

ЛИТЕРАТУРА

1. Ives R. L. Behavior of dust devil.— Bull. Amer. Meteor. Soc., 1947, vol. 28, N 4.
2. Hoecker W. H. Wind speed and air flow patterns in the Dallas tornado of April 2, 1957.— Monthly Weather Rev., 1960, vol. 88, N 5.
3. Leibovich S. The structure of vortex breakdown.— In: Annual Review on Fluid Mech. Vol. 10. N. Y., 1978.
4. Howard L. N., Gupta A. S. On the hydrodynamic and hydromagnetic stability of swirling flows.— J. Fluid Mech., 1962, vol. 14, N 3.
5. Yang Cheng-I. Sufficient conditions for stability of rotating flows.— Trans. ASME. Ser. E. J. Appl. Mech., 1978, vol. 45, N 1.
6. Maslowe S. A. Instability of rigidly rotating flows to nonaxisymmetric disturbances.— J. Fluid Mech., 1974, vol. 64, N 2.
7. Lessen M., Singh P. J., Paillet F. The stability of a trailing line vortex. Pt 1. Inviscid theory.— J. Fluid Mech., 1974, vol. 63, N 4.
8. Владимиров В. А. Устойчивость течения типа смерча.— В сб.: Динамика сплошной среды. Вып. 37. Новосибирск, изд. Ин-та гидродинамики СО АН СССР, 1978.
9. Владимиров В. А. Устойчивость течений идеальной несжимаемой жидкости с круговыми линиями тока.— В сб.: Динамика сплошной среды. Вып. 42. Новосибирск, изд. Ин-та гидродинамики СО АН СССР, 1979.
10. Case K. M. Stability of idealised atmosphere.— Phys. Fluids, 1960, vol. 3, N 2.
11. Chimonas G. Algebraic disturbances in stratified shear flows.— J. Fluid Mech., 1979, vol. 90, N 1.

УДК 532.516

УСТОЙЧИВОСТЬ ПОЛОГО ВИХРЯ

Т. А. Лисейкина

(Новосибирск)

Исследованию устойчивости вращающегося течения Куэтта посвящено большое число работ теоретического и экспериментального характера [1—3]. Основное внимание уделено осесимметричным возмущениям как наиболее опасным.

Результаты экспериментов и расчеты показывают, что при вращении цилиндров в одном направлении с увеличением относительной скорости вращения внешнего цилиндра критическое число Тейлора, при котором нарушается исходный ламинарный режим и возникают тейлоровские вихри, увеличивается.

При $\omega_1 r_1^2 \approx \omega_0 r_0^2$ кривая зависимости $T_* \left(\frac{\omega_1 r_1^2}{\omega_0 r_0^2} \right)$ (ω_0, ω_1 — угловые скорости

вращения внутреннего и внешнего цилиндров, r_0, r_1 — радиусы соответствующих цилиндров) выходит на асимптоту.

Менее исследованы течения вращающейся жидкости при наличии одной из поверхностей, неограниченной жесткой стенкой. С такими течениями часто сталкиваются в химической, бумажной промышленности, при охлаждении вращающихся механизмов пленками жидкости и т. д. Возникновение возмущений в жидкости приводит к искривлению «свободной» поверхности и появлению на ней волн, а это оказывает влияние на общую картину устойчивости.

Вопрос устойчивости вращающегося течения, когда одна из границ «свободна», а другая граница жесткая или на бесконечности, рассмотрен в [4]. Исследуется устойчивость по отношению к малым невязким возмущениям.

В [5] проведено экспериментальное исследование устойчивости течения со «свободной» внешней поверхностью и дан численный анализ. При определенном соотношении угловой скорости (рассматривается твердотельное вращение) и толщины пленки наблюдается изменение поверхности волновыми образованиями.

В работе [6] изучаются формы равновесия жидкости, находящейся на внешней или внутренней поверхности твердой границы и вращающейся вместе с ней как твердое тело. С учетом поверхностного натяжения получено, что в возмущенном движении поле скорости остается первоначальным, а возмущается «свободная» граница.

