

## ГИДРОДИНАМИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ БЕГУЩЕЙ ВОЛНЫ

Б. Д. ИВАЩЕНКО, К. П. ИЛЬЧЕВ, С. Н. ПОСТОЛОВСКИЙ

(Москва)

Исследованию роли бегущей волны в вопросах гидродинамического взаимодействия между поверхностью тела и средой математическими средствами гидродинамики вязкой жидкости посвящен ряд работ [1, 2]. В этих работах роль бегущей волны усматривается в «механизации» пограничного слоя как средства предотвращения отрыва и тем самым снижения вихреобразования за обтекаемым телом.

Между тем, если учесть, что бегущая волна образуется за счет периодического движения точек обтекаемой поверхности в направлении, перпендикулярном набегающему потоку, то роль вязкости среды в процессе предотвращения отрыва потока представляется весьма сомнительной.

Настоящее исследование гидродинамического эффекта бегущей волны опирается на идеи, изложенные в [3, 4], когда проблема решается на основе модели невязкой жидкости. Качественно гидродинамическая сущность рассматриваемого явления заключается в следующем.

При безотрывном обтекании тела потоком жидкости на участке его контура, обращенном в сторону набегающего потока, частицы жидкости будут двигаться с ускорением («конфузорный» режим), а на участке контура, обращенном в сторону кормовой зоны, — с замедлением («диффузорный» режим). В этом легко убедиться, построив картину потенциального обтекания контура.

Безотрывное обтекание в области конфузорных режимов по своей природе устойчиво, тогда как в области диффузорных режимов неустойчиво [3], а следовательно, и не должно реализовываться.

В действительности обтекание будет происходить с отрывом потока, причем точки отрыва должны располагаться в районе минимума статического давления. При этом в поток будут сходить вихревые пелены, порождающие гидродинамическое сопротивление контура.

Если поверхность контура волнистая, то должна реализоваться отрывная картина обтекания, при которой с гребней волн в поток будут сходить вихревые пелены.

Каждая волна при этом будет представлять собой местное сопротивление движению потока, причем гидродинамическая сила, действующая со стороны потока на волну, должна быть направлена в сторону сходящей вихревой пелены, а контур в целом будет иметь лобовое сопротивление. В случае упругой поверхности контура волна начнет перемещаться под действием гидродинамической силы от носовой части контура в сторону хвостовой.

Если волну принудительно привести в движение, то относительная скорость между потоком и волной упадет. При этом, чем ближе будет скорость бегущей волны к местной скорости потока, тем меньше должна быть интенсивность сходящих с гребней волн вихревых пелен, а следовательно, и порождаемое ими сопротивление.

Когда скорость бегущей волны равна местной скорости потока, в системе координат, связанной с волной, окружающая контур среда будет практически неподвижной и гидродинамическое взаимодействие между контуром и телом будет отсутствовать. При скорости бегущей волны, превышающей скорость набегающего потока, должен произойти реверс сил, т. е. эффект волны должен проявиться в образовании тяги.

Результаты расчета, иллюстрирующие изложенные соображения, получены путем численного решения плоской задачи методом дискретных вихрей. Обтекаемый контур был задан в виде системы присоединенных вихрей, расположенных вдоль контура с равными интервалами по оси  $x$ , имевших фиксированные ординаты на эллиптической носовой части и периодически изменяющиеся во времени ординаты на кормовой части (см. фигуру).

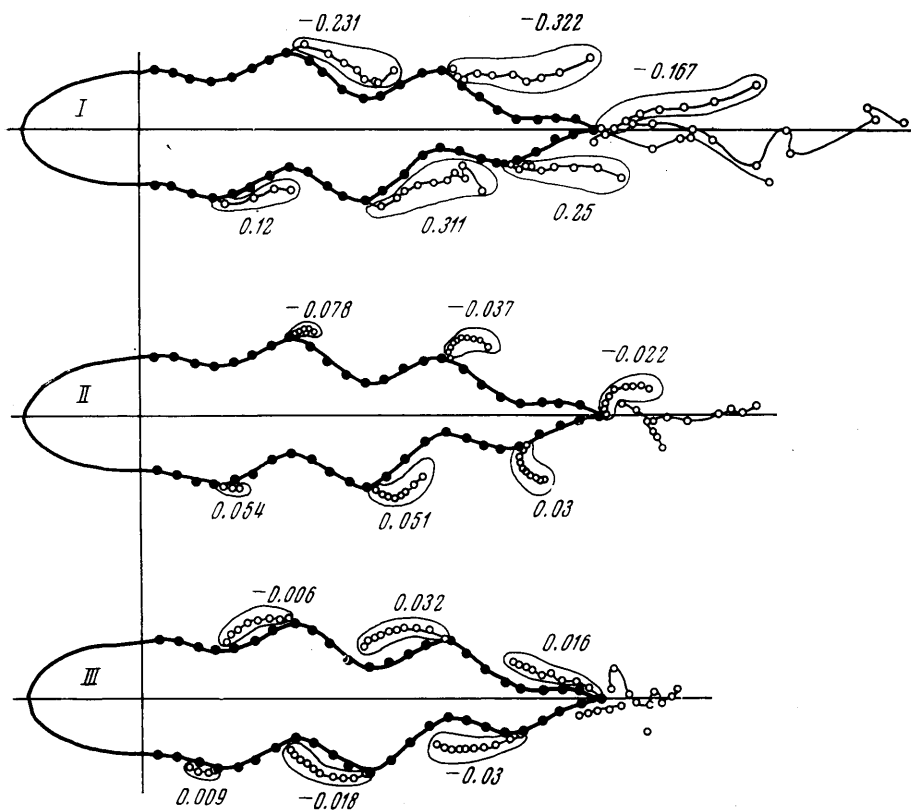
Для упрощения рассматривался случай гребней с острыми кромками с фиксированными в них точками отрыва. Вихревые пелены сходят по касательной к одной из двух граней гребня волны, причем выбор грани, с которой сходит пелена, определяется знаком вихря, расположенного на гребне. Так, для верхней половины контура при отрицательном знаке вихря (циркуляция вокруг вихря направлена по часовой стрелке) пелена сходит с грани, обращенной к носовой части, а при положительном — с грани, обращенной к кормовой части. Для нижней части контура условие обратное.

