

ТЕОРИЯ ДИФфуЗИОННОЙ КИНЕТИКИ ГЕТЕРОГЕННЫХ ХИМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ

II. РЕАКЦИИ, ПРОТЕКАЮЩИЕ НА ГРАНИЦЕ РАЗДЕЛА ТВЕРДОЕ ТЕЛО — ЖИДКОСТЬ ПРИ ТУРБУЛЕНТНОМ ТЕЧЕНИИ

В. ЛЕВИЧ

§ 1. Турбулентное течение жидкости

В предыдущей работе, именуемой в дальнейшем I [4], мы рассматривали диффузионный пограничный слой при ламинарном течении жидкости в пограничном слое. На практике, однако, часто приходится иметь дело с течением при очень больших числах Рейнольдса или в таких гесметрических условиях, которые способствуют турбулизации течения в пограничном слое. При обтекании пластинки спокойным потоком жидкости турбулентное течение в пограничном слое наступает при числе Рейнольдса порядка 10^5 . Однако при увеличении степени турбулентности набегающего потока, т. е. возмущении его различными способами, это значение может быть существенно снижено.

Теория турбулентного течения жидкости позволяет найти диффузионный ток и в случае турбулентного течения жидкости в пограничном слое. Поскольку современные представления о природе турбулентного движения мало известны химикам, целесообразно их вкратце изложить [2]. Согласно современным представлениям турбулентное течение жидкости характеризуется наличием чрезвычайно нерегулярного, хаотического течения жидкости, причем скорость течения непрерывно колеблется в пространстве и во времени около среднего значения.

Траектории жидких частиц в турбулентном потоке чрезвычайно сложны, что приводит к весьма интенсивному размешиванию жидкости. Можно считать, что на некоторое усредненное течение жидкости накладывается хаотическое «пульсационное» движение.

Пульсационное движение жидкости можно разложить на совокупность большого числа турбулентных пульсаций разного масштаба и интенсивности. Под масштабом или амплитудой движения мы будем в дальнейшем понимать порядок величины тех расстояний, на протяжении которых скорость движения успевает заметно измениться. Наибольшими скоростями обладают самые крупномасштабные движения, играющие основную роль в турбулентном потоке.

Амплитуды этих движений имеют тот же порядок величины, что и основной масштаб движения l (например, сечение трубы, размеры обтекаемого тела). Скорости же имеют порядок ΔU , где ΔU — величина изменения средней скорости течения на расстоянии порядка l , т. е. такой же порядок величины, как и средняя скорость течения.

На эти основные крупномасштабные пульсации накладываются, подобно ряби на океанской волне, мелкомасштабные движения, амплитуда которых мала по сравнению с l .

Оказывается, что скорости этих движений также малы по сравнению со скоростями основных пульсаций, а именно

$$v_\lambda \sim \Delta U \left(\frac{\lambda}{l} \right)^{\frac{1}{3}}, \quad (1)$$

где v_λ — скорость движения с амплитудой λ .

Каждое пульсационное движение можно характеризовать своим собственным числом Рейнольдса $Re_\lambda = \frac{v_\lambda \cdot \lambda}{\nu}$. У крупномасштабных движений число Рейнольдса имеет тот же порядок величины, что и число Рейнольдса основного (усредненного) движения $Re = \frac{\Delta U \cdot l}{\nu}$, т. е. весьма велико. Поэтому для этих движений вязкость жидкости не играет никакой роли. У мелкомасштабных движений число Рейнольдса уменьшается с масштабом и, наконец, при амплитуде движений порядка некоторой λ_0 становится порядка единицы. Из определения и (1) легко найти, что

$$\lambda_0 = \left(\frac{\nu}{\Delta U} \right)^{\frac{3}{4}} l^{\frac{1}{4}} = \frac{l}{Re^{\frac{3}{4}}}. \quad (2)$$

Согласно современным представлениям, весьма большая диссипация энергии при турбулентном движении осуществляется путем постепенной передачи энергии от самых быстрых и мощных крупномасштабных движений к наиболее мелким движениям с амплитудой λ_0 , у этих же последних энергия диссипируется и переходит в тепло с помощью вязкого механизма.

