвекции в открытом пучке волокон ($dp/dx = 0$). Из таблицы видно, что с ростом вдува $\tau_{ст}$ уменьшается, при отсосе ($v_{ст} < 0$) наблюдается увеличение трения. Такой характер поведения кривых качественно соответствует характеру изменения трения при вдуве или отсосе в пограничном слое одиночного цилиндра. При $\alpha \rightarrow 0$ выполняется условие $\tau_{ст}/\tau_0 \rightarrow 1$. Для теплового и массового потоков отношения $q_{ст}/q_0$ и $g_{ст}/g_0$ ведут себя аналогично.

Изменение локальных параметров течения в ячейке под воздействием газовой выделения позволяет предположить, что оно оказывает существенное влияние и на тепломассообмен всего пучка. В реальных технологических процессах обработки или формования волокон выделяемый расход жидкости или газа является результатом химических реакций в объеме волокна или определяется интенсивностью фазовых переходов на его поверхности. Для целого ряда практически важных случаев в настоящее время или нет четких зависимостей в кинетических процессах, или они достаточно сложны и требуют отдельного рассмотрения [8]. В связи с этим в данной работе рассмотрим задачи, в которых величина вдува либо задается, либо устанавливается из сравнительно простых зависимостей, связывающих параметры на поверхности нити.

Будем полагать, что пучок имеет следующие характерные величины: радиус $R_{п} = 0,05$ м, радиус волокна $R_{ст} = 0,000125$ м, количество волокон $N = 140$, скорость движения $U_{ст} = 0,5$ м/с, температура волокон $T_{ст} = 270$ °С, температура среды или температура стенки канала $T_{\infty} = T_w = 20$ °С, радиус трубы $R_{т} = 0,07$ м. В первой группе задач скорость вдува $v_{ст}$ принималась постоянной и одинаковой для всех волокон

α	ε			
	0,7	0,8	0,9	0,95
ζ				
-0,5	1,11	1,16	1,24	1,32
-0,3	1,07	1,09	1,14	1,19
-0,1	1,02	1,03	1,05	1,06
0	1	1	1	1
0,1	0,98	0,97	0,96	0,94
0,3	0,94	0,91	0,87	0,83
0,5	0,89	0,86	0,79	0,73

в пучке. Расчеты проводились для следующего набора чисел Рейнольдса вдуваемого газа: $\alpha = 0; 0,005; 0,05; 0,5$. Численные решения уравнений (1.1)–(1.3), (2.6), (2.7) получены при помощи метода [9].

На рис. 1, 2 представлены распределения фильтрационных скоростей и температур газа на оси (линии s) и поверхности пучка (линии p), движущегося в неограниченной неподвижной среде (кривые 1–4 для $\alpha = 0; 0,005; 0,05; 0,5$). Видно,

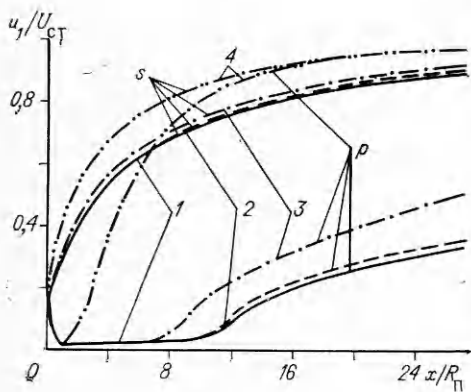


Рис. 1

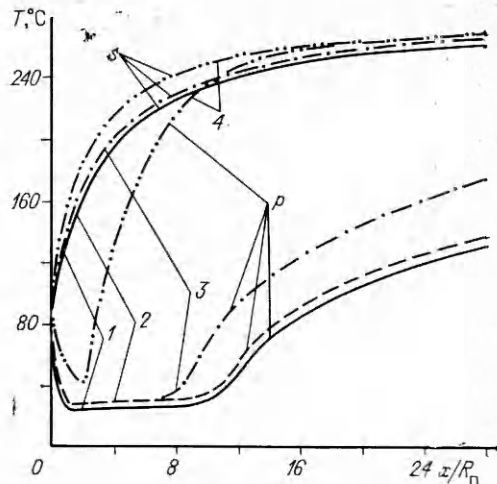


Рис. 2

что скорости и температуры газа на поверхности пучка значительно ниже, чем в центре. Это обусловлено развитием течения в объеме пучка, в результате чего уменьшается толщина пограничного слоя на пучке и организуется зона перетока газа из внешней области в межстержневое пространство. По мере развития течения интенсивность перетоков уменьшается, а скорости и температуры газа начинают увеличиваться. Они монотонно стремятся к своим предельным значениям $U_{ст}$ и $T_{ст}$. При этом можно видеть, что темп изменения скоростей и температур существенно зависит от параметра вдува α . Для $\alpha = 0,5$ уже при $x/R_{п} = 20$ фильтрационные скорости и температуры практически совпадают с $U_{ст}$ и $T_{ст}$ и во всем объеме пучка устанавливаются стабилизированные однородные профили.

