

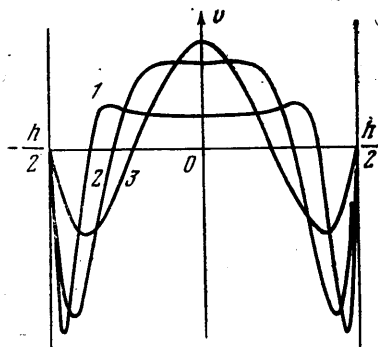
УСТОЙЧИВОСТЬ ПЕРИОДИЧЕСКОГО ДВИЖЕНИЯ ЖИДКОСТИ В ПЛОСКОМ КАНАЛЕ

В. Г. КОЗЛОВ

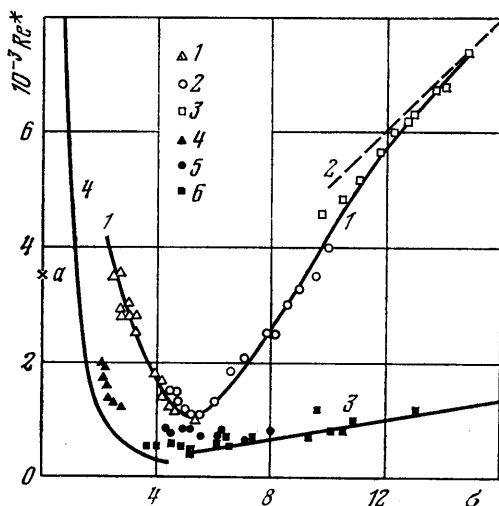
(Пермь)

В работе проведено экспериментальное исследование устойчивости периодического движения жидкости в плоском канале. Обнаружены два механизма срыва устойчивости прямолинейного движения соответственно при высоких и при низких частотах. Получена зависимость критического числа Рейнольдса от частоты колебаний. Результаты квазистационарного теоретического подхода к устойчивости периодических течений [1] согласуются с экспериментом.

Проблема устойчивости ламинарного движения жидкости, периодически прокачиваемой по трубам (каналам), привлекала внимание многих исследователей [1, 2].



Фиг. 1



Фиг. 2

Важной особенностью периодических движений, существенно определяющей их устойчивость, является возникновение в определенной фазе колебания встречных потоков жидкости. Если объемный расход Q несжимаемой жидкости, прокачиваемой через канал, изменяется во времени t по гармоническому закону $Q = Q_0 \cos \varphi$, $\varphi = \omega t$, где ω — круговая частота прокачки, встречные потоки наиболее развиты в фазе нулевого расхода, когда $\varphi = (2n+1)\pi/2$, $n=0, 1, 2, \dots$

На фиг. 1 в момент $Q=0$ изображены профили скоростей невозмущенного движения жидкости, прокачиваемой через плоский канал толщиной h с различной безразмерной частотой $\sigma = h\sqrt{\omega/2\nu}$ [3], где ν — кинематическая вязкость жидкости. Кривым 1–3 соответствуют $\sigma=20, 10, 4$.

При высоких частотах ($\sigma \gg 1$) скорости существенно изменяются с координатой только в тонких пристеночных стоксовских пограничных слоях толщиной $\delta = \sqrt{2\nu/\omega}$, а ядро в средней части канала имеет приблизительно однородное поле скоростей (кривые 1 и 2).

Изучению устойчивости стоксовского пограничного слоя посвящен ряд теоретических и экспериментальных исследований (библиография имеется в [1, 2]). Даже в этом сравнительно простом случае значения определенных через δ критических чисел Рейнольдса, полученные экспериментально разными авторами, отличаются в несколько раз. Различные теоретические подходы также дают сильно отличающиеся, часто противоречивые результаты.

В случае низких частот ($\sigma \sim 1$) толщина пограничных слоев становится соизмеримой с h , слои взаимодействуют между собой и при $Q=0$ формируется течение, состоящее из трех встречных потоков (кривая 3). С понижением σ интенсивность

встречных потоков резко падает, в то время как форма остается практически неизменной.

