

Анализ этой таблицы позволяет отметить следующие особенности установившегося понижения уровня подземных вод на оси двухлинейного дренажа (при постоянных значениях  $\beta$  и  $L$ ):

а) при заданном значении  $\sigma > 1$  понижение уровня на оси дренажа  $S^*$  тем больше, чем больше мощность нижнего слоя. При  $\sigma < 1$  имеет место обратная картина;

б) при заданных  $H^0$  и  $m$  величина  $S^*$  тем больше, чем больше проницаемость нижнего слоя;

в) при постоянных  $M$  и  $\sigma$  величина  $S^*$  тем больше, чем больше  $H^0$ ;

г) формула (19) может быть использована для расчетов  $S^*$  при значениях  $\sigma > 20-50$ , величина  $S^*$  по ней получается более высокой, чем по формуле (16), причем тем больше, чем больше  $\beta$  и  $L$ . Так, например, при  $\beta = 0.1$ ,  $L = 100$  м,  $H^0 = 0.1$ ,  $m = 0.05$  по формуле (19) понижение на оси дренажа получается на 0.5 м больше, чем по формуле (16). Это значит, что использование гипотезы [4] при решении конкретных задач может привести к существенному завышению дренирующего эффекта со всеми вытекающими из этого отрицательными последствиями.

Автор благодарит Л. Ф. Галахову за выполненные расчеты.

Поступило 16 VI 1969

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Полубаринова-Кочина П. Я. Теория движения грунтовых вод. М., Гостехиздат, 1952.
2. Ионат В. А. Расчет горизонтального дренажа в неоднородных грунтах. Таллин, 1962.
3. Евдокимова Н. В. Динамика притока грунтовых вод к осушительным каналам в многослойной среде. Тр. коорд. сов. по гидротехн., 1966, вып. 25.
4. Веригин Н. Н., Шестаков В. М. Методы расчета движения грунтовых вод в двухслойной среде. Информационные материалы ВОДГЕО, 1954, № 6.

#### О ЗАМЕЧАНИЯХ Г. Ю. СТЕПАНОВА ПО СТАТЬЕ Г. И. ТАГАНОВА «К ТЕОРИИ СТАЦИОНАРНЫХ СРЫВНЫХ ЗОН» ОПУБЛИКОВАННЫХ В ИЗВ. АН СССР, МЖГ, 1969, № 4

Ознакомившись с вводной и заключительной частью замечаний Г. Ю. Степанова, читатель вправе ожидать, что он найдет в замечаниях не только обоснованные «доводы, из которых вытекает, что:

1) модели вязких течений со стационарными срывными зонами, предложенные в [1], «противоречивы даже в рамках рассуждений автора»;

2) они «не подтверждаются известными теоретическими и экспериментальными данными», но также и

3) доказательства неудовлетворения этими моделями законов механики вязкой жидкости.

Ибо только в этом случае могут быть оправданы категорические формулировки Г. Ю. Степанова.

Рассмотрим доводы Г. Ю. Степанова по указанным выше пунктам.

1. Пункт первый «Замечаний...» Г. Ю. Степанова относится к случаю вырожденного течения вязкой жидкости внутри стационарной срывной зоны, которое, согласно [1], может быть реализовано только при специальных граничных условиях внутри срывной зоны (при наличии идеального или предельно сильного диссипатора). Г. Ю. Степанов видит угрозу «общим физическим представлениям о роли диссипации в потоке жидкости» и противоречие с дальнейшими «рассуждениями автора по фиг. 5» в том, что сила тяги, действующая на диссипатор уменьшает сопротивление системы телу — диссипатор «практически вдвое по сравнению с таким же течением, но без диссипатора». С каким «таким же» течением сравнивает Г. Ю. Степанов вырожденное течение вязкой жидкости? Оказывается, как видно из дальнейшего, «таким же» течением он считает математическое течение идеальной жидкости Гильбарга — Эфроса. «Нет никаких физических оснований для уменьшения этого сопротивления вдвое» замечает далее Г. Ю. Степанов.