Влияние деформации «свободной» поверхности на конвективную неустойчивость горизонтального слоя исследовалось в работе [7]. Деформируемость поверхности приводит к снижению устойчивости, и этот эффект максимален при отсутствии поверхностного натяжения [8].

В данной работе проведен численный анализ линейной устойчивости вращающегося потока, ограниченного внешней цилиндрической стенкой и имеющей внутреннюю «свободную» границу радиуса r_0 . Рассматриваются трехмерные возмущения. Поверхностное натяжение не учитывается.

При течении капельной жидкости в вихревой камере с тангенциальным вводом в приосевой области камеры возникает непроточная зона. Это происходит вследствие стратификации жидкости по циркуляции [9]. В работе [10] показано, что течение в рассматриваемых вихревых камерах обладает свойствами, требуемыми для создания непроточной области цилиндрической или торoidalной формы.

Исследование на устойчивость развивающихся течений с внутренней границей представляет очень трудную задачу. Однако можно рассмотреть задачу, приближенно, выделяя для изучения те или иные области течения. При рассмотрении устойчивости организующего течения можно зафиксировать внутреннюю границу или задать стационарное поле скорости и изучать его устойчивость во всем сечении.

Качественную информацию можно получить, изучая простейшую одномерную задачу об устойчивости полого вихря.

1. Пусть на основной поток с вектором скорости $V_0 = \{0, v(r), u(r)\}$ и давлением p_0 наложены малые возмущения вида

$$w_* = w(r) \exp [i\alpha(z - ct) + im\varphi], \quad w(r) = \{w_r, w_\varphi, w_z\}, \\ p_* = -(i/\alpha \text{Re}) q \exp [i\alpha(z - ct) + im\varphi].$$

Соответствующие уравнения для возмущений в цилиндрической системе координат r, φ, z получены в [11]

$$aw_r - \frac{2 \text{Re } v}{r} w_\varphi = \frac{i}{\alpha} q' + \left\{ \frac{1}{r} (rw_r)' \right\}' - \frac{2mi}{r^2} w_\varphi, \\ aw_\varphi - \text{Re} \left(v' + \frac{v}{r} \right) w_r = -\frac{m}{\alpha r} q + \left\{ \frac{1}{r} (rw_\varphi)' \right\}' + \frac{2mi}{r^2} w_r, \\ (1.1) \quad aw_z + \text{Re } u' w_r = -q + \frac{1}{r} (rw_z)', \\ (rw_r)' + i\alpha r w_z + im w_\varphi = 0, \quad a = i\alpha \text{Re} (u - c) + \frac{i m \text{Re}}{r} v + \frac{m^2}{r^2} + \alpha^2,$$

где w_r, w_φ, w_z — компоненты амплитудных возмущений скорости; α — осевое волновое число, которое может изменяться от 0 до ∞ ; $m = 0, 1, 2, \dots$ — азимутальное волновое число; $c = X + iY$ — искомое собственное значение задачи (1.1) (при $Y < 0$ возмущения затухают со временем); $v(r)$ и $u(r)$ — азимутальная и осевая компоненты невозмущенной скорости; Re — число Рейнольдса. Штрих обозначает дифференцирование по r .

В качестве масштаба длины принимается величина зазора между поверхностями, ограничивающими поток, при этом безразмерный радиус внутренней границы ξ будет параметром, определяющим геометрию канала. При $\xi \gg 1$ зазор становится малым, и при $\xi \rightarrow \infty$ в пределе имеем плоский канал, при $\xi \rightarrow 0$ — чистую трубу. Текущий безразмерный радиус r меняется в пределах $[\xi, \xi + 1]$.

Масштабом скорости является величина осевой компоненты, осредненной по поперечному сечению канала. Число Рейнольдса построено по выбранным масштабам длины, скорости и кинематической вязкости ν .

Вводится другой характерный параметр — число Тейлора, которое может быть представлено в виде $\sqrt{T} = \sqrt{2/(1 + 2\xi)} v_0 \text{Re}$, где v_0 — величина безразмерной азимутальной скорости внутренней границы.