Формально усредненное движение жидкости может описываться как некоторое течение жидкости, характеризуемой турбулентной вязкостью $\nu_{\text{турб.}}$ (не имеющей ничего общего с истинной вязкостью ν). Турбулентная вязкость, характеризующая турбулентный поток жидкости, должна выражаться через основные величины, определяющие его свойства. Такими величинами являются изменение средней скорости потока ΔU , характерные размеры области течения l и плотность жидкости ρ (вязкость ν не входит, так как число Рейнольдса очень велико). Единственной величиной размерности вязкости, которую можно составить из этих трех величин, является $\Delta U \cdot l$, поэтому по порядку величины

$$\nu_{\text{турб.}} = \Delta U \cdot l. \quad (3)$$

Характерной особенностью турбулентного потока, текущего вблизи твердой стенки, является то обстоятельство, что амплитуда турбулентного движения не может превышать расстояния до этой стенки, т. е. $\lambda_{\text{max}} \sim y$, где y — координата, отсчитываемая от стенки.

Изменение средней скорости течения вдоль стенки на расстоянии от нуля (на стенке, где скорость равна нулю) до y (где средняя скорость равна $U(y)$) равно, очевидно,

$$\Delta U \sim y \frac{\partial u}{\partial y}. \quad (4)$$

Поэтому для турбулентной вязкости при течении вдоль стенки имеем:

$$\nu_{\text{турб.}} \sim y^2 \frac{\partial u}{\partial y} = \alpha y^2 \frac{\partial u}{\partial y}, \quad (3')$$

где α — постоянная, значение которой должно определяться из опыта. Она оказывается равна 0,17. Если обозначать через σ силу, действующую на 1 см² стенки, то можно написать, как и для обычного вязкого течения, закон Ньютона

$$\sigma = \rho \nu_{\text{турб.}} \frac{\partial u}{\partial y},$$

или, подставляя $\nu_{\text{турб.}}$,

$$\sigma = \alpha \rho y^2 \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)^2.$$

Интегрируя это соотношение, находим закон распределения тангенциальной скорости в турбулентном потоке жидкости:

$$u = \sqrt{\frac{\sigma}{\alpha \rho}} \ln(y + c) = V_0 \ln(y + c), \quad (5)$$

где $V_0 = \sqrt{\frac{\sigma}{\alpha \rho}}$ является характерной скоростью турбулентного потока и c — постоянная интегрирования.

Пульсационные скорости жидких частиц, принимающих участие в турбулентном движении, имеют как раз порядок V_0 . В частности, нормальная компонента пульсационной скорости также порядка V_0 .

Логарифмический закон распределения средней скорости не может, очевидно, применяться вплоть до самой стенки. Действительно, уменьшение амплитуды турбулентных пульсаций по мере приближения к стенке приводит к тому, что на некотором расстоянии δ_0 от нее турбулентная вязкость становится того же порядка величины, что и кинематическая вязкость ν , иначе говоря, число Рейнольдса $\frac{u(\delta_0)\delta_0}{\nu}$ становится равным единице. Из требования $Re \sim 1$ находим, что

$$\delta_0 \sim \frac{\nu}{V_0}. \quad (6)$$

Величина δ_0 носит название толщины вязкого подслоя (обычно ее называют ламинарным подслоем, что ведет к ряду недоразумений).

Комбинируя (6) и (5), можно написать

$$u = V_0 \ln \frac{y}{\delta_0}. \quad (5')$$

При $y < \delta_0$, т. е. в вязком подслое турбулентное движение не прекращается, но изменяется характер распределения скоростей.

Именно, в вязком подслое средняя скорость течения вдоль стенки выражается обычной формулой вязкого течения (1,3). Пульсационная скорость v'_x имеет тот же порядок величины, т. е. $v'_x = \beta \left(\frac{y}{\delta_0} \right)$, где β не зависит от y . Из уравнения непрерывности вытекает, что нормальная компонента пульсационной скорости

$$v'_y = V_0 \left(\frac{y}{\delta_0} \right)^2$$

$$\left(\text{так как } \frac{\partial v'_y}{\partial y} = - \frac{\partial v'_x}{\partial x} \right).$$

Таким образом распределение скоростей сходно с распределением скоростей в ламинарном пограничном слое.

Что же касается масштаба турбулентных пульсаций, то они могут быть найдены из соотношения $l = \frac{V_0}{\tau}$, где τ — период движения. В вязком подслое периоды турбулентных пульсаций не зависят от расстояния до стенки. Это видно из того факта, что в вязком подслое урав-

нения движения линейны (так как число Рейнольдса меньше единицы) и, следовательно, периоды являются константами.

Поэтому масштаб турбулентных пульсаций, перпендикулярных к стенке $l = \text{const } y^{2/3}$. *

Более точная теория показывает [2], что логарифмический закон справедлив лишь до расстояний от стенки $y \sim d$.