Судя по литературе, устойчивость движения жидкости при $\sigma \sim 1$ изучалась мало.

Настоящая работа посвящена экспериментальному исследованию устойчивости периодического движения жидкости в плоском канале в интервале σ , включающем в себя как высокие, так и низкие частоты прокачки.

Опыты по изучению устойчивости прямолинейного колебательного движения жидкости проводились с водой на установке [4], обеспечивающей изменение расхода по строго гармоническому закону. Посредством нагнетательно-всасывающего насоса вода прокачивалась с круговой частотой $\omega = 0.65 + 6.5 \text{ сек}^{-1}$ через длинный ка-



Фиг. 3

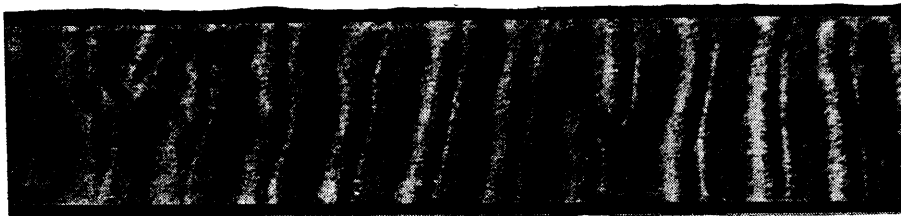
нал прямоугольного сечения. Площадь поперечного сечения каналов, стенки которых изготовлялись из плексигласа, в разных опытах была 2×30 , 5×40 , $9 \times 40 \text{ мм}^2$, длина рабочего участка достигала 1.5 м. Неустойчивость определялась методами кино- и фоторегистрации и визуально. Поток визуализировался алюминиевой пудрой.

Во всех исследованных случаях неустойчивость ламинарного прямолинейного движения жидкости оказалась связанной с взрывообразным развитием поперечных к течению валов, вытянутых горизонтально по ширине канала. Устойчивость существенно понижалась под влиянием различных возмущающих течение факторов (присутствие в потоке пузырьков воздуха, неровности стенок, негармоничность прокачки, влияние концов канала). Исследование устойчивости проводилось как по отношению к искусственно создаваемым в потоке возмущениям, так и в условиях, когда принимались специальные меры по снижению уровня всех возможных случайных возмущений. В последнем случае особое внимание, в частности, уделялось организации строго гармонического колебания жидкости; наблюдения велись за элементами жидкости, которые в течение всего периода находились внутри канала и не возмущались его концами.

На фиг. 2 показаны кривые устойчивости периодического движения жидкости в плоском канале: точки 1–3 – результаты экспериментов в случае отсутствия внешних возмущений в каналах толщиной 2, 5 и 9 мм соответственно; точки 4–6 – при наличии возмущений; кривой 1 на фиг. 2 изображена полученная экспериментально зависимость критического числа Рейнольдса $Re = Q_0 h / S \nu$, где S – площадь поперечного сечения канала, от σ для случая, когда искусственные возмущения потока отсутствуют. Характерной особенностью кривой устойчивости является су-

ществование минимума при $\sigma \approx 5$, что обусловлено различной структурой невозмущенного потока при условно малых ($\sigma < 5$) и больших частотах колебаний расхода жидкости. Прямая 2 — результат экспериментальных исследований для $\sigma > 1$ [5]; линия 3 — теоретическая пороговая прямая, соответствующая квазистационарному подходу к устойчивости стоковского пограничного слоя [1]; линия 4 — кривая устойчивости профиля скорости, «замороженного» в фазе нулевого расхода (соответствует квазистационарному подходу при малых значениях σ); точка a — порог устойчивости плоского течения Пуазейля.

На фиг. 3 показана кинограмма развития валов при $Re = 2100$, $\sigma = 4.5$. Кадры следуют с шагом в 6.5° . Фрагмент 3 соответствует фазе нулевого расхода. Справа



Фиг. 4

изображены невозмущенные профили скорости для соответствующих снимкам фаз колебаний.