Граничные условия на внешнем цилиндре следуют из условия прилипания и непроницаемости

$$(1.2) \quad w_r(1 + \xi) = w_\varphi(1 + \xi) = w_z(1 + \xi) = 0.$$

На внутренней границе касательные напряжения поддерживаются такими, что осевая компонента скорости равна u_0 , а азимутальная v_0 . Нормальное напряжение постоянно. Граничные условия на внутренней поверхности получим с учетом ее деформируемости.

Пусть на внутреннюю границу наложено возмущение вида

$$r_* = \varepsilon(r) \exp [i\alpha(z - ct) + im\varphi].$$

Тогда касательные и нормальные напряжения на внутренней поверхности $r = \xi_1 + r_*$ выразятся в виде

$$-\frac{i}{\alpha \operatorname{Re}} q + \frac{2}{\operatorname{Re}} w'_r - \frac{im}{r \operatorname{Re}} \varepsilon \left(v'_0 - \frac{v_0}{r} \right) - \frac{i\alpha \varepsilon}{\operatorname{Re}} u'_0 - \frac{v_0^2}{r} \varepsilon = 0,$$

$$w'_\varphi - \frac{w_\varphi}{r} + \frac{imw_r}{r} + \varepsilon \left(v'_0 - \frac{v_0}{r} \right)' = 0, \quad w_z + i\alpha w_r + u''_0 \varepsilon = 0.$$

Учитывая непроницаемость внутренней границы и отбрасывая члены второго порядка малости, получим еще одно условие на внутренней границе

$$\varepsilon(i\alpha c - imv_0/r - i\alpha u_0) + w_r = 0.$$

Исключим амплитуду возмущения внутренней границы и получим следующие граничные условия при $r = \xi$:

$$-\frac{i}{\alpha} q + 2w'_r + \left[\frac{im}{r} \left(v'_0 - \frac{v_0}{r} \right) + i\alpha u'_0 + \frac{\operatorname{Re} v_0^2}{r} \right] \frac{iw_r}{\alpha u_0 + \frac{mv_0}{r} - \alpha c} = 0,$$

$$(1.3) \quad w'_\varphi - \frac{w_\varphi}{r} + \frac{imw_r}{r} - \frac{iw_r}{\alpha u_0 + \frac{mv_0}{r} - \alpha c} \left(v'_0 - \frac{v_0}{r} \right)' = 0,$$

$$w_z + i\alpha w_r - \frac{iw_r u'_0}{\alpha u_0 + \frac{mv_0}{r} - \alpha c} = 0.$$

Задача (1.1)–(1.3) решается методом дифференциальной прогонки со стыковкой [11].

Поле скорости исследуемого ламинарного течения одномерно и зависит только от координаты r . Для непроницаемых поверхностей стационарное решение уравнения Навье — Стокса имеет вид

$$(1.4) \quad v(r) \equiv 0, \quad v_z = u(r) = Ar^2 - B \ln r + C, \quad v_\varphi = v(r) = E/r + D.$$

Выражения для постоянных находятся путем удовлетворения граничных условий ($u = 0, v = v_1$ при $r = 1 + \xi, u = u_0, v = v_0$ при $r = \xi$) и учета условия нормировки

$$2 \int_{\xi}^{\xi+1} ur dr = 1 + 2\xi:$$

$$B = \frac{(2 + u_0)(1 + 2\xi)}{1 + 2\xi - (1 + 2\xi + 2\xi^2) \ln \frac{1 + \xi}{\xi}}, \quad A = B \ln \left(\frac{1 + \xi}{\xi} - u_0 \right) / (1 + 2\xi),$$

$$C = B \ln(1 + \xi) - A(1 + \xi)^2, \quad D = [v_1(1 + \xi) - v_0 \xi] / (1 + 2\xi),$$

$$E = v_1(1 + \xi) - D(1 + \xi)^2.$$

Распределение азимутальной скорости не является твердотельным, рассматриваются случаи $v_1(1 + \xi) < v_0\xi$.

2. Спектр собственных значений задачи (1.1)—(1.4) с внутренней границей рассчитывается с использованием метода движения по непрерывности [12].

