

С. М. БЕЛОЦЕРКОВСКИЙ, М. И. НИШТ

К ИССЛЕДОВАНИЮ ТУРБУЛЕНТНОГО СЛЕДА ЗА ПЛАСТИНОЙ

(Представлено академиком Л. И. Седовым 7 I 1974)

1. Изучение отрывных течений и характеристик турбулентного следа за плохо обтекаемыми телами относится к числу наиболее интенсивно разрабатываемых в настоящее время проблем гидромеханики (1-3). Это объясняется, с одной стороны, растущими потребностями практики, с другой, теми возможностями для исследования, которые открылись благодаря развитию ЦВМ и численных методов. Стала доступной постановка «численного эксперимента», особенно эффективного в тех случаях, когда он сочетается с аналитическими подходами и физическим экспериментом. Одним из преимуществ численного эксперимента является возможность четкого установления роли различных факторов в изучаемом явлении.

Большой практический и принципиальный интерес представляет вопрос о возможности моделирования явлений срыва и турбулентного переноса в рамках идеальной среды. Спутный след за плохо обтекаемым телом представляет собой крупномасштабное турбулентное движение жидкости, по-видимому, слабо зависящее от молекулярной вязкости. Поэтому следует ожидать, что некоторые из его характеристик могут быть исследованы с помощью модели идеальной среды.

В работах (4, 5) сформулированы общие подходы к схематизации отрывных течений идеальной несжимаемой жидкости. Чтобы теоретически установить предельную картину отрывного течения, рассматривается весь процесс его формирования, т. е. исследуется нестационарная задача. С острых кромок и изломов тел допускается сход поверхностей тангенциального разрыва, движущихся вместе с возмущенным потоком. На этих кромках и изломах выполняется гипотеза Чаплыгина — Жуковского о конечности скоростей, а на всей поверхности тела — условие непротекания. Приводимые ниже данные содержат некоторые из многочисленных результатов, полученных численным экспериментом на основе указанного подхода. Реализация его на ЦВМ основана на применении и дальнейшем развитии метода дискретных вихрей. Он оказался не только эффективным с точки зрения вычислительной, но и позволил моделировать процесс распада вихревых пелен и образования вихревых дорожек.

2. Проведено численное исследование особенностей структуры спутного следа и его статистических характеристик за пластиной бесконечного размаха в несжимаемой среде. Пластина заменялась десятью дискретными вихрями, расчетный шаг по безразмерному времени составлял $\Delta\tau=0,1$ ($\tau=U_0 t/b$, U_0 — скорость невозмущенного потока, b — хорда, t — время). Использовалась связанная система безразмерных координат ξ, η (в долях b), причем ось ξ совпадает с хордой пластины, а начало находится на ее середине. Изучены два предельных режима обтекания ($\tau \rightarrow \infty$) пластины, поставленной поперек потока, имеющего на бесконечности скорость U_0 : несимметричный (1) и симметричный (2) (5). Произведены расчеты до $\tau=60$, причем режим (2) имеет место, когда условия симметрии движения сохраняются при всех τ . Наличие существенной несимметрии движения в начальный период, например, поворот пластины от продольного до поперечного положения или значительное нарушение симметрии в процессе обтекания приводят к режиму (1).

Качественно полученные результаты сводятся к следующему. В случае (2) предельная картина течения устанавливается раньше, причем вихревой след представляет собою почти застойную область, которая с течением времени изменяется незначительно. Наблюдается периодический отрыв небольших вихревых сгустков от кормовой части этой области и унос их потоком, что компенсируется вихрями, сходящими за то же время с концов пластины.

В случае (1) в вихревом следе можно выделить три характерные зоны. Ближняя к пластине часть следа ($\eta \leq 10$) представляет собою

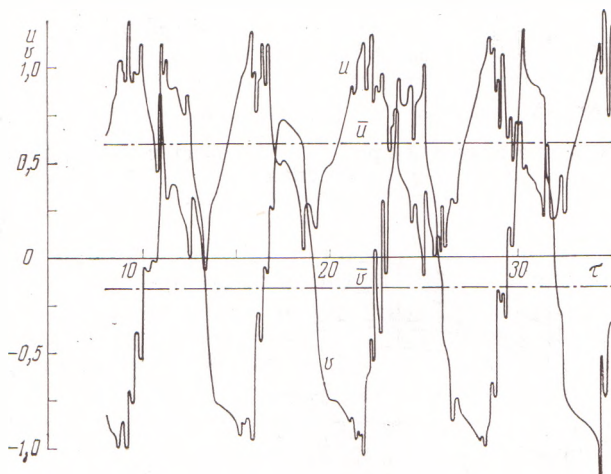


Рис. 1. Зависимость продольных u и поперечных v составляющих скорости от безразмерного времени τ при несимметричном режиме