При колебаниях расхода по закону $Q = Q_0 \cos \varphi$ с небольшой частотой в фазе нулевого расхода возникают встречные потоки, границы которых смещаются с ростом φ от стенок к центру канала, как это можно видеть на фиг. 3 справа, где приведены профили скоростей невозмущенного движения жидкости [3]. В случае $\sigma < 5$ кризис ламинарного прямолинейного движения наступает в результате неустойчивости границ таких встречных потоков. Поскольку интенсивность последних растет с частотой, при увеличении σ наблюдается быстрое уменьшение устойчивости.

Неустойчивость проявляется в возникновении на границах встречных потоков валов, вытянутых по ширине канала. Снимки сделаны в продольном сечении канала, нормальном широкой его грани.

Как видно из кинограммы, валы располагаются в шахматном порядке на границах встречных потоков. Направления циркуляции в соседних валах противоположны, а их оси в первую половину полупериода с очень небольшой скоростью смещаются в направлении движения жидкости в пристеночных областях канала. Валы наиболее развиты при расходе, близком к нулю, и при малых надкритичностях существуют лишь в течение небольшой части каждого полупериода. Когда скорости по сечению канала становятся знакоопределенными и встречные потоки исчезают, начинается деградация валов (фрагмент 5 на фиг. 3), валы утрачивают плавные очертания и, быстро разрушаясь, сносятся потоком.

При увеличении надкритичности интенсивность и время жизни валов растут. Но даже при малых надкритичностях поперечный размер валов в момент их максимального развития близок к толщине канала. Таким образом, возникновение неустойчивости границы раздела потоков почти сразу же приводит к нарушению прямолинейного движения частиц жидкости практически по всему сечению канала, что существенно облегчает наблюдение кризиса движения. В эксперименте наступление неустойчивости определялось по первым признакам регулярного (в каждый полупериод) появления возмущений в форме описанных выше валов.

При $Q = 0$ валы имеют близкую к максимальной интенсивность и оси их неподвижны относительно стенок канала. В этой фазе колебаний они отчетливо видны и при наблюдении со стороны одной из широких граней канала (фиг. 4).

Следует отметить, что с уменьшением надкритичности возмущения (валы) исчезают при тех же значениях числа Рейнольдса, при которых появляются. Заметим также, что при резком увеличении числа Re наблюдается постепенный (в течение нескольких периодов) рост интенсивности валов, даже тогда, когда они существуют лишь в течение части полупериода. По-видимому, недоступные для визуальных наблюдений возмущения существуют в любой фазе колебаний даже при небольших надкритичностях. Увеличиваясь со временем, эти возмущения перерастают затем в хорошо заметную вихревую дорожку на границах встречных потоков.

В случае высоких частот ($\sigma > 12$) характер невозмущенного движения жидкости резко изменяется: около стенок канала образуются стоковские пограничные слои, а в центре — ядро с практически однородным полем скоростей. Возмущения лами-

нарного движения жидкости в этом случае зарождаются в области пограничных слоев при $Q=0$ и также имеют форму валов, вытянутых вдоль слоя по нормали к векторам скоростей невозмущенного потока. Валу видны практически только при наблюдении со стороны одной из широких граней канала и образуют периодические структуры, аналогичные приведенной на фиг. 4. Установить границу устойчивости по появлению в пристеночных областях возмущений в форме валов, к сожалению, не удалось ввиду слабой воспроизводимости полученных результатов. Количественные наблюдения неустойчивости облегчаются, однако, тем, что с ростом числа Рейнольдса возмущения из области пограничных слоев проникают в ядро и турбулизуют практически всю жидкость в канале.

На фиг. 2 правая ветвь кривой устойчивости 1 определена по первым регулярным (в каждый полупериод) нарушениям прямолинейного движения жидкости в центре канала в момент нулевого расхода, т. е. в сущности по тому же признаку, что и устойчивость при низких частотах. Поэтому она является продолжением левой ветви кривой устойчивости 1. В промежуточном интервале $5 < \sigma < 11$ имеет место быстрое повышение устойчивости с ростом σ , что связано с постепенным (по мере увеличения σ) формированием пограничных слоев и уменьшением их толщины.

