

3. Пшеничников А. Ф., Токменина Г. А. Деформация свободной поверхности жидкости термокапиллярным движением // Изв. АН СССР. МЖГ.— 1983.— № 3.
4. Сенченков А. С. Некоторые задачи деформации и устойчивости двухсторонних жидких пленок в невесомости // Тез. докл. 3-го Всесоюз. семинара «Гидромеханика и теплообмен в невесомости».— Черногоровка, 1984.
5. Выборнов С. И., Саночкин Ю. В. Термокапиллярная ячейка в слое тяжелой жидкости, подогреваемой сверху // Изв. АН СССР. МЖГ.— 1985.— № 1.
6. Варгафтик Н. Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей.— М.: Наука, 1972.
7. Поверхностные явления и поверхностно-активные вещества: Справочник /Под ред. А. А. Абрамзона и Е. Д. Щукина.— Л.: Химия, 1984.
8. Гершуни Г. З., Жуховицкий Е. М. Конвективная устойчивость несжимаемой жидкости.— М.: Наука, 1972.

Поступила 14/IV 1986 г.

УДК 66.071. : 532.59

ВОЛНЫ И ИХ ВЛИЯНИЕ НА КОНВЕКТИВНУЮ ДИФФУЗИЮ ГАЗА В СТЕКАЮЩИХ ПЛЕНКАХ ЖИДКОСТИ

В. Е. Накоряков, Б. Г. Покусаев, К. Б. Радев

(Новосибирск)

Известно, что волны, образующиеся вследствие неустойчивости на поверхности свободно стекающих пленок жидкости, существенно интенсифицируют процессы межфазного теплообмена. В прямых опытах [1, 2] показано, что при десорбции из ламинарно-волновых пленок жидкости слабо растворимого газа CO_2 коэффициент массоотдачи из-за волн увеличивается более чем в 2 раза и этот эффект зависит как от периода, так и от амплитуды стационарных двумерных волн.

Заметим, что, так как для слабо растворимых газов основное сопротивление сосредоточено в жидкой фазе, процессом диффузии в газе можно пренебречь. Однако полученная в этих работах информация оказалась недостаточной для корректной проверки наиболее полных теоретических моделей [3—5], построенных для больших значений числа Шмидта $Sc = \nu/D$ (D — коэффициент диффузии) в приближении тонкого диффузионного пограничного слоя вблизи свободной поверхности.

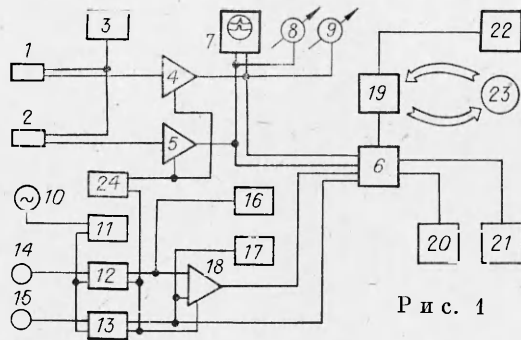
Дело в том, что в [2] эксперименты по массоотдаче выполнены только при низких значениях чисел $Re \leq 40$ ($Re = q_0/\nu$, q_0 — удельный расход жидкости, ν — кинематическая вязкость) с фиксируемыми волновыми параметрами при двумерном волновом режиме. В реальных же ситуациях такие двумерные волны существуют только на начальном участке возникновения и роста волн, а далее по длине они очень быстро деформируются и на всем рабочем участке развивается хаотический трехмерный нелинейный волновой режим [5].

Изучение динамики таких волн имеет самостоятельный интерес для развития теории нелинейных диспергирующих волн. С другой стороны, очевидно, что при изучении межфазного массообмена необходимо хорошо знать структуру и все волновые характеристики реализуемого в эксперименте волнового режима. Именно такие исследования выполнены в данной работе для вертикально стекающей пленки жидкости при $Re \leq 400$. Получена новая информация о влиянии волновой динамики на процесс переноса в целом, и, в частности, прослежено изменение фактора интенсификации этого процесса от длины поверхности пленки при изменении волновых характеристик и Re .

Результаты экспериментов сравниваются с асимптотическими теоретическими моделями, и детально обсуждается механизм интенсификации массоотдачи волнами.

1. Экспериментальная техника. Эксперименты проводились на установке [2, 5]. Пленка жидкости стекает из строго соосной кольцевой щели толщиной 0,5 мм по вертикальному стальному цилиндру диаметром 60 мм и длиной 1 м. Жидкость предварительно насыщается газом CO_2 , термостатируется на уровне 20°C и подается на рабочий участок через расходомерные устройства из бака постоянного уровня. В процессе эксперимента измеряются по длине участка также волновые параметры и локальная концентрация газа.

Измерение локальной толщины пленки проводилось теневым методом, в котором в отличие от описанного в [5] в качестве источника света применялся плоскопараллельный пучок лазерного излучения и использовалась фотоэлектронная регистрация оптического сигнала. Такой фотоэлектронный прибор позволяет измерять толщину пленки с погрешно-



Р и с. 1

стью от 0,5 до 5%, амплитуду волн — 1%, период и фазовую скорость — 1%.

Измерение среднего коэффициента массоотдачи проводилось кондуктометрическим методом [6]. Суть его заключается в том, что отношение электрических сигналов двух специальных платиновых электрохимических датчиков, помещенных в жидкость соответственно в распределительном входном

устройстве и в перемещаемом по длине отборнике жидкости, является степенной функцией отношения концентраций CO_2 на входе C_0 и выходе C_L массообменного участка длиной L .