В [13] исследуется устойчивость спирального течения между соосными цилиндрами. Основываясь на данных [13] и изменяя непрерывно граничные условия при $r = \xi$, переходим от условий прилипания и непроницаемости на внутреннем цилиндре к заданным граничным условиям на «свободной» поверхности (1.3) и получаем спектр собственных значений задачи (1.1)—(1.4) при любых параметрах ξ , Re , T , α , v_1 , v_0 .

В [13] получены зависимости критических чисел Тейлора от числа Рейнольдса для спирального течения между соосными цилиндрами, если внешний цилиндр неподвижен.

Определим влияние «свободной» границы на картину устойчивости течения. Расчеты проведены при малых осевых числах Рейнольдса ($Re = 1$). Дальнейшее уменьшение Re не влияет на величину критического числа Тейлора, т. е. $v_0 Re$ остается постоянным.

Численные расчеты показали, что «свободная» внутренняя граница приводит к снижению критического числа Тейлора, т. е. исходный ламинарный режим нарушается при меньших относительных скоростях вращения внутренней границы.

Число Тейлора в случае узкого зазора для течения между соосными цилиндрами равно $\sqrt{T_*} = 41,3$ ($\xi = 50$, $m = 0$, $Re = 1$), а при «свободной» границе $\sqrt{T_*} = 23,8$ ($\xi = 50$, $m = 0$, $Re = 1$).

Уменьшение ξ (увеличение зазора) ведет к росту критических чисел Тейлора как для осесимметричных возмущений, так и для трехмерных с $m = 1$ и $m = 2$.

На фиг. 1 дана зависимость $\sqrt{T_*}$ от ξ . Кривые 0—2 соответствуют изменению $\sqrt{T_*}(\xi)$ для возмущений с $m = 0$, $m = 1$, $m = 2$. При $\xi = 1$, когда радиус «свободной» границы становится равным половине радиуса внешнего цилиндра, критические числа Тейлора принимают следующие значения: $\sqrt{T_*} = 29,6$ ($m = 0$), $\sqrt{T_*} = 38$ ($m = 1$), $\sqrt{T_*} = 145$ ($m = 2$). Как видно из фиг. 1, $\sqrt{T_*}$ осесимметричных возмущений минимальны во всем диапазоне изменения ξ . Подобная картина наблюдается и для спирального течения между соосными цилиндрами при малых числах Рейнольдса:

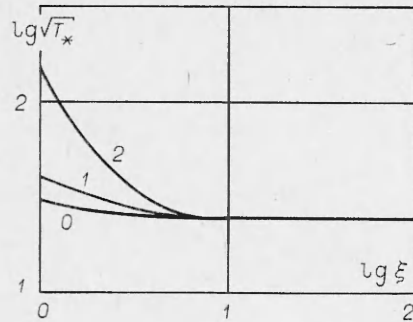
$$\sqrt{T_*} = 56,5 (m = 0), \quad \sqrt{T_*} = 62,6 (m = 1), \quad \sqrt{T_*} = 77 (m = 2).$$

И в этом случае критические числа Тейлора осесимметричных возмущений минимальны, т. е. наиболее опасными являются возмущения с $m = 0$. Критические волновые числа α_* с уменьшением ξ для осесимметричных возмущений остаются постоянными ($\alpha_* \simeq 2$). Если $m \neq 0$, α_* с увеличением зазора между поверхностями увеличивается:

$$\alpha_* \simeq 2,6 \text{ при } m = 1, \xi = 1, \quad \alpha_* = 5,85 \text{ при } m = 2, \xi = 1.$$

На фиг. 2 дана зависимость Y от волнового числа α при соответствующем каждому азимутальному числу m критическом значении Тейлора. Зависимость декремента возмущений от волнового числа дана при $\xi = 1$. Кривые 0—2 характеризуют изменение $Y(\alpha)$ для возмущений с $m = 0$, $m = 1$, $m = 2$. Из фиг. 2 видно, что зависимость $Y(\alpha)$ для $m = 0$ имеет один максимум при $\alpha = 2$, а $Y(\alpha)$ для $m = 1$ при $\alpha = 2,6$.