При дальнейшем увеличении σ пограничные слои развиваются настолько, что форма поперечного сечения канала становится несущественной, скорость роста Re^* замедляется, и при $\sigma > 12$ кривая устойчивости вплотную приближается к прямой $Re^* = 500\sigma$ (пунктирная линия 2 на фиг. 2), полученной для $\sigma > 1$ в экспериментах с колебаниями жидкости в круглых трубах [5].

При наличии искусственных возмущений регистрируемая визуально неустойчивость прямолинейного движения жидкости существенно понижается. Возмущения вносились находящимися в потоке в незначительных количествах твердыми частицами или пузырьками воздуха диаметром менее 0,5 мм. Неустойчивость регистрировалась по взрывообразному развитию в момент нулевого расхода вихрей, аналогичных наблюдаемым в рассмотренных выше случаях. Результаты приведены на фиг. 2, экспериментальные точки 4–6. Поскольку возмущения по количеству и интенсивности не дозировались, разброс экспериментальных точек значителен. Видно, однако, что с ростом σ устойчивость быстро уменьшается при $\sigma < 5$, а при $\sigma > 5$, напротив, медленно повышается.

Как отмечалось выше, гистерезисных явлений при изучении неустойчивости периодических движений жидкости не обнаружено. Следовательно, подкритичность либо вообще отсутствует (неустойчивость возбуждается мягко), либо невелика и, таким образом, не может быть причиной обнаруженного сильного влияния на устойчивость искусственных возмущений. По-видимому, такое влияние существенно связано с нестационарностью потока.

Эксперименты показывают, что скорость миграции возмущений, в частности скорость проникновения их из пограничного слоя в ядро течения, быстро растет с увеличением интенсивности возмущений.

Поскольку изучение устойчивости проводится в условиях небольших надкритичностей, когда поток неустойчив лишь в течение малой части периода колебаний расхода, только искусственные возмущения значительной интенсивности успевают проникнуть в ядро на достаточную глубину и развиться до регистрируемой в эксперименте величины. В пользу такого заключения свидетельствует быстрое увеличение с ростом σ , т. е. с уменьшением толщины пограничных слоев и увеличением размеров ядра, расхождения между результатами экспериментов, проведенных с искусственными возмущениями потока (точки 6 на фиг. 2) и без них (правая ветвь кривой 1).

Помимо результатов эксперимента на фиг. 2 нанесена теоретическая линия 3.

Согласно квазистационарной теории [1], кризис нестационарного движения жидкости определяется устойчивостью самого опасного, замороженного профиля скорости. Исследования показывают, что при изменении скорости невозмущенного потока во времени по гармоническому закону наиболее опасный профиль формируется в фазе нулевого расхода.

В случае $\sigma > 5$ экспериментальные точки 6, полученные при искусственном возмущении потока, группируются около теоретической линии устойчивости 3, что, по-видимому, может служить доказательством справедливости теории замороженного профиля.

В случае низких частот ($\sigma < 5$) профиль скорости в момент нулевого расхода (для $\sigma = 4$ такой профиль изображен на фиг. 1 кривой 3) практически совпадает с профилем скоростей конвективного движения жидкости в вертикальном плоском слое, вызванного равномерно распределенными в жидкости внутренними источниками тепла (для $\sigma = 4$ и одинаковых скоростей в центре канала максимальное отличие в профилях скорости составляет 6% и быстро уменьшается при $\sigma \rightarrow 0$). Устойчивость такой конвекции, в частности чисто гидродинамическая (при равном нулю

числе Прандтля) устойчивость конвективного профиля, подробно исследована теоретически [6]. Используя результаты этого исследования и считая профили скоростей при прокачке жидкости в фазе $Q=0$ замороженными, можно найти зависимость $Re^*(\sigma)$ для низких частот. Вычисления сводятся к определению Q_0 (и, следовательно, Re), для которых при данном σ в момент $Q=0$ возникает критический профиль, идентичный конвективному. Таким способом получена для $\sigma < 5$ кривая устойчивости 4 на фиг. 2. С уменьшением σ устойчивость резко повышается, что подтверждается экспериментом (точки 4-6), и вызвано уменьшением интенсивности встречных потоков.