Какой же физический смысл имеет сопоставление двух физически несопоставимых течений: вязкого вырожденного течения, которое может быть реализовано в физической плоскости и течения идеальной жидкости, которое математически реализу-

ется на двух листах римановой поверхности и поэтому не может быть реализовано в физической плоскости при обтекании тел, ограниченных замкнутым непроницаемым контуром?

Кроме того, Г. Ю. Степанов считает, что этот результат противоречит «рассуждениям автора по фиг. 5, на которой сопротивление тела с идеальным диссипатором (кривая  $AC$ ) больше, а не меньше, чем с неидеальным диссипатором (кривая  $AD$ )». Поясним читателю, что здесь сопоставляются уже два течения, реализуемые в физической плоскости: вязкое течение с предельно сильным диссипатором (кривая  $AC$ ) и вязкое течение со слабым диссипатором (кривая  $AD$ ). Сильному диссипатору соответствует большой коэффициент сопротивления системы тело — диссипатор, слабому — малый коэффициент сопротивления системы. Сопоставление этих течений имеет физический смысл и не противоречит «общим физическим представлениям о роли диссипации в потоке жидкости».

Далее Г. Ю. Степанов пытается объяснить читателю, в чем же состоит «ошибка Г. И. Таганова», которому «искусственная схема» (имеется в виду случай вырожденного вязкого течения в срывной зоне) «потребовалась, видимо, только для того, чтобы приспособить к ней ... схему Д. А. Эфроса с возвратной струйкой». Заметим, что элементы физически нереального, двухлистного течения Гильбарга — Эфроса действительно введены в идеально жидкостную модель [1] для расчета внешнего потенциального течения и определения контура срывной зоны в случае вырожденного течения вязкой жидкости со стационарной срывной зоной.

По-видимому, это один из редких случаев гидродинамически строгого применения элементов физически нереального (в целом) течения Гильбарга — Эфроса для описания физически реального течения со стационарной срывной зоной. Дело в том, что известное в литературе использование элементов стационарного течения Гильбарга — Эфроса для описания кавитационных течений при  $P_k < P_\infty$ , которые даже в рамках теории идеальной жидкости не могут существовать как стационарные, согласно принятым в гидродинамике понятиям о строгости, в лучшем случае, может быть квалифицировано как инженерный прием.

Не спасает и тот факт, что при  $P_k \rightarrow P_\infty$  все «известные схемы срывных течений невязкой жидкости (Рябушинского, Эфроса, Жуковского — Рошко, Чаплыгина — У — Яо — Цзю)» дают одинаковое значение  $C_x$  для пластинки  $C_x = 2\pi / (\pi + 4)$ . Ведь хорошо известно, что ни одно из этих течений не может быть реализовано в физической плоскости при обычной постановке задачи обтекания (изолированное тело, ограниченное замкнутым контуром в безграничном потоке жидкости) либо из-за двухлистности математического решения, либо из-за необходимости вводить в поток дополнительные жесткие границы конечной или бесконечной протяженности.

В п. 2 «Замечаний...» Г. Ю. Степанова, касающемся модели, предложенной в [1], для описания невырожденного циркуляционного течения в стационарной срывной зоне (при наличии неидеального диссипатора) говорится, что эта модель «не выдерживает проверки предыдущими рассуждениями автора, относящимися к схеме с идеальным диссипатором», поскольку в случае, когда диссипатор служит тыльная сторона пластины, на ней возникает «дополнительная сила тяги, ... а не сопротивления».