Таким образом, коэффициент массоотдачи при десорбции $k_L = \frac{q}{L} \times \ln(C_0/C_L)$, получающийся из баланса растворенного в пленке газа, оказывается пропорциональным логарифму отношения сигналов U_0^* ; U_L^* на выходах соответствующих усилителей: $k_L = P \frac{q}{L} \ln(U_0^*/U_L^*)$, где P — зависящий от температуры коэффициент (0,5—1), определяемый в результате тарировочных измерений. Суммарная погрешность определения числа Шервуда $Sh = k_L h_0 / D$ составляла 0,6—2,7%. Методика проверялась в экспериментах.

Сбор и обработка сигналов двух усилителей постоянного тока теневого прибора и двух кондуктометрических усилителей вместе с обработкой данных о текущих значениях длины участка, температуры, расхода раствора и физических свойств жидкости и газа проводились при помощи автоматизированного измерительного комплекса.

Измерительный комплекс, блок-схема которого показана на рис. 1, состоит из узла теневого прибора: ФЭУ 1, 2, высоковольтного источника питания 3 и 24, усилителей постоянного тока 4 и 5, двухлучевого осциллографа 7 и вольтметров 8 и 9; узла кондуктометрического прибора: низкочастотного генератора 10, прецизионного делителя 11, электрохимических датчиков 14 и 15, измерительных усилителей 12 и 13, интегрирующих вольтметров 16 и 17 и разностного усилителя 18; узла универсального вычислительного комплекса (УВК М. 6000) 19, к которому подсоединены крейт КАМАК 6 с терминалом 20 и графдисплеем 21, АЦПУ 22 и дисковод с магнитным диском 23. Все три узла могут работать автономно.

В процессе восстановления графика функции толщины пленки от времени применялся метод фазового структурного осреднения сигнала, что дает возможность в условиях стохастического волнового процесса выделить характерные структуры поверхности раздела и получить их обобщенные «портреты». Период опроса АЦПУ при этом определялся предварительно по данным о максимальной частоте сигнала, которая измерялась анализатором спектра. Осреднение проводилось по характерной фазе сигнала $H = h_0(t, x_0, z_0) - \langle h \rangle$, а именно $\{H > 0, H = 0\}$.

Методика измерения коэффициента массоотдачи проверялась измерением выхода газа из гладкой пленки $1 - C_0/C_L$ и сравнением его с результатом расчета по теории проникания и с точным расчетом уравнения конвективной диффузии [7]. Различие в измерениях и в расчетах не превышало 3—5%.

Физические свойства жидкости и газа (поверхностное натяжение σ , плотность ρ , вязкость ν) определялись по известным табличным данным и контролировались непосредственно на протяжении опытов при помощи

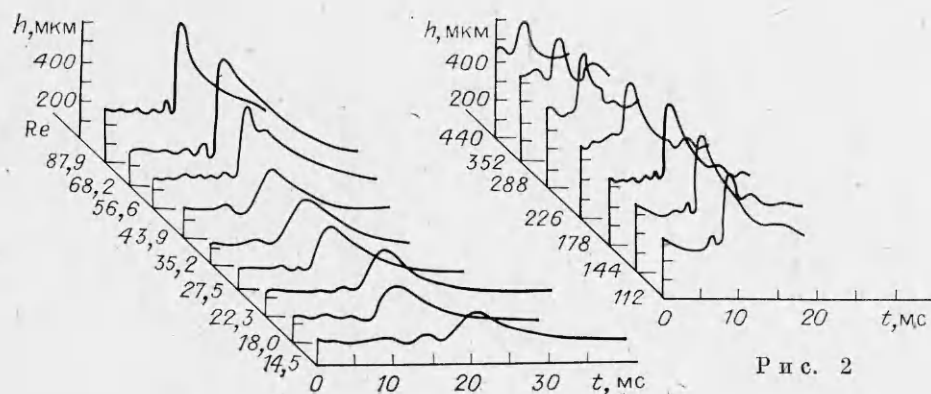


Рис. 2

стандартных методик. Для расчета коэффициента диффузии использовалась зависимость [8], которая обобщает все известные экспериментальные и теоретические результаты для $D = 132 \cdot 10^{-15} / \nu_g f_i \mu^{B_i}$, где ν_g — молярный объем газа, f_i и B_i — постоянные, зависящие от типа жидкости. Так, для CO_2 $\nu_g = 37,3 \text{ м}^3/\text{моль}$, для воды $f_i = 1,0$, $B_i = -1,15$.

Во избежание зависимости коэффициента диффузии от концентрации растворенного газа опыты по десорбции углекислого газа проводились при концентрациях 50—500 мг/л, что существенно меньше концентрации насыщения жидкости.

2. Естественные хаотические волны. Как известно [5], в диапазоне Re от 3—7 до 400 наблюдается устойчивый ламинарно-волновой режим течения, характеризующийся возникновением после гладкого участка возмущений, приводящих к формированию линейных и нелинейных двумерных волн. Далее на расстояниях порядка нескольких длин волн они распадаются на трехмерные, хаотически распространяющиеся вниз по потоку образования.