При $y \sim d$ выполняется равенство

$$U_0 = V_0 \ln \frac{d}{\delta_0}, \quad (7)$$

где U_0 — скорость жидкости во внешнем потоке.

Величина d носит название толщины турбулентного пограничного слоя. Оказывается, далее, что d (а с ней и V_0) является медленно меняющейся функцией координаты, отсчитываемой от точки набегания потока.

Именно, оказывается, что зависимость V_0 и d от координаты x определяется формулой (7) и формулой

$$d \sim \frac{V_0 x}{U_0}. \quad (8)$$

Приведенные формулы справедливы лишь для гладких пластинок. В случае шероховатых пластинок, у которых размер шероховатости превышает толщину вязкого подслоя, в формуле (5) вместо δ_0 следует подставить размер шероховатости.

После этого краткого изложения теории турбулентного движения можно перейти к вопросу о конвективной диффузии в турбулентном потоке жидкости. При этом мы будем считать, что число Прандтля весьма велико по сравнению с единицей. Случай числа Прандтля порядка единицы разобран в теории теплопередачи.

§ 2. Диффузия к гладкой пластинке

Интенсивное размешивание в турбулентном потоке жидкости приводит к тому, что эффективная толщина диффузионного пограничного слоя уменьшается, а диффузионный ток увеличивается по сравнению с ламинарным потоком.

Аналогия между течением жидкости и конвективным переносом вещества остается в силе и при турбулентном режиме течения. Поэтому для нахождения распределения средней концентрации в слое жидкости вблизи твердой поверхности реакции, можно поступить так же, как и при исследовании турбулентного течения. Именно, перенос вещества в турбулентном потоке можно характеризовать некоторым эффективным коэффициентом турбулентной диффузии $D_{\text{турб.}}$, являющимся аналогом турбулентной вязкости:

$$D_{\text{турб.}} \sim v_y \cdot l, \quad (9)$$

где v_y — турбулентная скорость по направлению к стенке и l имеют то же значение, что в (3). При этом поток вещества, переносимый к поверхности реакции турбулентными пульсациями, равен

$$j = D_{\text{турб.}} \frac{\partial c}{\partial y}. \quad (10)$$

* Эти соображения были высказаны автору Акад. Л. Ландау, за что мы приносим ему особую благодарность.

Структура диффузионного пограничного слоя оказывается более сложной, чем ламинарного. Именно, оказывается, что его можно разбить на три области. Мы разберем их последовательно:

1. $y > \delta_0$. В области собственно турбулентного пограничного слоя, согласно сказанному выше о распределении скоростей и масштаб движения, $v_y \sim V_0$, $\lambda \sim y$, так что

$$D_{\text{турб.}} \sim V_0 y \quad j = \beta V_0 y \frac{\partial c}{\partial y},$$

где β — постоянная. Отсюда $c = \frac{j}{\beta V_0} \ln y + c_1$, где c_1 — постоянная интегрирования. Сравнивая это с (5), мы находим, что в этой области распределение скоростей и концентраций подобны.

2. $\delta < y < \delta_0$. В вязком подслое вследствие малости коэффициента диффузии (по сравнению с вязкостью жидкости ν) вещество попрежнему переносится турбулентными пульсациями. Действительно, здесь число Рейнольдса порядка единицы, но число Пекле еще велико.

Турбулентный коэффициент диффузии в этой области равен, согласно сказанному выше о характере пульсаций внутри вязкого подслоя

$$D_{\text{турб.}} = \text{const } y^4 V_0 \delta_0^{-3},$$

так что в этой области

$$j = -\frac{\gamma y^4 V_0}{\delta_0^3} \frac{\partial c}{\partial y}.$$

Интегрируя, находим

$$C_{\text{II}} = -\frac{j \delta_0^3}{3 \gamma V_0} \frac{1}{y^3} + c_2, \quad (11)$$

где c_2 — новая постоянная интегрирования.

В области II подобие в распределении скоростей и концентраций оказывается нарушенным. Из (11), однако, вытекает, что при достаточно малых значениях y турбулентный коэффициент диффузии становится настолько малым, что сравнивается с обычным коэффициентом молекулярной диффузии D . Обозначим через δ_1 то расстояние, при котором выполнено условие $D_{\text{турб.}} \sim D$. Тогда из (10) имеем

$$\text{const} \frac{\delta_1^4}{\delta_0^3} V_0 \sim D$$

или

$$\delta_1 \sim \left(\frac{D}{V_0} \right)^{1/4} \delta_0^{3/4} \sim \left(\frac{D}{\nu} \right)^{1/4} \delta_0$$

в силу (6).