Импульс возвратной струи, воспринимаемый в этом случае пластиной, а не отдельно стоящим диссипатором, также приводит (при конечном числе Рейнольдса) к уменьшению полного сопротивления пластины  $C_x = C_{x_1} - C_T$  (здесь  $C_{x_1}$  — сопротивление давления пластины, определенное без учета реакции возвратной струи,  $C_T$  — коэффициент тяги, возникающей при поглощении всего импульса возвратной струи), как это имеет место в случае системы тело — диссипатор, где полное сопротивление системы всегда меньше сопротивления давления тела. Но это полностью согласуется с тем, что было в случае «схемы с идеальным диссипатором».

2. Рассмотрим доводы Г. Ю. Степанова о том, что модели [1] «не подтверждаются известными теоретическими и экспериментальными данными».

В п. 1 «Замечаний...» Г. Ю. Степанов видит «ошибку Г. И. Таганова в том, что он принял неправильную схему течения с постоянным  $P_k$  во всей срывной области» (имеется в виду случай вырожденного течения). В п. 2 относительно модели невырожденного течения [1], где уже учитываются циркуляционное движение жидкости внутри зоны и связанная с ним переменность давления от точки к точке, Г. Ю. Степанов снова пишет: «В данном случае Г. И. Таганов опять принимает неправильную схему течения с нереальным распределением давления (потока невязкой жидкости) и, соответственно, получает грубо заниженную силу сопротивления». Что касается «искусственных построений типа фиг. 7 и 8, а», к которым приходит автор работы [1] в поисках предельного (при  $R \rightarrow \infty$ ) течения вязкой жидкости около конечного тела со стационарной срывной зоной, то, по мнению Г. Ю. Степанова, это уже совсем бессмысленное занятие, поскольку «такие течения за пределами, как и их предельные случаи» давно изучены. У неискушенного читателя может сложиться впечатление, что правильные схемы предельных течений уже известны, как известны и пра-

вильные значения коэффициента сопротивления при больших числах Рейнольдса, и что простое сопоставление этих данных с результатами работы [1] позволяет Г. Ю. Степанову сразу заметить «грубую заниженность» сопротивления или «неправильность» картины течения, приводимых в этой работе. К сожалению, это не так.

Поскольку автор работы [1] — заинтересованное лицо в этой дискуссии, его суждениям о современном состоянии теории отрывных течений вязкой жидкости при больших числах Рейнольдса, читатель, по-видимому, предпочел бы авторитетные свидетельства специалистов, не участвующих в дискуссии. Приведем эти свидетельства.

Ван-Дайк [2] так характеризовал состояние вопроса в 1964 году: «Конечно, реальное течение становится неустойчивым и турбулентным, когда число Рейнольдса превосходит некоторое определенное значение, но это не относится к делу, поскольку нашей конечной целью является получение приближения для умеренных чисел Рейнольдса. К сожалению, в случае, когда вероятен отрыв потока от тела, соответствующее предельное (при  $R \rightarrow \infty$ ) течение для конечных тел неизвестно... До тех пор, пока этот важный вопрос не решен, не возможно исследование течений с отрывом, поскольку спутный поток будет оказывать влияние первого порядка даже на набегающий поток».

Может быть с тех пор положение изменилось? Оказывается, не изменилось. «Несмотря на существенный интерес, форма теоретического отрывного стационарного течения при больших числах Рейнольдса до сих пор неизвестна — свидетельствовал Бэтчелор [3] в 1967 г., говоря далее, что неизвестно растет ли протяженность срывной зоны неограниченно при  $R \rightarrow \infty$ , или приближается к конечному пределу.

Если, как это видно, отсутствуют теоретические данные о правильной картине предельного течения и правильных значениях сопротивления, то, может быть Г. Ю. Степанову известны правильные данные из эксперимента? Как это ни странно, но Г. Ю. Степанов противопоставляет теоретическим данным работы [1], полученным для ламинарного стационарного отрывного течения около пластины при  $R \rightarrow \infty$ , сакраментальное  $C_x \approx 2$ , получаемое, как известно, при нестационарной форме отрывного течения, и всерьез преподносит эту цифру как «экспериментальные данные при  $R \rightarrow \infty$ », с которыми надо считаться при анализе моделей предельного стационарного течения.