С использованием метода фазового осреднения сигнала толщины пленки жидкости получены обобщенные «портреты» профилей таких когерентных структур возмущенной поверхности пленки. На рис. 2 в координатах (h, t) показаны характерные волновые профили, снятые за линией волнообразования на расстоянии 260 мм от входа жидкости (вода, $Fi^{1/11} = 8,79 \pm 0,02$, $Fi = \sigma^3 / \rho^3 g \nu^4$) в зависимости от Re , а в таблице приведены обобщенные данные соответственно по средней толщине пленки $\langle h \rangle$, периоду T , продольной составляющей фазовой скорости c и «длине волны» $2\pi h_0/k$ (k — волновое число, h_0 — нуссельтовская толщина) этих структур для Re .

Вплоть до перехода в турбулентный режим течения волны имеют вид независимых одиночных возмущений поверхности с крутым передним и пологим задним фронтами. С ростом Re амплитуда волн $A = h_*/h_0$ увеличивается, достигает максимальных значений при $Re \approx 20—70$ и снова убывает. При этом на заднем фронте структур образуется горб, который при больших Re спадает к остаточному слою и распадается на две волны небольшой амплитуды. Амплитуда этих образований возрастает, а основной волны — уменьшается. В области перехода к турбулентному ре-

Re	$\langle h \rangle$, мкм	T, мс	λ , мм	c, м/с	Re	$\langle h \rangle$, мкм	T, мс	λ , мм	c, м/с
14,5	150	47,1	43,1	0,914	87,9	346	20,9	446	21,3
18,0	153	32,5	240	7,49	112	356	18,7	30,2	1,61
22,3	152	37,8	33,9	0,898	144	389	21,3	28,6	1,34
27,5	171	28,8	40,8	1,42	178	412	18,7	36,0	1,92
35,2	171	26,3	25,6	0,974	226	438	16,1	36,1	2,24
43,9	190	27,8	137	4,94	288	474	11,8	23,5	1,99
56,6	238	29,6	15,6	0,524	352	460	12,2	33,5	2,75
68,2	269	30,4	154	5,05	440	470	8,79	82,5	9,39

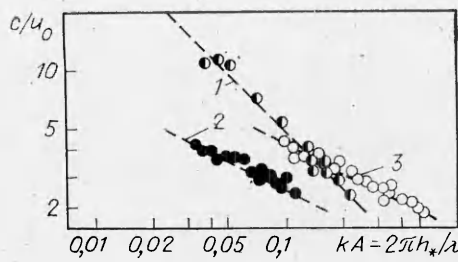


Рис. 3

жиму (при $Re \rightarrow 350-400$) амплитуды становятся соизмеримыми, а формы — более симметричными. Подобная эволюция формы структур находится в соответствии с классификацией пленочных режимов течения, проведенной, например, в [9], по изменению максимальной и средней толщин пленок с Re . В хорошем согласии находятся также зависимости от Re средней толщины пленки и амплитуды, обезразмеренные по нуссельтовской толщине $h_0 = \left(\frac{3\nu^2}{g}\right)^{1/3} Re^{1/3}$ гладкой пленки, периода волн и

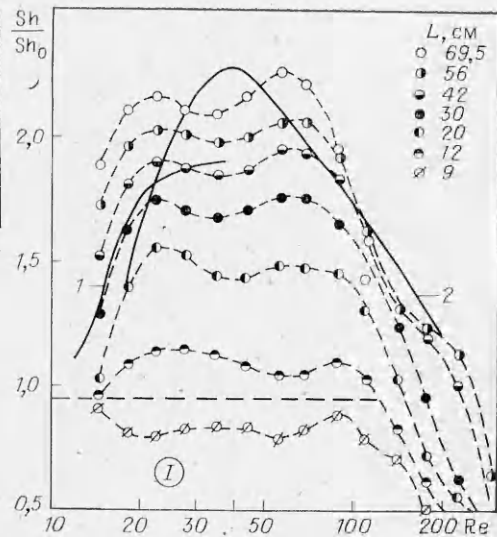


Рис. 4

их фазовой скорости с данными [10—12]. Как видно из рис. 2 и таблицы, в области значений $Re = 50-100$ в поведении волновых характеристик наблюдается экстремум, связанный, по-видимому, с перестройкой профиля структур — укручением их переднего фронта, увеличением относительной амплитуды волн. Все это приводит к значительному вкладу нелинейности в общую картину развития волн.

Проявление нелинейных дисперсионных эффектов в режиме трехмерного волнового течения можно проследить на рис. 3, где представлены измерения значения c/u_0 в зависимости от $kA = 2\pi h_*/\lambda$. Как видно, данные обобщаются зависимостью $c/u_0 \sim (kA)^p$, аналогичной полученной в [5, 13]. Здесь $p = -1$ для структур (линия 1) и $p = -0,46$ для двумерных волн (прямая 2 — $Re = 10-31$, $Fi^{1/11} = 9,2$ и 3 — данные [13] для $Re = 4-12$, $Fi^{1/11} = 3,55$, $Fi = \sigma^3/(\rho^3 g \nu^4)$).

Одновременно с исследованием волновой динамики естественно стекающей пленки получены зависимости фактора интенсификации массоотдачи Sh/Sh_0 от Re при $Sc = 582$ для шестнадцати значений длины L массообменного участка, некоторые из них показаны на рис. 4. Здесь в качестве коэффициента массоотдачи для гладкой пленки использовано выражение $Sh_0 = \sqrt{6h_0 Re} / \pi L$, где число Пекле $Pe = q^2 D$.