Величину δ_1 можно назвать толщиной диффузионного подслоя.

3. $y < \delta$. Внутри диффузионного подслоя коэффициент турбулентной диффузии становится меньше, чем обычный коэффициент диффузии.

Поэтому здесь поток вещества выражается простым законом

$$j = D \frac{\partial c}{\partial y} \quad \text{или} \quad C_{\text{III}} = \frac{j}{D} y$$

при $y=0$, $C=0$ согласно (I, 17).

На границе области (I/II) и (II/III), C_I , C_{II} и C_{III} должны непрерывно переходить друг в друга. Кроме того, диффузионный ток j должен, очевидно, иметь одно и то же значение во всех областях.

Наконец, при $y=d$ на внешней границе турбулентного пограничного слоя концентрация C_I совпадает с концентрацией раствора C_0 .

Приравнявая $C_I = C_{II}$ при $y = \delta_0$, $C_{II} = C_{III}$ при $y = \delta$ и $C_I = C_0$, при $y = d$, находим окончательно:

$$j = \frac{C_0}{\frac{1}{\beta V_0} \ln \frac{\delta_0}{d} + \frac{\delta_0^3}{3\gamma V_0} \left(\frac{1}{\delta^3} - \frac{1}{\delta_0^3} \right) + \frac{\delta_1}{D}}. \quad (12)$$

Выражение (11) для концентрации и (12) для тока показывает, что лимитирующим процессом при переносе вещества из толщии раствора к поверхности пластинки является молекулярная диффузия через диффузионный пограничный слой, но не перенос турбулентными пульсациями в турбулентном пограничном слое или вязком подслое.

Поскольку численные коэффициенты β и γ имеют порядок единицы, а число Прандтля $Pr = \frac{\nu}{D}$ велико, выражение (12) допускает существенное упрощение. Полагая $\delta \sim Pr^{1/4} \delta_0$ и $V_0 = \frac{\nu}{\delta_0}$, находим

$$j = \frac{DC_0}{\frac{D\delta_0}{\beta\nu} \ln \frac{d}{\delta_0} + \left(\frac{1}{3\gamma} + 1 \right) \left(\frac{Pr}{\nu} \right)^{-1/4} \delta_0} \cong \frac{DC_0}{a Pr^{-1/4} \delta_0}, \quad (13)$$

где через a обозначена величина $\left(1 + \frac{1}{3\gamma} \right)$.

Полный ток на поверхность пластинки (с одной стороны ее)

$$I = \int j ds = \frac{DC_0 b}{a Pr^{-1/4}} \int_0^l \frac{dx}{\delta_0}. \quad (14)$$

где b — ширина пластинки.

Для вычисления последнего интеграла удобно выразить толщину вязкого подслоя δ_0 через так называемый коэффициент сопротивления c_f . Последний определяется как отношение силы трения σ , действующей на единицу поверхности пластинки, к динамическому напору $\frac{\rho U_0^2}{2}$, т. е.

$$c_f = \frac{\sigma}{\rho \frac{U_0^2}{2}} = 2\alpha \left(\frac{V_0}{U_0} \right)^2. \quad (15)$$

Исключая V_0 из (15), (7) и (3), находим следующее выражение для c_f

$$\sqrt{\frac{2}{c_f}} = \ln \left(\frac{U_0 x}{\nu} \cdot c_f \right).$$

Для придания этому соотношению большей точности над знаком логарифма вводят эмпирический множитель. Тогда коэффициент сопротивления определяется следующей неявной формулой

$$\frac{1}{\sqrt{c_f}} = 1,7 \ln \left(6,6 \frac{U_0 x c_f}{\nu} \right). \quad (15')$$

Наряду с коэффициентом сопротивления c_f вводят интегральный коэффициент сопротивления c_f (отнесенный на единицу длины пластинки), определяемый как отношение полной силы, действующей на одну сторону пластинки к напору, т. е.

$$C_f = \frac{F}{\frac{U_0^2}{2} \cdot l} = \frac{\int_0^l \sigma dx}{\frac{1}{2} \rho U_0^2 l} = \frac{1}{l} \int_0^l c_f dx.$$