3. Поскольку, как видно, известные теоретические и экспериментальные данные не дают оснований для вывода о неправильности моделей работы [1], можно предполагать, что Г. Ю. Степанов показал невозможность удовлетворения в рамках этих моделей уравнений движения жидкости и т. п.? Однако ни в первом, ни во втором пунктах «Замечаний...» Г. Ю. Степанова, касающихся собственно предложенных в работе [1] моделей, таких доказательств не приводится.

Единственное возражение подобного рода приводится Г. Ю. Степановым в п. 3, касающемся особых свойств течения в области невязкого вихревого присоединения в частном случае  $P_{op} = P_\infty$ , исследованных в работе [1].

Г. Ю. Степанов пытается доказать невозможность конфигурации невязкого вихревого течения, обнаруженной в [1], не прибегая к уравнениям Эйлера, описывающим это течение, или к теоремам, следующим из этих уравнений (применяемым в работе [1]). Ему достаточно рисунка, на котором изображены линии тока изолированной части течения, чтобы найти соотношения между величинами давления в разных точках всего невязкого вихревого течения и «сразу показать» невозможность такой конфигурации. Согласно Г. Ю. Степанову, достаточно провести линию  $3-2-1$  (на фигуре, приведенной в замечаниях), ортогональную линиям тока, чтобы получить  $p_3 > p_2 > p_1$ , хотя это неравенство несовместимо с там же приводимым уравнением  $p_2 + \frac{1}{2}\rho u_2^2 = p_1$ .

Если применить рассуждения Г. Ю. Степанова к анализу поля давлений в известном точном решении задачи обтекания жидкого полуцилиндра, полученном С. А. Чаплыгиным в 1902 г., в котором (как легко убедиться) имеется достаточно протяженная область вихревого течения, где конфигурация линий тока и распределение завихренности близки к представленным на фигуре (приведенной в замечаниях), чтобы провести линию, соответствующую линии  $3-2-1$ , и получить, согласно рассуждениям Г. Ю. Степанова,  $p_3 > p_2 > p_1$ , хотя в действительности точное решение уравнений Эйлера дает  $p_3 < p_2 < p_1$ .

О том, как понял Г. Ю. Степанов локальность особых свойств течения при  $p_{op} = p_\infty$  (необращение в нуль скорости в конечной области невязкого вихревого присоединения [1]) свидетельствует его утверждение, что эти свойства не проявляются и для точки  $R$  плоскости  $C_x R$ , поскольку «в течении с идеальным диссипатором, соответствующем точке  $B, \dots p_{op} = p_\infty$ , но точка присоединения находится на конечном расстоянии  $l_h = 15d$ ». Здесь Г. Ю. Степанов путает критическую точку потенциальной идеально жидкостной модели, которая действительно находится на расстоянии  $l_h = 15d$ , с точкой присоединения вихревого локально-невязкого течения, которая не может находиться при этих условиях ( $R \approx 120$ ) внутри конечной области присоединения. В заключение коснемся метода, который избрал Г. Ю. Степанов при

сопоставлении расчетных данных, полученных в работе [1] для случая обтекания пластинки с предельно сильным диссипатором при  $R \approx 120$  с экспериментальными. В работе [1] отмечается приблизительный характер сопоставления (имеющего, однако, определенный физический смысл) расчетных данных с экспериментальными данными Акривоса и др., поскольку они получены при  $R = 120$  для тела другой формы (круглый цилиндр с разделяющей пластиной, расположенной вдоль оси симметрии срывной зоны).

Г. Ю. Степанов берет для сопоставления такие параметры, по которым неполны либо расчетные данные, либо экспериментальные.