Проанализируем эти результаты. Как видно, за исключением начального участка (область I на рис. 4), для всех исследованных длин массообменного участка с увеличением Re относительный коэффициент массоотдачи сначала значительно возрастает до $Re \sim 20-30$, а при $Re > 100$ заметно снижается до $Sh/Sh_0 \leq 1$. Здесь же приведено сравнение опытных данных с результатами [2] (линия 1, $Sc = 3750$, $L = 29,5$ см) и [14] (линия 2, $Sc = 600$, $L = 57$ см). Видно хорошее совпадение тенденций изменения зависимостей для каждого из сравниваемых условий опытов, а также подтверждается результат [2] о росте фактора интенсификации при увеличении Sc (при прочих равных условиях). Влияние участка установления течения за входом выражается в низких значениях фактора интенсификации ($Sh/Sh_0 < 1$) вплоть до значений $L = 9-12$ см при $Re \leq 100$. С другой стороны, известно, что появление волн на поверхности пленки при этих значениях Re происходит на расстоянии 5—

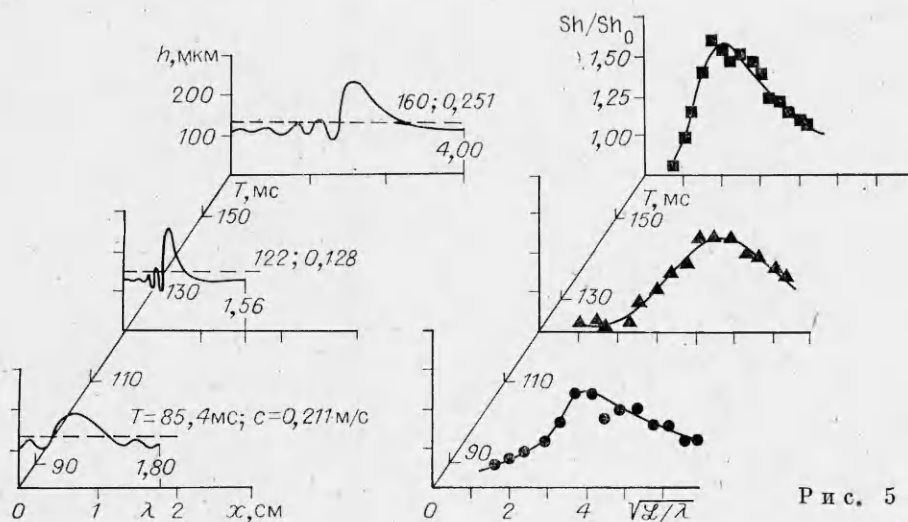


Рис. 5

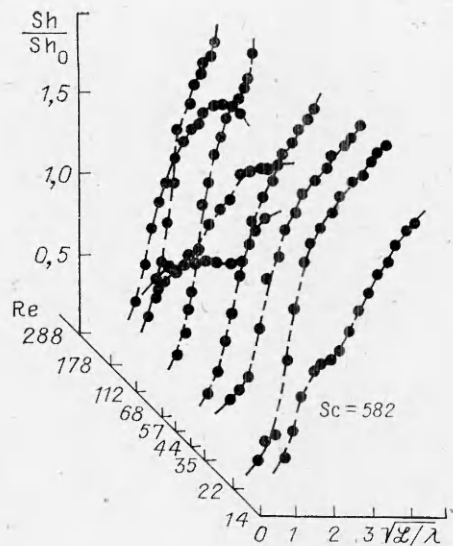
10 см от входа [5]. Ясно, что на таких расстояниях рост коэффициента массоотдачи от нуля при $L = 0$ происходит как за счет установления полупараболического профиля скорости, так и за счет волнообразования. Заметим, что на наклонной пленке развитие профиля скорости и волн происходит на больших расстояниях от входа; поэтому фактор интенсификации должен быть ниже, чем на вертикальной стенке.

3. Квазистационарные возбужденные волны. При максимальной длине рабочего участка ($L = 70$ см) вклад начального участка в средний коэффициент массоотдачи значителен. Для исключения этого влияния проводилось моделирование волновых режимов течения квазистационарными возбужденными пульсациями расхода жидкости. Возможность такого моделирования проиллюстрирована в [5], где показано, что установление волнового режима происходит на расстояниях порядка длины волны от отверстия кольцевого зазора, из которого вытекает пленка. Преимущество такого подхода заключается в том, что облегчается задача теоретического моделирования процесса массоотдачи. При этом следует помнить, что возбужденные волны сохраняют двумерность и периодичность при Re не более 30—40.

Свойства двумерных квазистационарных волн изучены достаточно хорошо [5]. Поэтому здесь отметим лишь нелинейность стационарных возбужденных волн (линии 2, 3 на рис. 3) и малый ($\sim 4\%$) вклад волн в относительное увеличение поверхности (длины L) границы раздела фаз.

На рис. 5 приведены результаты экспериментального исследования волн и массоотдачи при $Re = 10$ для трех волновых режимов течения. Слева показаны формы профилей возбужденных волн и их волновые характеристики, а справа — соответствующие зависимости фактора интенсификации от $\sqrt{L/\lambda}$ (для гладкой пленки $Sh_0 \sim 1/\sqrt{L}$). На графиках можно проследить характерный линейный рост Sh/Sh_0 с $\sqrt{L/\lambda}$ на небольших расстояниях от входа. Далее, достигая насыщения, зависимость начинает убывать и может принимать снова значения порядка 1. Аналогичные экспериментальные зависимости Sh/Sh_0 от безразмерной длины (взяты из рис. 3 для хаотических волн), полученные в режимах, соответствующих показанным на рис. 2, представлены на рис. 6.