Случай $\sigma=0$ отвечает стационарному Пуазейлевскому течению жидкости в канале. Устойчивость плоского течения Пуазейля нарушается при $Re \approx 3500$ (точка а на фиг. 2) возмущениями в виде волн Толмина — Шлихтинга [7]. Можно полагать, что в интервале $0 < \sigma < 1$ определяющей также является неустойчивость Толмина — Шлихтинга, причем наиболее опасными будут близкие к параболическому профили скорости в фазе максимального расхода $Q=Q_0$. В пользу сказанного свидетельствует особенно быстрый рост с уменьшением σ устойчивости встречных потоков при $\sigma \leq 1$, $Re > 4 \cdot 10^3$ (кривая 4). Отметим также, что ожидать значительного увеличения устойчивости периодического движения к волнам Толмина — Шлихтинга следует лишь при $\sigma > 5$, т. е. при формировании пограничного слоя и ядра.

Автор благодарит Г. Ф. Шайдурова, под руководством которого была выполнена эта работа.

Поступила 5 VII 1978

ЛИТЕРАТУРА

1. Kerczek C. Von., Davis S. H. Linear stability theory of oscillatory Stokes layers. J. Fluid Mech., 1974, vol. 62, Pt 4.
2. Hino M., Sawamoto M., Takasu S. Experiments on transition to turbulence in an oscillatory pipe flow. J. Fluid Mech., 1976, vol. 75, Pt 2.
3. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Механика сплошных сред. М., Гостехиздат, 1953.
4. Коалов В. Г., Шайдуров Г. Ф. Движение жидкости, периодически прокачиваемой через канал. Уч. зап. Пермск. гос. ун-та, 1976, № 362.
5. Сергеев С. И. О колебаниях жидкости в трубах при умеренных числах Рейнольдса. Изв. АН СССР, МЖГ, 1966, № 1.
6. Гершуни Г. З., Жузовицкий Е. М., Якимов А. А. Об устойчивости стационарного конвективного движения, вызванного внутренними источниками тепла. ПММ, 1970, т. 34, вып. 4.
7. Монин А. С. О природе турбулентности. Успехи физ. н., 1978, т. 125, вып. 1.

УДК 532.5.013.4:538.4

ТЕЙЛОРОВСКАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ В ЭЛЕКТРОМАГНИТНОМ ПОЛЕ

М. В. ЩЕЛКАЧЕВ

(Москва)

В работе исследуется гравитационная неустойчивость границы раздела двух несжимаемых жидкостей, находящихся в электромагнитном поле, параллельном границе, когда одна из жидкостей имеет конечную проводимость, а другая непроводящая. Магнитное число Рейнольдса R_m считается конечным. Показано, что при любых R_m электромагнитное поле не может стабилизировать границу раздела (если обе жидкости проводящие, то стабилизации также нет), хотя могут существовать устойчивые направления распространения возмущений. Наибольший рост возмущений приходится на волны, распространяющиеся нормально вектору начального магнитного поля, при этом электромагнитное поле и проводимость стенок не влияют на эти возмущения. Используя метод малого параметра, получено дисперсионное уравнение для малых индуцированных магнитных полей. Показано, что область значений углов между волновым вектором и вектором начального магнитного поля, соответствующая неустойчивым возмущениям, возросла по сравнению со случаем, когда $R_m \ll 1$ [1].

¹ В статье [1] были допущены следующие опечатки по вине автора. Всюду, где написано, что возмущения распространяются вдоль магнитного поля ($k \parallel H_0$), должно быть написано, что возмущения распространяются нормально магнитному полю ($k \perp H_0$).