Распределения скоростей и температур газа по длине канала показаны на рис. 3, 4. Здесь, как и для предыдущего случая, представлены кривые, характеризующие изменение параметров на оси и границе пучка (обозначения совпадают с приведенными на рис. 1, 2). Начальные распределения для фильтрационной скорости приняты однородными и равными скорости движения волокон. Это позволило как бы исключить влияние динамического начального участка и показать влияние вдуваемого газа на гидродинамику и теплообмен в пучке. На рис. 3 видно, что скорости в канале изменяются по линейному закону, причем темп изменения определяется α . При этом скорость на границе пучка несколько выше скорости на оси. Такой характер течения обусловлен перетоком газа из

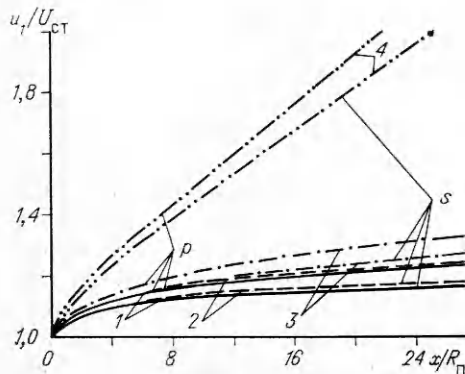


Рис. 3

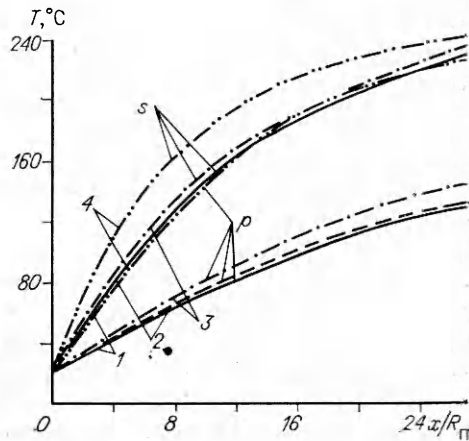
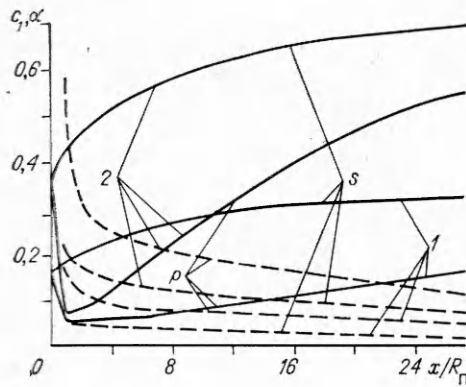
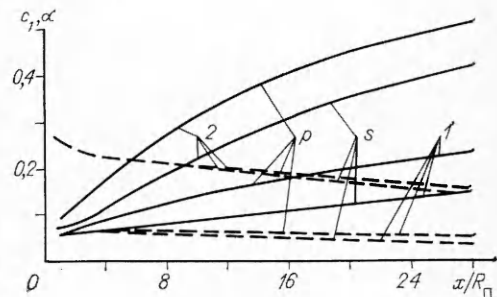


Рис. 4



Р и с. 5



Р и с. 6

объема пучка в область однородного течения при $R_n < r < R_T$ и формированием в этой области максимума продольной скорости. Температура газа с ростом x монотонно увеличивается, приближаясь к $T_{ст}$, однако по сравнению с теплообменом в открытой среде изменение температуры в канале в данном случае происходит значительно медленнее — сказывается влияние стенки.

В приведенных примерах были получены решения задач о вдуве однородного газа. Для исследования массообмена представляют интерес случаи со вдувом инородного газа, которые имеют место, например, при испарении жидкости на поверхности нитей. В следующей группе задач рассмотрим изотермическую систему стержней, на поверхностях которых задана постоянная концентрация выделяющегося компонента $c_{ст}$. Как следует из граничных условий, для потоков массы на поверхности раздела, непроницаемой для среды, образуется гидродинамическое течение со скоростью вдува [10]

$$(3.1) \quad v_{ст} = - \frac{D}{1 - c_{ст}} \frac{\partial c}{\partial r} \Big|_{r=R_{ст}}$$

Связь между $c_{ст}$, $v_{ст}$ и $\partial c / \partial r |_{R_{ст}}$ можно получить из найденных аналитических решений (2.4), (2.5), после чего задача становится полностью замкнутой.