Как видно из сравнения графиков, форма зависимости Sh/Sh_0 от $\sqrt{L/\lambda}$ определяется волновыми характеристиками течения. Прослеживая изменение этой зависимости от скорости воли и амплитуды, можно заметить, что укрупнение начальной части кривых и большие абсолютные значения максимума фактора интенсификации достигаются при больших значениях скорости и амплитуды волны и для более длинных волн с меньшим волновым числом. Именно на это обстоятельство впервые обращено



Р и с. 6

внимание в [1, 2]. Что касается течений с хаотическими волнами, то, как видно из рис. 6, в целом характер роста фактора интенсификации массоотдачи (Sh/Sh_0) с длиной сохраняется, хотя, как будет показано ниже, роль начального гидродинамического и массообменного участков здесь существеннее, чем для квазистационарного двумерного волнового течения.

4. Модель процесса переноса. Аналогично изучению [проблемы для гладкой пленки рассмотрим в задаче о диффузии слаборастворимого газа два предельных случая значений времени контакта фаз $\theta = L/h$ Re : $\theta \ll 1$ и $\theta \sim 1$. При $\theta > 1,67$ пленка уже полностью насыщена газом (при абсорбции), либо обеднена (при десорбции).

Анализ диффузии газа в стекающей волновой пленке при $\theta \ll 1$ проводился в [3, 4]. Анализ задачи при $Re \gg 1$ показывает, что для длинных волн ($\epsilon = \langle h \rangle / \lambda \ll 1$) большой амплитуды при $Sc \sim 1/\epsilon^2$, $Re \sim 1 - 1/\epsilon^2$ необходимо в уравнении переноса, записанном в координатах ($\xi = x - ct$, $\chi = \int_0^x \sqrt{1 + h_x^2} dx$, $\eta = \sqrt{1 + h_x^2}(h - y)$), учитывать кривизну поверхности раздела фаз, что выражается в добавках порядка ϵ и ϵ^2 к коэффициентам перед производными.

Для стационарных волн задача записывается в виде

$$(4.1) \quad \frac{\partial C}{\partial \xi} + \frac{U_S}{W_S} \frac{\partial C}{\partial \chi} = \frac{W_S}{\epsilon Re} \frac{\partial^2 C}{\partial \psi^2},$$

$$\chi = 0, C = 1; \psi = 0, C = 0; \psi \rightarrow \infty, C \rightarrow 1,$$

где $C = (C - C_s)/(C_0 - C_s)$; $W_S = U_S - c$ — скорость поверхности в системе координат, связанной с волной; $\psi = - \int_0^{\eta} U d\eta$ и использовано условие отсутствия касательных напряжений на поверхности $\partial u / \partial \psi = 0$ при $\psi = 0$; S — значение величины на поверхности раздела. Решая систему (4.1) методами, использованными в цитируемых работах, получим после осреднения потока газа по фазе ξ и длине \mathcal{L} поверхности

$$(4.2) \quad \frac{Sh}{Sh_0} = - \sqrt{\frac{2}{3\mathcal{L}}} \int_0^1 \frac{au_S}{W_S} \left\{ \int_{g_1(\mathcal{L} + f_1(\xi))}^{\xi} W_S d\xi \right\}^{1/2} d\xi.$$

Здесь $\mathcal{L} = L \int_0^1 \sqrt{1 + \epsilon^2 h_x^2} dx$; $Sh_0 = \sqrt{6\epsilon Re / \pi} \mathcal{L}$ — коэффициент массоотдачи гладкой пленки длиной \mathcal{L} и толщиной $\langle h \rangle$; $g_1 = f_1^{-1}$; $f_1(\xi) = \int_{\xi}^0 \frac{U_{ca}}{W_S} d\xi$. Согласно [4], при $\mathcal{L} \ll 1$ разложение нижнего предела интеграла в (4.2) в ряд приводит к $g_1(\mathcal{L} + f_1(\xi)) = \xi + \mathcal{L}/f_1'(\xi) + O(\mathcal{L}^2) = \xi - W_S \mathcal{L} / U U_S + O(\mathcal{L}^2)$. Тогда минимальные значения

факторов интенсификации

$$(4.3) \quad \left(\frac{Sh}{Sh_0} \right)_{\mathcal{L} \rightarrow 0} = \sqrt{\frac{2}{3}} \int_0^1 U_S^2 d\xi.$$

В точках $\mathcal{L}_m = mf_1(\xi)$ ($m = 1, 2, \dots$) выражение (4.2) принимает значение

$$(4.4) \quad \left(\frac{Sh}{Sh_0} \right)_* = \left(\frac{2}{3} \frac{L}{\mathcal{L}} f_1(1) \int_1^0 W_S d\xi \right)^{1/2},$$

поскольку $g_1(mf_1(1) + f_1(\xi)) = \rho_1(f_1(m + \xi)) = m + \xi$. Выражения (4.3) и (4.4) не зависят от количества волн на массообменном участке, значения первого меньше, а второго больше единицы.