регулярную шахматную дорожку Кармана. Она образована вихревыми сгустками конечных размеров, представляющими собою совокупность дискретных свободных вихрей. Дальняя часть следа состоит из вихревых комков, образовавшихся в результате распада начальных вихрей. В средней зоне наблюдается размывание следа: нарушается регулярность вихревой дорожки, уменьшается поток завихренности через фиксированную площадку $\eta = \text{const}$. Это происходит как за счет расширения следа, так и благодаря проникновению отдельных вихрей и вихревые сгустки противоположного знака. Таким образом, и в идеальной среде наблюдается процесс, который в известном смысле можно трактовать как диффузию вихрей.

Анализ структуры следа и аэродинамических характеристик пластины показывает, что после окончания переходного процесса течение становится периодическим. В режиме (1) период составляет примерно 6, а число Струхали $Sh = 0,16 - 0,17$. В режиме (2) периодичность выражена слабо, а нормальная сила и момент почти не меняются. При несимметричном режиме (1) они изменяются за период значительно.

Интересно отметить, что структура вихревого следа, получаемая расчетом для режима (1), четко повторяется через период. Аналогичная повторяемость наблюдается и в величинах суммарных циркуляций вихрей в сгустках, образующихся у концов пластины. Это, в частности, свидетельствует об устойчивости счета на ЦВМ и повторяемости результатов по такой тонкой характеристике, как структура вихревых комков за пластиной.

3. В численном исследовании определялись поля скоростей в фиксированных точках пространства. На рис. 1 приведены зависимости про-

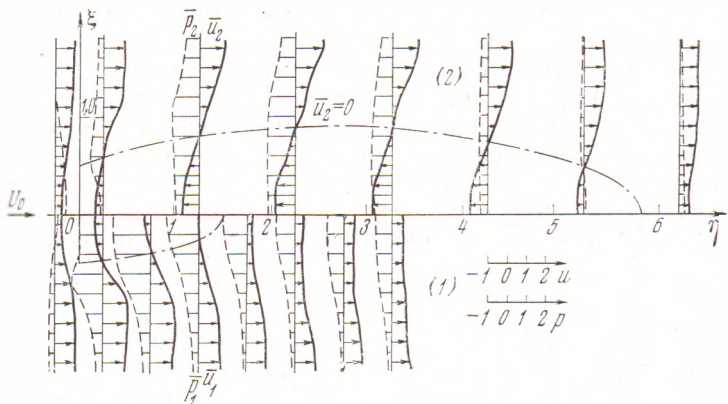


Рис. 2. Средние значения продольных скоростей и коэффициентов давления

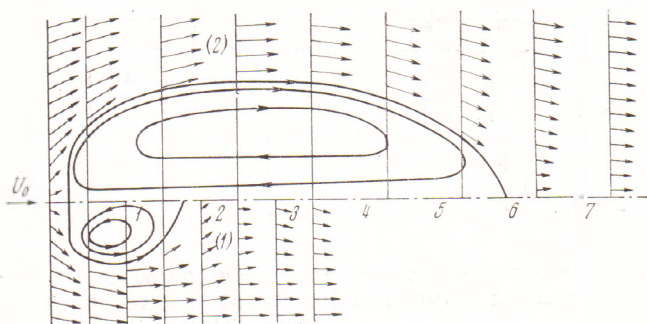


Рис. 3. Осредненные картины течений

дольной u и поперечной v составляющих скорости, отнесенных к U_0 , от безразмерного времени τ в точке $\xi=0,6$, $\eta=5$ за пластиной для режима (1). Штрихпунктиром показаны их средние значения \bar{u} и \bar{v} . При симметричном режиме пульсации продольных и поперечных скоростей оказались существенно меньшими, чем при несимметричном.

Рис. 2 содержит данные по средним значениям продольных скоростей \bar{u} (сплошные линии) и коэффициентов давления \bar{p} (пунктир). Верхняя половина рисунка относится к симметричному режиму (2), а нижняя — к несимметричному (1). Штрихпунктиром нанесены линии $\bar{u}=0$, ограничивающие зоны возвратного течения. Осредненные по времени течения в том и другом случаях являются симметричными, поэтому на рис. 2 показано только по одной половине картины. Как видно, в режиме (2) имеет место более обширная зона возвратного течения, чем в режиме (1). Следует отметить, что в зоне интенсивного вихревого движения наблюдается примерное постоянство давления (как по координате ξ , так и по координате η).