Кривая, соответствующая изменению $Y(\alpha)$ для возмущений с $m = 2$, имеет два максимума при $\alpha = 3,16$ и $5,85$. Если увеличить число Тейлора, то первый максимум на кривой 2 при $\alpha = 3,16$ сдвигается в длинноволно-



Фиг. 1

вую область, оставаясь при этом отрицательным. Второй максимум на кривой 2 ($\alpha = 5,85$) уходит в область положительных значений и отвечает за неустойчивость азимутальной моды с $m = 2$.

Для всех рассмотренных типов возмущений ($m = 0, m = 1, m = 2$) с ростом числа Тейлора α увеличивается.

Оценим влияние вращения внешнего цилиндра на устойчивость течения. Рассмотрим случаи $\xi = 50$, когда зазор мал, и $\xi = 1$, когда радиус внутренней поверхности составляет половину внешнего радиуса.

Результаты расчета показывают, что малые относительные скорости вращения внешнего цилиндра не оказывают существенного влияния на величину критического числа Тейлора и волновые числа.

Введем безразмерный комплекс $v_1(1 + \xi)/v_0\xi$ и обобщим результаты расчета для $\xi = 50$ и $\xi = 1$.

Слабое изменение T_* и α_* наблюдается вплоть до $v_1(1 + \xi)/v_0\xi \sim 0,5$.

Дальнейшее увеличение параметра $v_1(1 + \xi)/v_0\xi$ приводит к росту α_* для трехмерных возмущений ($m = 1, m = 2$), а для осесимметричных возмущений ($m = 0$) α_* так и остается равным двум.

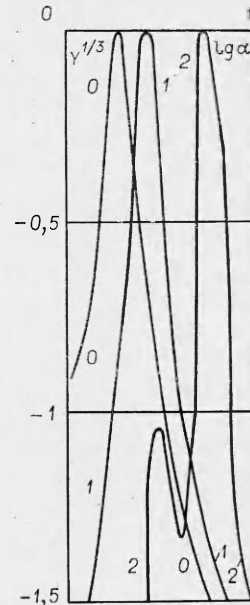
Зависимости $Y(\alpha)$ имеют такой же характер, как и при $v_1(1 + \xi)/v_0\xi = 0$, т. е. при отсутствии вращения внешнего цилиндра, с той лишь разницей, что для возмущений с $m = 1$ и $m = 2$ максимумы на кривых $Y(\alpha)$ сдвинуты в коротковолновую область.

Критические значения Тейлора с увеличением относительной скорости вращения внешнего цилиндра увеличиваются для возмущений с $m = 0, m = 1, m = 2$.

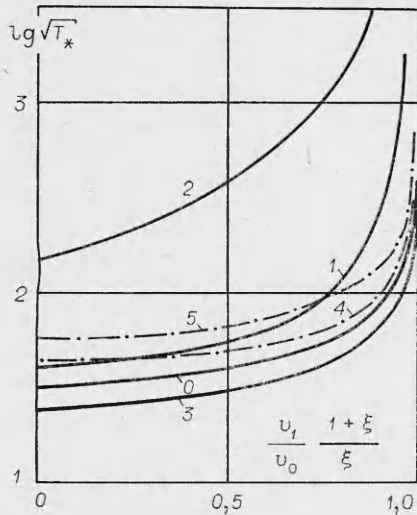
На фиг. 3 показано изменение $\sqrt{T_*}$ в зависимости от параметра $v_1(1 + \xi)/v_0\xi$. Поведение кривых 0—2 соответствует изменению критических чисел Тейлора $\sqrt{T_*}$ ($[v_1(1 + \xi)/v_0\xi]$) для возмущений с $m = 0, m = 1, m = 2$ в случае широкого зазора ($\xi = 1$). Кривая 3 отражает изменение $\sqrt{T_*}$, если зазор мал ($\xi = 50, m = 0$).