Результаты, полученные выше, отличаются от данных [4] только тем, что здесь посредством $W_S = \sqrt{1 + \varepsilon^2 h_x^2 w_S + c}$, $U_S = u_S + \varepsilon^2 h' v_S$ в рамках приближенного уравнения учтено влияние кривизны поверхности раздела, существенное для волн большой амплитуды при умеренных Re .

В случае умеренных значений времени контакта фаз в гладкой пленке при $\theta > 0,1$ изменение концентрации газа происходит по всей толщине пленки. Предположим, что это условие выполнено и при волновом движении поверхности пленки

$$C(\xi, x, \zeta) = -j(\xi, x)\varphi(\zeta), \quad \zeta = 1 - \gamma/h(\xi),$$

где функция φ задана как

$$\varphi(\zeta) = \sum_{n=1}^{\infty} b_{2n-1} \zeta^{2n-1}, \quad b_1 = 1, \quad b_3 = \frac{3}{2} \beta_1^2 \frac{b_1}{2,3}, \quad b_{2n+1} = \frac{3}{2} \beta_1^2 \frac{b_{2n-3} - b_{2n+1}}{2n(2n+1)},$$

$$\beta_1^2 = 3,4144$$

и удовлетворяет условиям на свободной границе и на твердой стенке

$$\varphi(0) = 0, \quad \varphi'(0) = 0.$$

С использованием обычного предположения локальной полупараболичности профиля скорости пленки интегрирование поперек слоя жидкости приводит к задаче для определения плотности потока газа через границу раздела:

$$(4.5) \quad \frac{\partial j}{\partial \xi} + \frac{\alpha u_S}{w_S} \frac{\partial j}{\partial x} = \left(\frac{\beta}{h^2} - w'_S \right) \frac{j}{w_S}, \quad x = x_0, \quad j = j_0(\xi),$$

$$\gamma = \int_0^1 \varphi d\xi, \quad \alpha = \int_0^1 f \varphi d\xi / \gamma, \quad \beta = \varphi^1(0) / \varepsilon \operatorname{Re} \gamma, \quad \varphi^1(0) = 1, \quad f(\xi) = 1 - \xi^2.$$

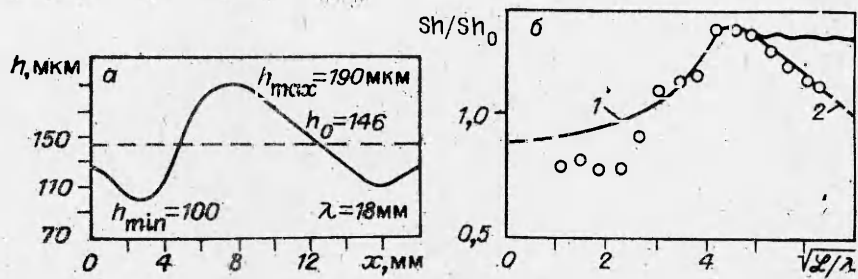
Решение (4.5)

$$j(\xi, x) = j_0(\xi) \frac{w_S [g_2(x - x_0 + f_2(\xi))]}{w_S(\xi)_j} \exp \left\{ \beta \int_{g_2(x-x_0+f_2(\xi))}^{\xi} \frac{d\xi}{w_S h^2} \right\},$$

$$g_2 = f_2^{-1}, \quad f_2(\xi) = \alpha \int_{\xi}^0 \frac{u_S}{w_S} d\xi, \quad w_S = \alpha u_S - c.$$

При $\theta \geq 0,1$ коэффициент массоотдачи гладкой пленки с ошибкой не более 2% дается выражением

$$Sh_0 = -\ln [R_1 \exp(-\beta_1^2 \theta)] / \theta, \quad R_1 = 0,8056, \quad \beta_1^2 = 3,41$$



Р и с. 7

и фактор интенсификации записывается в виде

$$(4.6) \frac{Sh}{Sh_0} = (3,41 + 0,216\theta)^{-1} \left[\frac{x_0}{L} \theta Sh_1 + \frac{\gamma}{L-x_0} \int_0^1 j_0(\xi) \frac{[w_S + 1 - c] h^2}{1 - u_S' h^2 / \beta} \times \right. \\ \left. \times \left\{ 1 - \frac{c - \alpha u_S(g_2(L-x_0+f_2))}{c - \alpha u_S(\xi)} \exp \left[\beta \int_{g_2(L-x_0+f_2)}^{\xi} \frac{d\xi}{w_S h^2} \right] \right\} d\xi \right], \\ \alpha = 0,59, \beta = 1/\gamma \epsilon Pe, \gamma = 0,316.$$

Нетрудно получить выражение для фактора интенсификации в точках $L_m - x_0 = m f_2(1)$ ($m = 1, 2, 3, \dots$), поскольку $g_2(L_m - x_0 + f_2(\xi)) = g_2(f_2(m + \xi)) = m + \xi$:

$$(4.7) \left(\frac{Sh}{Sh_0} \right)_{m+1} = (3,41 + 0,216\theta)^{-1} \left[\frac{x_0}{L_m} \theta Sh_1 + \frac{\gamma}{L_m - x_0} \int_0^1 \frac{(w_S + 1 - c) h^2}{1 - u_S' h^2 / \beta} j_0(\xi) \times \right. \\ \left. \times \left\{ 1 - \exp \left[m \beta \int_1^0 \frac{d\xi}{w_S h^2} \right] \right\} d\xi \right].$$

Из-за того что $w_S < 0$, выражение (4.7) убывает с ростом m , поэтому $(Sh/Sh_0)_{m+1} < (Sh/Sh_0)_m$.