Поле осредненных скоростей изображено на рис. 3, где стрелками показаны в масштабе векторы полных скоростей. Верхняя половина рисунка относится к симметричному режиму, нижняя — к несимметричному, сплошными линиями изображены линии тока. В обоих режимах обтекания имеют место области замкнутого циркуляционного течения жидкости, ограниченные предельными линиями тока, которые на оси следа смыкаются с линией $\bar{u}=0$. Внутри этой области линии тока представляют собой замкнутые кривые, расположенные симметрично относительно оси следа. Для режима (1) такие области существуют только

в осредненном движении. На самом деле в каждый момент времени происходит непрерывный обмен между этой областью и внешним потоком.

На рис. 4 показаны статистические характеристики турбулентных потоков в сечении $\eta=1,25$ за пластиной: средние поперечные скорости \bar{v} , среднеквадратичные значения пульсаций продольных и поперечных скоростей (нормальные рейнольдсовы напряжения) u'^2 и v'^2 . При этом сплошные линии относятся к несимметричному режиму (1), а пунктирные — к симметричному (2). Как видно, режим (1) характеризуется существенно большими величинами среднеквадратичных значений пульсаций.

4. С целью проверки возможности реализации двух указанных режимов срывного обтекания пластины Е. П. Визелем был поставлен в гидрлотке специальный физический эксперимент, проводившийся при числах Рейнольдса $Re=U_0 b/\nu=(2-4) \cdot 10^3$. Несимметричная картина обтекания получалась легко. Чтобы реализовать режим (2), был осуществлен быстрый ввод пластины перпендикулярно потоку со строгим выдерживанием симметрии ее положения. Симметричный след при этом сохранялся примерно до $t \approx 10$, а затем начинались поперечные колебания в кормовой части следа, приводящие к переходу в режим (1). Тогда была симметрично установлена продольная разделительная пластина длиной $3b$ в кормовой части следа на расстоянии от основной примерно $(2-3)b$. В результате несимметричные возмущения были демпфированы и разрушение симметричного течения (2) предотвращено.

Отметим также, что полученные расчетные данные находятся в удовлетворительном соответствии с опубликованными экспериментальными результатами (6). С другой стороны, они дают численное обоснование некоторых постулируемых расчетных схем (2, 7).

Таким образом, общая схема со сходом вихревых пелен с острых кромок пластины позволяет воспроизвести основные черты реальной картины, а изучение всего процесса формирования течения дает возможность выделить устойчивые структуры. Всесторонний анализ явления должен помочь в дальнейшем более глубокому его пониманию и установлению пределов применимости развиваемого подхода.

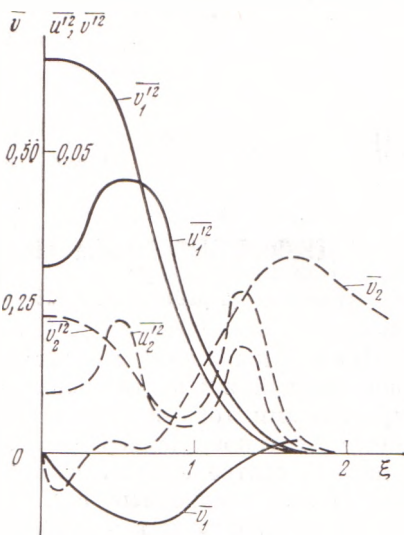


Рис. 4. Некоторые статистические характеристики течений ($\eta=1,25$)

Поступило
3 I 1974

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ Л. И. Седов, XIII Международный конгресс по теоретической и прикладной механике, Сборн. аннотаций, «Наука», 1972. ² М. А. Лаврентьев, Б. В. Шабат, Проблемы гидродинамики и их математические модели, М., «Наука», 1973. ³ П. Чжен, Отрывные течения, М., 1973. ⁴ С. М. Белоцерковский, М. И. Ништ, Изв. АН СССР, Мех. жидкости и газа, № 3 (1972). ⁵ С. М. Белоцерковский, М. И. Ништ, ДАН, т. 213, № 4 (1973). ⁶ С. И. Исатаев, Уч. зап. Казахск. гос. унив., математика, механика и физика, т. 30, № 5 (1957). ⁷ Л. И. Седов, Механика сплошной среды, «Наука», 1973.