Характер кривых на фиг. 3 дает возможность сделать вывод, что осесимметричные возмущения $m = 0$ являются наиболее опасными во всем диапазоне изменения параметра $v_1(1 + \xi)/v_0\xi$. Эти возмущения локализованы вблизи «свободной» поверхности, фазовые скорости порядка скорости осевого потока. Критические волновые числа α_* остаются постоянными вдоль кривой 0 ($\alpha_* \approx 2$).

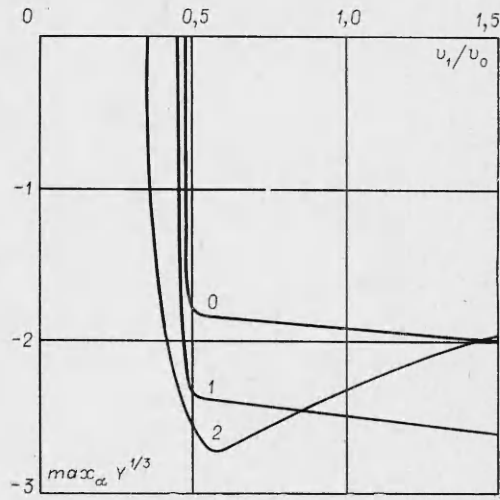
Возмущения с азимутальным числом $m = 2$ также локализованы вблизи «свободной» поверхности, т. е. являются «пристенными», а возмущения с $m = 1$ носят приосевой характер и локализованы в центре канала. Кривые 0—3 (фиг. 3) выходят на асимптотические зависимости при стремлении параметра $v_1(1 + \xi)/v_0\xi$ к единице.



Фиг. 2



Ф и г. 3



Ф и г. 4

На фиг. 3 для сравнения приведены результаты численных расчетов критических чисел Тейлора в зависимости от относительной скорости вращения внешней и внутренней границ для течения между соосными цилиндрами. Кривая 4 отражает изменение \sqrt{T}_* с ростом параметра $v_1(1 + \xi)/v_0\xi$ в случае узкого зазора ($\xi = 50$). Вдоль кривой 5 изменяется \sqrt{T}_* для осесимметричных возмущений $m = 0$, когда зазор между цилиндрами равен радиусу внутреннего цилиндра ($\xi = 1$).

Возмущения, отвечающие за неустойчивость течения, в этом случае ($m = 0$) локализованы также вблизи внутренней границы. При стремлении $v_1(1 + \xi)/v_0\xi \rightarrow 1$ зависимости \sqrt{T}_* от этого параметра вдоль кривых 4 и 5 выходят на асимптотику. Результаты расчетов с хорошей точностью совпадают с данными [3].

Для полного изучения устойчивости течения при увеличивающейся крутке внешнего цилиндра $v_1(1 + \xi)/v_0\xi \geq 1$ достаточно проследить за изменением локальных максимумов наиболее опасных собственных значений.

На фиг. 4 показано изменение максимума $Y(\alpha)$ для трех наиболее опасных азимутальных мод ($m = 0, m = 1, m = 2$) с ростом v_1/v_0 ($\xi = 1$). Кривые 0–2 соответствуют $m = 0, m = 1, m = 2$. Максимумы $Y(\alpha)$ этих возмущений при критических числах Тейлора и определенной для каждого типа возмущений относительной скорости вращения внешнего цилиндра v_1/v_0 имеют декремент затухания $Y = 0$. С ростом параметра v_1/v_0 при постоянном числе Тейлора $\sqrt{T} = \sqrt{T}_*$ $\max Y(\alpha)$ резко уходит в область отрицательных значений Y . Вдоль кривых 0, 1 изменяются $\max Y(\alpha)$ для возмущений с $m = 0$ и $m = 1$ соответственно ($\sqrt{T} = 320$ при $m = 0, \sqrt{T} = 665$ при $m = 1$). Волновые числа, при которых $Y(\alpha)$ достигает максимального значения, увеличиваются с ростом v_1/v_0 .