На рис. 5 (открытый пучок) и 6 (течение в трубе) приведены кривые (сплошные) изменения концентраций выделяющегося компонента на оси и поверхности пучка. Расчеты проведены для $c_{ст} = 0,4$ и $0,8$ (кривые 1 и 2), при этом было принято $c_{\infty} = 0,02$, $Sc = 2$. Геометрические размеры и скорости движения волокон в рассмотренных задачах принимались такими же, как и в предыдущих случаях. На рис. 5, 6 представлены также распределения параметра вдува α (штриховые линии), вычисленные с использованием выражения (3.1). Как следует из расчетов, концентрация инородного газа в центральной части пучка растет значительно быстрее, чем на периферии (сказывается влияние перетоков среды из внешней области в приповерхностные слои пучка). Увеличение $c_{ст}$ интенсифицирует массообмен, при этом на начальном участке на поверхностных волокнах наблюдается довольно сильное испарение ($\alpha \sim 0,5$ для $c_{ст} = 0,8$). По мере развития течения и формирования внешнего пограничного слоя происходят уменьшение градиентов $\partial c / \partial r |_{R_{ст}}$ и снижение скорости газовой выделения. Для массообмена в канале характерно более плавное изменение концентрации. Кроме того, вследствие более равномерного распределения фильтрационной скорости по толщине пучка разница между $c_{r=R_n}$ и $c_{r=0}$, а также $\alpha_{r=R_n}$ и $\alpha_{r=0}$ существенно уменьшается. Одновременно наблюдаются более высокие значения скоростей газовой выделения во всем объеме пучка. Отмеченные особенности позволяют сделать вывод о том, что охлаждение или обработка волокон в канале предпочтительнее, чем в открытой среде.

В заключение отметим, что полученные численные решения позволяют сделать вывод о приемлемости предложенной модели течения к расчетам тепломассообменных процессов в пучках движущихся волокон с газовыделением. Асимптотическое поведение решений при $\alpha \rightarrow 0$ и их переход в известные апробированные зависимости могут служить качественной оценкой достоверности найденных результатов. Получение количественных оценок точности предлагаемой методики пока крайне затруднительно в связи с отсутствием экспериментальных исследований. Несмотря на это, существенное влияние газовой выделения на распределение основных параметров, особенно при тепломассообмене в открытой среде, определяет актуальность дальнейшего теоретического изучения таких процессов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Зябцкий А. Теоретические основы формирования волокон.— М.: Химия, 1979.
2. Елисеев В. И., Сошит Ю. П. Сопряженный теплообмен в открытых продольно движущихся пучках тонких стержней // ИФЖ.— 1988.— Т. 56, № 6.— Деп. в ВИНТИ 23.12.88, № 8945—В88.
3. Елисеев В. И., Сошит Ю. П. Свободно-конвективный теплообмен в открытой системе вертикальных стержней // ПМТФ.— 1990.— № 5.
4. Lundgren T. S. Slow flow through stationary random beds and suspension of spheres // J. Fluid Mech.— 1972.— V. 51, pt 2.
5. Рудобашта С. П., Тепляков Ю. А. Расчет коэффициентов извилистости и фактора формы пор при диффузии в неоднородно-пористых материалах // Пром. теплотехника.— 1987.— Т. 9, № 1.
6. Хансель Д., Бреннер Г. Гидродинамика при малых числах Рейнольдса.— М.: Мир, 1976.
7. Лойцянский Л. Г. Ламинарный пограничный слой.— М.: Физматгиз, 1962.
8. Шленский О. Ф., Вайнштейн Э. Ф., Мясникова Н. И. Математическая модель процесса терморазрушения полимерных материалов при интенсивных тепловых воздействиях // ИФЖ.— 1987.— Т. 53, № 5.
9. Пасконов В. М., Полежаев В. И., Чудов Л. А. Численное моделирование процессов тепло- и массообмена.— М.: Наука, 1984.
10. Лыков А. В. Теория сушки.— М.: Энергия, 1968.

г. Днепропетровск

Поступила 14/VI 1991 г.,
в окончательном варианте — 16/X 1991 г.

УДК 532.528

*Р. М. Аксенов, А. А. Зверев, О. В. Коваленко,
В. К. Сироткин, Е. В. Сумин*

ДИНАМИЧЕСКОЕ РАЗРУШЕНИЕ И РАЗЛЕТ ЖИДКОГО ОБЪЕМА

Процесс диспергирования (разрушения) жидкого объема и образования облака капельно-воздушной смеси при взрыве можно разделить на следующие стадии. Первая — распространение взрывной волны, возникающей при детонации заряда, — определяет, по существу, взрыв в безграничной жидкости, который теоретически и экспериментально изучался в [1—5].

Когда распространяющаяся по жидкости ударная волна (УВ) достигает свободной поверхности, наступает следующая стадия процесса. Отражение от свободной поверхности приводит к формированию волны разрежения, за фронтом которой возникают растягивающие напряжения, приводящие к интенсивному развитию парогазовых пузырьков — явлению кавитации [3, 6—8]. Решение задачи о пузырьковой кавитации рассматривалось в [9—14]. Особое место занимают работы [15—18], в которых экспериментально изучалось взрывное нагружение цилиндрического жидкого слоя. Установлено, что в зависимости от величины удельного энерговыделения в жидкости могут реализовываться кавитационный ме-

© Р. М. Аксенов, А. А. Зверев, О. В. Коваленко, В. К. Сироткин, Е. В. Сумин, 1992