Можно показать, что с логарифмической точностью, при больших значениях чисел Рейнольдса

$$C_f = c_f(l) \left[1 + \frac{2}{\ln(6,6 l \cdot c_f)} \right],$$

где $c_f(l)$ — значение c_f по (15') при $x = l$ и, далее, что

$$\sqrt{C_f} = c_f \left(1 + \frac{1}{\ln(6,6 C_f l)} \right) \approx \frac{1}{1,7 \ln \left(2,4 C_f \frac{Ul}{\nu} \right)} \quad (16)$$

Вернемся теперь к интегралу в (13). Согласно (6) и (13) его можно переписать в виде:

$$\int_0^l \frac{dx}{\delta_0} = \int_0^l \frac{V_0}{\nu} dx = \frac{U_0}{\nu \sqrt{2x}} \int_0^l \sqrt{C_f} dx.$$

Интегрируя по частям, имеем:

$$\int_0^l \frac{dx}{\delta_0} = \frac{U_0}{\nu \sqrt{2x}} \left(l \sqrt{C_f} - \frac{1}{2} \int_0^l \frac{x}{\sqrt{C_f}} \frac{dC_f}{dx} dx \right).$$

Значение производной $\frac{dC_f}{dx}$ может быть найдено из (16). С логарифмической точностью для больших Re

$$\frac{dC_f}{dx} \approx - \frac{2}{2,9x \ln^2(6,6x C_f)}.$$

Откуда

$$\begin{aligned} \int_0^l \frac{dx}{\delta_0} &\approx \frac{U_0}{\nu \sqrt{2x}} \left(l \sqrt{C_f} + \frac{l}{1,7 \ln^2(6,6 l C_f)} \right) = \frac{U_0 l \sqrt{C_f}}{\nu \sqrt{2x}} \times \\ &\times \left(1 + \frac{1}{\ln(6,6 l C_f)} \right) = \frac{U_0 l \sqrt{C_f}}{\nu \sqrt{2x}}. \end{aligned}$$

Поэтому

$$J = \frac{Dbl \sqrt{C_f} U_0 C_0}{\sqrt{2x} \left(1 + \frac{1}{3\gamma} \right) \nu \text{Pr}^{-1/4}} = \frac{\sqrt{C_f} U_0 C_0 S}{0,6 \left(1 + \frac{1}{3\gamma} \right) \text{Pr}^{1/4}}. \quad (17)$$

Таким образом, полный ток на поверхность пластинки оказывается пропорциональным площади $(\text{Pr})^{-1/4}$, U_0 и $\sqrt{C_f}$. Значение коэффициента сопротивления определяется из (17) и при больших значениях числа Рейнольдса приближенно выражается формулой

$$\sqrt{C_f} \approx \frac{1}{\ln Re}.$$

Таким образом, при турбулентном течении жидкости в пограничном слое диффузионный ток на пластинку зависит от скорости в степени, несколько меньшей единицы, — около 0,9. Формула (17) показывает далее, что в отличие от случая ламинарного пограничного слоя (ср. формулу (16') первого сообщения) подобие между передачей количества движения и вещества нарушается. Этому отвечает половинная степень при коэффициенте сопротивления C_f . Выражение (17) для тока качественно можно применять при турбулентном пограничном слое на теле произвольной формы.

Непосредственная количественная проверка формулы (17) для тока и применение её на практике несколько затрудняется следующим обстоятельством: турбулентный пограничный слой образуется не сразу в точке набегающего потока на тело, но лишь на некотором расстоянии от нее, когда ламинарный пограничный слой, образующийся на передней части тела, успеет турбулизироваться.

Благодаря этому полный ток на пластинку будет выражаться некоторой комбинацией из тока в ламинарном слое (формула (16) предыдущего сообщения) и тока в турбулентном слое. В степенной зависимости J от скорости потока U_0 будет фигурировать степень n , средняя между 0,5 и 0,9.

По мере роста числа Рейнольдса и степени турбулентности потока, степень n будет приближаться к 0,9.

Указанная трудность совершенно идентична с известным в гидродинамике осложнением при проверке формулы (15).

В заключение мы хотели бы подчеркнуть, что количественная проверка формул, полученных в этом параграфе, представила бы существенный гидродинамический интерес. Она позволила бы установить правильность принятой нами схемы турбулентного пограничного слоя при больших числах Прандтля, а также определить численное значение постоянной γ .

Кроме того, при соответствующих условиях эксперимента можно с помощью (17) прямым путем определить длину участков пластинки, покрытых ламинарным и турбулентным пограничным слоем. Для этой цели нужно ставить опыт так, чтобы не по всей длине пластинки могла идти реакция (например, нанося катализатор, лишь начиная с некоторого места пластинки). Такие измерения представили бы тем больший интерес, что их нельзя провести чисто гидродинамическим путем.