5. Сравнение с экспериментом. Расчеты по формулам (4.2) (линия 1 на рис. 7, б) и (4.6) (линия 2) для волны (рис. 7, а), зарегистрированной в эксперименте, сравниваются на рис. 7, б с измеренными значениями Sh/Sh_0 при $Sc = 578$, $Fi = 3,85 \cdot 10^{10}$, $Re = 10$, $T = 85,4$ мс, $c/u_0 = 3,2$.

Скорость поверхности пленки восстановлена в предположении сохранения расхода на расстоянии одной длины волны [5]. Плотность потока газа $j_0(\xi)$ в (4.7) определена из решения (4.1) при $L = x_0$, а в качестве Sh_1 взято значение Sh при $x_0 = 20,0$ (36 см). Можно отметить хорошее качественное совпадение экспериментальной и модельных зависимостей как для начального ($\theta < 0,044$), так и для развитого ($\theta > 0,1$) диффузионного участка.

В [4, 15] теоретически показано, что влияние волн на диффузию слабо-растворимого газа в стекающей пленке обязано возрастанию локального потока газа во впадинах на задних фронтах волн, где жидкость подтекает к свободной поверхности. Это связано со сжатием во впадинах и расширением в гребнях линий тока, совершающимися при движении волн вниз по течению.

Для интерпретации полученных зависимостей существенным оказывается время дрейфа системы волн относительно течения, которое можно

определить как $\tau_d = \int_0^\lambda d\xi / (c - u_S)$. В лабораторной системе координат

этому времени отвечает расстояние $L_1 = c \int_0^\lambda d\xi / (u_S - c)$ от входа, на ко-

тором жидкость под $(i + 1)$ -й волной полностью замещена жидкостью, находящейся в начале движения под i -й волной, и, следовательно, обеднена газом (в случае его десорбции). В зависимости от соотношения значений L_1 , текущей длины массообменного участка L и длины диффузионного слоя $L_d \leq 0,067h_0$ Re (равенство соответствует гладкой пленке) наблюдается разное поведение Sh и Sh/Sh_0 с изменением безразмерного расстояния от входа (количество волн на пленке). Это связано с влиянием профиля скорости в пленке на развитие профиля концентрации вблизи свободной поверхности.

На расстояниях $L \leq L_1 \ll L_d$ диффузионный слой тонок и каждая из прошедших это расстояние волн приводит к максимальному росту локального потока газа, в этой области $Sh/Sh_0 \sim \sqrt{L/\lambda}$ (кривая 1 на рис. 7). При дальнейшем росте L увеличивается толщина диффузионного слоя и уменьшается время дрейфа, что в итоге приводит к снижению значений локальных максимумов фактора интенсификации [4]. Именно этот механизм препятствует непрерывному росту Sh/Sh_0 , предсказанному в [4] при $u_s \approx c$. При $L > L_d$ фактор интенсификации (замедляя свой рост) достигает максимальных значений и убывает, но тем медленнее, чем больше время дрейфа.

С увеличением амплитуды волн возрастают поперечные пульсации скорости в переднем фронте волны, а следовательно, локальный поток газа во впадинах волн и фактор интенсификации. При больших $L > L_d$ спад Sh/Sh_0 происходит медленнее для волн с большой амплитудой. Влияние длины волны и свойств жидкости на массообмен можно учитывать посредством параметра εRe . Чем больше εRe , тем быстрее нарастает Sh/Sh_0 при $L \ll L_d$ и убывает при $L \gg L_d$.

Все сказанное справедливо и для хаотических режимов (см. рис. 6). Однако здесь наличие протяженных начальных гидродинамического и, следовательно, массообменного участков приводит к заметно меньшим значениям Sh/Sh_0 (при заданных L/λ) по сравнению с квазистационарным двумерным волновым режимом.

В заключение отметим, что в рамках изложенных представлений удается теперь понять и описать наши данные по массоотдаче в пленке в зависимости от ее волновых параметров и объяснить противоречивые экспериментальные результаты других авторов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бешков В., Бояджиев Хр. Влияние волн на массоперенос при течении пленок // Изв. хим. Болг. АН.— 1978.— Т. 11.— С. 209.
2. Накоряков В. Е., Покусаев Б. Г., Алексеенко С. В. Влияние волн на десорбцию углекислого газа из стекающих пленок жидкости // ТОХТ.— 1983.— Т. 17, № 3.
3. Ruckenstein E., Berbente C. Mass transfer to falling liquid films at low Reynolds numbers // Int. J. Heat Mass Transfer.— 1968.— V. 11, N 4.
4. Гешев П. И., Ланин А. М. Диффузия слабо растворимого газа в стекающих волновых пленках жидкости // ПМТФ.— 1983.— № 6.
5. Накоряков В. Е., Покусаев Б. Г., Шрейбер И. Р. Распространение волн в газо- и парожидкостных средах.— Новосибирск: ИТФ СО АН СССР, 1983.
6. Радев К. Б. Кондуктометрический метод исследования массообменных процессов между фазами в газожидкостных потоках // Теплообмен в одно- и двухфазных системах.— Новосибирск: ИТФ СО АН СССР, 1983.
7. Rotem Z., Neilson J. E. Exact solution for diffusion to flow down an incline // Can. J. Chem. Engng.— 1969.— V. 47, N 3.
8. Sovava H. A correlation of diffusivities of gases in liquids // Coll. Czechoslov. Chem. Comm.— 1976.— V. 41, N 12.
9. Ishihara T., Iwagak Y., Iwasa Y. Discussion on roll waves and slug flows in inclined open channels // Trans. Amer. Soc. Civil Engng.— 1961.— N 126.
10. Portalski S. Studies of falling liquid film flow. Film thickness on a smooth vertical plate // Chem. Engng Sci.— 1963.— V. 18, N 12.
11. Роговая И. А., Олевский В. М., Рунова Н. Г. Измерение параметров пленочного волнового течения на вертикальной пластине // ТОХТ.— 1969.— Т. 3, № 2.
12. Chu K. J., Dukler A. E. Statistical characteristics of thin wavy films // AIChE J.— 1975.— V. 21, N 3.
13. Накоряков В. Е., Покусаев Б. Г., Алексеенко С. В. Стационарные двумерные катящиеся волны на вертикальной пленке жидкости // ИФЖ.— 1976.— Т. 30, № 5.