Так, условную скорость возвратной струи потенциальной идеально жидкостной модели  $\bar{u}_k = 1.23$ , к которой отнесена толщина приобретения импульса вязкого вырожденного течения  $\delta_{+}^{**}$ , он сравнивает с физической скоростью вязкого течения в опытах Акривоса  $u_{\text{внутр.}}/u_{\infty} = 0.3 \div 0.5$ . Хотя следовало бы понимать, что максимальное (лишь теоретически мыслимое) расчетное значение физической скорости возвратной струи в вырожденном течении вязкой жидкости не может превышать величину  $\bar{u}_k U = 1.23 \cdot 0.587 = 0.72$ .

Или, расчетному значению коэффициента сопротивления системы пластина — идеальный диссипатор,  $C_x \approx 0.62$  (в котором не учтено сопротивление трения лобовой части пластины) он всерьез противопоставляет значение  $C_x \approx 1.2$ , которое не является коэффициентом сопротивления системы тело — разделяющая пластина, поскольку сила тяги, действующая на разделяющую пластину, не измерялась в опытах Акривоса.

При сопоставлении других параметров течений при  $R \approx 120$ , в частности величин коэффициента давления  $\bar{p}_k$ , действующего на тыльной стороне тела, когда расчетное  $\bar{p}_k''$  и экспериментальное  $\bar{p}_k''$  значения близки друг к другу ( $\bar{p}_k' = -0.52$ ,  $\bar{p}_k'' = -0.45$ ), Г. Ю. Степанов почему-то приводит экспериментальные данные при  $R = 20$  и  $R = 40$  и дает понять читателю, что при этих числах  $R$  такого соответствия не имеется, хотя расчетных данных в этом диапазоне в работе [1] просто не существует.

Я далек от мысли, что в работе [1] нет отдельных неточностей или спорных мест, также и потому, что в последней части этой работы при обсуждении трудных вопросов устойчивости стационарных отрывных течений используются некоторые положения, имеющие характер гипотезы. Однако в силу изложенного следует признать, что все конкретные возражения Г. Ю. Степанова по работе [1] оказались несостоятельными.

Поступило 17 IX 1969

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Таганов Г. И. К теории стационарных срывных зон. Изв. АН СССР, МЖГ, 1968, № 5.
2. Van-Dyke M. Perturbation methods in fluid mechanics. New York Acad. Press, 1964. (Рус. перев. Методы возмущений в механике жидкости. М., «Мир», 1967.)
3. Batchelor G. K. An introduction fluid dynamics. Cambridge, 1967.

Г. И. Таганов

#### От редакции

В первоначальной статье Г. И. Таганова сделана попытка теоретически рассмотреть стационарное ламинарное течение несжимаемой жидкости за плохообтекаемым телом. К сожалению, основные положения в работе Г. И. Таганова изложены недостаточно ясно, и читателю в значительной мере приходится их угадывать.

Следует отметить, что схема обтекания Г. И. Таганова предназначена в первую очередь для обтекания плохообтекаемых тел воздухом. Хотя об этом автор прямо не говорит.

Картина установившегося обтекания плохообтекаемого тела водой в некоторых отношениях выяснена достаточно хорошо. Для нее, например, непригодна гидродинамическая модель, содержащая бесконечно удаленную точку; для нее непригодна модель, в которой при рассмотрении течения в области смыкания следа критическая точка удаляется на бесконечность и при этом течение считается невязким.

Даже не затрагивая вопроса о правомерности сопоставления течения реальной вязкой жидкости с течением по схеме Гильбарга — Эффроса, нельзя предполагать при этом сопоставлении в этих течениях одинаковые возвратные импульсы и одновременно постулировать одинаковые давления в застойных областях.