Поведение кривой 2 отражает изменение максимума $Y(\alpha)$ для возмущений с $m = 2$ ($\sqrt{T} = 890$). Для такого рода возмущений наблюдается некоторая немонотонность в поведении $\max Y(\alpha)$ при $v_1/v_0 > 0,5$, но на общую картину устойчивости это не оказывает влияния, поскольку соответствующие $\max Y(\alpha)$ лежат в глубоко отрицательной области вплоть до $v_1/v_0 = 2$. Вдоль кривой 2 наблюдается рост волнового числа, т. е. $\max Y(\alpha)$ сдвигается с ростом v_1/v_0 в коротковолновую область.

Таким образом, численный анализ течения со «свободной» внутренней границей показал, что наличие «свободной» цилиндрической поверхности приводит к снижению устойчивости вращающегося потока для широких и узких зазоров.

Вращение внешнего цилиндра оказывает стабилизирующее влияние на устойчивость потока. Этот эффект наблюдается и в случае течения между соосными цилиндрами для рассматриваемых видов возмущений. Критические числа Тейлора минимальны для осесимметричных возмущений при любых значениях ξ , $v_1(1 + \xi)/v_0\xi \leq 1$ и малых числах Рейнольдса.

Автор выражает благодарность В. Н. Штерну и М. А. Гольдштику за внимание к работе и обсуждение результатов.

Поступила 28 IV 1980

ЛИТЕРАТУРА

1. Chandrasekhar S., Elbert D. D. The stability of viscous flow between rotating cylinders.— Proc. Roy. Soc., 1962, ser. A, vol. 268, N 1333.
2. Donnelly R. J., Fultz D. Experiments on the stability of viscous flow between rotating cylinders.— Proc. Roy. Soc., 1960, ser. A, vol. 258, N 1292.
3. Sparrow E. M., Munro W. D., Jonson V. K. Instability of the flow between rotating cylinders, the wide-gap problem.— J. Fluid Mech., 1964, vol. 20, pt 1.
4. Pedley T. J. The stability of rotating flow with a cylindrical free surface.— J. Fluid Mech., 1967, vol. 3, pt 1.
5. Chia-Shun Yih. Instability of a rotating liquid film with a free surface.— Proc. Roy. Soc., 1960, ser. A, vol. 258, N 1292.
6. Пухначев В. В. Ветвление вращательно-симметричных решений, описывающих течения вязкой жидкости со свободной границей.— ПМТФ, 1973, № 2.
7. Изаkson В. X., Юдович В. И. О возникновении конвекции в слое со свободной границей.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1968, № 4.
8. Гершуни Г. З., Жуховицкий Е. М. Конвективная неустойчивость несжимаемой жидкости. М., Наука, 1972.
9. Башкатов М. В. Образование непроточных областей в присоединенной зоне вихревой ячейки.— ПМТФ, 1977, № 6.
10. Башкатов М. В., Гольдштик М. А., Кузьмин Г. А. Вихревой бланкет. Вихревая термоизоляция плазмы. Новосибирск, 1979.
11. Гольдштик М. А., Сапожников В. А. Устойчивость течения в кольцевом канале.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1971, № 4.
12. Гольдштик М. А., Сапожников В. А. Устойчивость ламинарного потока в присутствии поля массовых сил.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1968, № 5.
13. Вильгельми Т. А., Штерн В. Н. Устойчивость течения в кольцевом зазоре.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1974, № 3.

УДК 532.528

ОСОБЕННОСТИ ЗАМЫКАНИЯ ЭЛЕКТРОВЗРЫВНЫХ КАВЕРН

В. В. Кучеренко, В. В. Шамко

(Николаев)

Экспериментальные и теоретические исследования (см., например, [1—3]) показывают, что даже слабое нарушение сферической формы парогазовой полости (ПГП) приводит к ее асимметричному замыканию ввиду того, что поверхность реальной ПГП не является идеальной сферой, а всегда имеет деформированные (выпуклые или вогнутые) области. Эти дефекты поверхности не оказывают влияния на кинематику полости при небольших скоростях движения ее границ. Однако в моменты времени, близкие к минимуму, когда скорость движения границ достигает значительных величин (по предположениям ряда авторов [4] она может достигать и даже превышать скорость звука в жидкости), эти неровности поверхности могут явиться причиной возникновения кумулятивных струй