14. Кулов Н. Н., Малюсов В. А. Массоотдача в трубке с орошаемой стенкой при перемешивании жидкой пленкой // ТОХТ.— 1967.— Т. 1, № 2.
 15. Гешев П. И., Лапин А. М., Цвелодуб О. Ю. Теплообмен в волновых стекающих пленках // Гидродинамика и массообмен в потоках со свободной поверхностью.— Новосибирск: ИТФ СО АН СССР, 1986.

Поступила 14/III 1986 г.

УДК 532.59+551.465.15

НЕСТАЦИОНАРНАЯ ДИФФУЗИЯ ВБЛИЗИ ВОЗМУЩЕННОЙ СВОБОДНОЙ ПОВЕРХНОСТИ ЖИДКОСТИ

П. И. Гешев

(Новосибирск)

Свободная поверхность как в природных условиях, так и в аппаратах химической технологии и теплоэнергетики чаще всего возмущена волнами. Возникает естественный вопрос: насколько волны могут изменить интенсивность процессов диффузии в жидкости и какие параметры волн наиболее существенно влияют на газообмен свободной поверхности с атмосферой?

Эффективный метод решения проблемы диффузии вблизи свободной поверхности предложен в [1, 2], где показано существование автомодельного решения, получаемого в приближении тонкого диффузионного пограничного слоя. Фактически этот подход основан на введении лагранжевых координат для частиц жидкости на поверхности. В данной работе указанный метод обобщается на случай нестационарной диффузии с однородными начальными и граничными условиями при наложенных возмущениях общего пространственного вида. Затем детально исследуется диффузия в бегущей и стоячей плоских волнах.

Так как коэффициенты диффузии в жидкости для любых молекул малы, основное сопротивление массопереносу сосредоточено в жидкой фазе и диффузию вещества в газовой фазе над жидкостью можно не рассматривать, полагая для всех моментов времени $t > 0$ концентрацию на свободной поверхности заданной C_0 . Начальная концентрация растворенного газа в объеме жидкости есть C_1 .

Пусть свободная поверхность задается уравнением $y = h(x, z, t)$, где y — вертикальная, а x и z — горизонтальные координаты. Обозначая индексом 0 значения всех величин на поверхности $y = h$, имеем кинематическое условие

$$(1) \quad v_0 = \partial h / \partial t + (\mathbf{u}_0 \cdot \nabla) h.$$

Здесь и далее $\nabla = (\partial/\partial x, \partial/\partial z)$ — двумерный оператор набла; $\mathbf{u}_0 = (u_0, w_0)$ — вектор горизонтальных компонент скорости на поверхности жидкости. Для вертикальной компоненты скорости, интегрируя уравнение неразрывности вблизи свободной поверхности, можно получить в первом приближении

$$(2) \quad v = v_0 + (h - y)(\nabla \cdot \mathbf{u}_0).$$

Для волн на мелкой воде горизонтальные компоненты скорости по всей толщине слоя постоянны и равны своим значениям на поверхности, поэтому из уравнения неразрывности следует $v = -y(\nabla \cdot \mathbf{u}_0)$ и $v_0 = -h(\nabla \cdot \mathbf{u}_0)$. Объединяя последнее соотношение с кинематическим условием (1), находим известное в теории мелкой воды уравнение закона сохранения массы жидкости

$$(3) \quad \partial h / \partial t + (\nabla \cdot \mathbf{u}_0) h = 0.$$

Если теперь учесть выражения (1), (2) и перейти в уравнении конвективной диффузии, взятом в приближении пограничного слоя, к новой координате $y' = h - y$, отсчитываемой от свободной поверхности, то оно принимает вид [1, 2]

$$(4) \quad \partial C / \partial t + (\mathbf{u}_0 \cdot \nabla) C - y' (\nabla \cdot \mathbf{u}_0) \partial C / \partial y' = D \partial^2 C / \partial y'^2.$$

При выводе уравнения (4) и всюду в дальнейшем используется также приближение слабоискривленной поверхности — отбрасываются члены с производными по x и z второго порядка малости: $(\nabla h)^2$, $\nabla^2 h$, $(\nabla h \cdot \nabla C)$.