Известно, что картина обтекания плохообтекаемых тел воздухом весьма осложняется. Так, например, при обтекании водой зона следа, примыкающую к задней стороне тела, можно иногда считать с достаточной точностью областью постоянного давления — относительная устойчивость поверхностей каверн и струй обеспечивается большой разностью плотностей воды, паров и воздуха (критерии течения: число Рейнольдса и число кавитации). В случае воздушных течений это допущение будет весьма приближенным — свободные поверхности раздела легко размываются, легко образуются вихревые течения (критерии: число Рейнольдса и число Маха); таким образом, картина течения оказывается много сложнее.

Для этого последнего случая в работе не дано четкого описания введенной автором модели диссипатора.

Схема Г. И. Таганова с диссипатором, конечно, искусственна. Однако этот недостаток она разделяет со многими ценными гидродинамическими схемами. Основной принципиальный недостаток предложенной схемы кроется в другом.

Рассматривая схемы: кавитационных течений; обтекания крыла; удара о воду или более общую модель идеальной жидкости (уравнения Эйлера); модель вязкой жидкости (уравнения Навье — Стокса), сразу видно их главное достоинство: точна или неточна любая из перечисленных схем или моделей, но каждая из них приводит к постановке математической задачи, которую можно попытаться решить корректно.

Предложенная схема с диссипатором не приводит к рациональной математической задаче.

Для этой схемы автор использует гипотезы в излишне категорической форме, в оправдание которых приводит недостаточно убедительные доводы из экспериментальных данных и расчетов задач. Поэтому опубликование статьи Г. И. Таганова, посвященной одному из принципиальных вопросов аэрогидродинамики, следует признать недосмотром редакции.

Предоставив Г. И. Таганову право ответа, редакция считает, что первоначальная статья Г. И. Таганова, критическая заметка Г. Ю. Степанова и опубликованное выше письмо Г. И. Таганова содержат достаточно материалов, чтобы заинтересованный читатель составил свое собственное мнение по затронутым вопросам.

### ЮБИЛЕЙНАЯ НАУЧНАЯ СЕССИЯ ОБЩЕГО СОБРАНИЯ ОТДЕЛЕНИЯ МЕХАНИКИ И ПРОЦЕССОВ УПРАВЛЕНИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР, ПОСВЯЩЕННАЯ 100-ЛЕТИЮ СО ДНЯ РОЖДЕНИЯ В. И. ЛЕНИНА

Сессия состоялась 31 марта и 1 апреля 1970 г. в Институте машиноведения (Москва).

Открывая юбилейную научную сессию, академик-секретарь Отделения Б. Н. Петров охарактеризовал выдающуюся роль В. И. Ленина в становлении и развитии наук в СССР, его прозорливость при планировании научного прогресса в неразрывной связи науки с запросами техники и народного хозяйства. Большое непосредственное значение для развития механики в нашей стране имело указание В. И. Ленина об организации Центрального аэрогидродинамического института (ЦАГИ) и высокая оценка им заслуг выдающегося ученого-механика Н. Е. Жуковского. Б. Н. Петров отметил большое повседневное внимание, уделяемое нашей партией и правительством научным исследованиям, в частности исследованиям по механике и процессам управления.

Советские ученые достигли крупных успехов в постановке и решении многих проблем механики жидкостей и газов, теории прочности и пластичности, теории машин, автоматического управления и навигации, общей теории систем и системного анализа, автоматизации систем управления.

В области механики жидкости и газа на сессии были заслушаны один проблемный доклад и пять сообщений.

*Современные проблемы механики жидкостей и газов.* Л. И. Седов, В. В. Струминский, Г. Г. Черный (докладчик Л. И. Седов).

Механика жидкостей и газов в настоящее время интенсивно разрабатывается. В решении ее задач участвуют много институтов и ученых; в рамках краткого доклада можно отметить только ряд направлений, которые авторы доклада считают наиболее значительными.

Основная группа проблем относится к движению тел в воде и воздухе с большими скоростями. В ближайшие годы ожидается информационный взрыв по этим проблемам. Для них прежде всего характерны тесные непосредственные связи с ма-