§ 3 Реакция на поверхности тел необтекаемой формы

Общая картина обтекания жидкостью тела необтекаемой формы (шар, цилиндр) существенно отличается от течения вдоль пластинки. Соответственно этому и перенос вещества к поверхности такого тела имеет иной характер.

Обтекание тел необтекаемой формы сопровождается отрывом потока и образованием турбулентного следа в кормовой части тела.

Мы изложим вкратце теорию этого явления, отсылая за подробностями к курсам гидродинамики [2].

При течении жидкости вдоль тела необтекаемой формы давление во внешнем потоке жидкости не остается постоянным. Из уравнения Бернулли

$$\frac{p}{\rho} + \frac{U^2}{2} = \text{const}$$

следует, что оно велико в носовой и кормовой части тела и имеет меньшее значение в средней (средней) части тела. С другой стороны, из второго уравнения пограничного слоя следует, что внутри по-

граничного слоя p остается постоянным и равным давлению во внешнем потоке жидкости.

Поэтому ход изменения давления вдоль пограничного слоя такой же, как и во внешнем потоке. В кормовой части тела жидкость течет по направлению от большего к меньшему значению давления, т. е. против градиента давления. Это относится и к движению ее внутри пограничного слоя.

Однако внутри пограничного слоя жидкость заторможена трением, и скорость ее вблизи твердой стенки мала по сравнению со скоростью во внешнем потоке. Поэтому в какой-то точке на поверхности тела встречный градиент давления сможет затормозить наиболее медленные слои жидкости, прилегающие к стенке, а ниже по потоку — даже повернуть их течение вспять.

В этой точке, называемой точкой отрыва, пограничный слой уйдет от поверхности твердого тела в объем жидкости, т. е. превратится в некоторую струю, движущуюся под малым углом к внешнему потоку.

Течение такой струи оказывается неустойчивым и поэтому в точке отрыва возникает турбулентное течение, захватывающее всю кормовую область за телом (так называемый турбулентный след).

Явление отрыва проявляется в полной мере уже при числах Рейнольдса порядка нескольких десятков. Таким образом, поверхность тела необтекаемой формы омывается до точки отрыва обычным пограничным слоем (ламинарным или турбулентным при очень больших числах Рейнольдса), а после этой точки — турбулентным течением следа.

Это обстоятельство крайне усложняет расчет диффузионного тока к поверхности тела необтекаемой формы. Диффузионный ток до точки отрыва может быть без труда найден с помощью расчетов, аналогичных приведенным для пластины.

Однако это вычисление обесценивается тем, что провести аналогичный расчет для области, лежащей ниже точки отрыва, не удастся. С другой стороны, общие соображения об интенсивном размещивании в области турбулентного течения и опытные данные по угловому распределению теплоотдачи от сферы приводят к выводу, что диффузионный ток в этой области имеет тот же порядок, что и ток к передней части тела*.

Нельзя даже указать зависимость полного диффузионного тока на тело необтекаемой формы от скорости потока: на передней части плотность тока пропорциональна корню квадратному из скорости (при ламинарном пограничном слое), на кормовой части — пропорциональна более высокой степени. Экспериментальное изучение углового распределения плотности тока и величин полного тока на телах необтекаемой формы представляет большой интерес.

Академия Наук СССР
Институт физической химии
Москва

Поступило
7. I. 1947

* Диффузионный ток к поверхности сферы в потоке жидкости вычисляется в работе Л. С. Лейбензона «Об испарении капли в потоке», издание Академии Наук СССР, Серия геофизическая, 19.0 г. стр. 285. Мы не можем, однако, согласиться с выводами этой работы. Во-первых, в ней вычисляется диффузионный ток только для передней части капли до точки отрыва, но не интегральный диффузионный ток. Во-вторых, в уравнении конвективной диффузии систематически опускается, как малый, член $\sigma \frac{\partial c}{\partial y}$.

Как указывалось выше (см. I), он имеет тот же порядок величины, что и оставляемый член $u \frac{\partial c}{\partial x}$ (в чем можно убедиться дифференцированием формулы (20) работы Лейбензона). Поэтому полученные в работе результаты неверны даже и для передней части капли.

ЛИТЕРАТУРА

1. Левич, Журнал физ. химии **22**, 575, 1948.
 2. Ландау и Лифшиц, Механика сплошных сред, Гостехиздат, 1944.
-