Интенсивность вихря, заменяющего сходящий в пределах шага счета в поток отрезок вихревой пелены, определяется в соответствии с [3] через завихренность в точке отрыва в виде  $\Gamma = \frac{1}{2}(\gamma)^2 \Delta t$ , где  $\gamma$  — интенсивность вихревого слоя, заменяющего грань гребня волны, с которой сходит пелена (завихренность в точке отрыва);  $\Delta t$  — шаг счета.

При этом интенсивность свободного вихря во все время движения остается постоянной.

Скорость схода в поток средней линии вихревой пелены (случай острой кромки) в соответствии с [3, 4] равна  $v_s = \gamma/2$ .

Интенсивность присоединенных вихрей, заменяющих контур, определялась на каждом шаге счета из условия непроницаемости контура, выполняющегося в середине отрезков, соединяющих присоединенные вихри, а также с учетом равенства пулю суммарной интенсивности всех вихрей (присоединенных и свободных), заменяющих пелены.



Фиг. 1

При решении задачи не рассматривался начальный разгонный участок. Расчет отрывного обтекания начинался при движении потока на бесконечности с постоянной скоростью.

На фигуре представлены результаты расчета для трех значений скорости бегущей волны:  $v_b = (0.5, 1.0, 2.0)v_\infty$  к моменту времени, когда бегущая волна прошла вдоль контура расстояние, охватываемое 10 присоединенными вихрями.

Следует отметить, что шаг счета в рассматриваемых трех случаях был разным, что обусловлено особенностью программы расчета — жесткой связью между скоростью движения бегущей волны и шагом счета (в пределах одного шага счета волна проходит путь, равный расстоянию между соседними присоединенными вихрями). Для изменения скорости бегущей волны необходимо изменять шаг счета (чем больше шаг счета, тем меньше скорость бегущей волны).

Ввиду большого шага счета при малой скорости движения волны свободные вихри проходят в пределах шага счета большое расстояние и пелена не успевает свернуться в спираль (перемещение вихрей в пределах шага счета производилось вдоль вектора скорости без итераций).

Однако этот недостаток программы не мешает отметить основную особенность процесса — направление и интенсивность вихревых пелен в зависимости от скорости движения бегущей волны.

Так, при скорости движения бегущей волны  $0.5v_\infty$  и  $v_\infty$  пелены на верхней половине контура имеют циркуляцию, направленную по часовой стрелке, а на нижней — против часовой стрелки.

Интенсивность отрыва потока, характеризующая завихренностью в точках отрыва (скорость жидкости относительно гребней волны), и напряженность вихревых пелен при увеличении скорости движения волны с  $0.5v_\infty$  до  $v_\infty$  уменьшаются на порядок. При дальнейшем увеличении скорости волны до  $2v_\infty$  картина обтекания приобретает иной характер: срыв потока происходит с граней волн, обращенных в сторону, обратную набегающему потоку, изменяется направление схода вихревых пелен, а их циркуляция меняет знак на обратный. Это должно сопровождаться реверсом силы, действующей со стороны жидкости на контур вдоль оси  $x$ , т. е. при соответствующей скорости движения бегущей волны должна возникнуть сила тяги.

Полученные результаты теоретического расчета свидетельствуют о том, что бегущая волна, если будут найдены удовлетворительные конструктивные решения, может быть использована в качестве эффективного средства для изменения гидродинамического сопротивления обтекаемых тел.

Поступила 27 XII 1973

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Меркулов В. И. Движение вязкой несжимаемой жидкости вдоль бегущей волны. Изв. СО АН СССР, Сер. техн. н., 1967, № 8, вып. 2.
2. Калугин В. Н., Меркулов В. И., Фердигалов Л. Ю. Численный расчет одного течения вязкой несжимаемой жидкости в области с подвижной границей. Изв. СО АН СССР, Сер. техн. н., 1967, № 13, вып. 3.
3. Постоловский С. Н. К расчету вихревого обтекания тел плоским потоком идеальной несжимаемой жидкости. Тр. Центр. научн.-исслед. и проекти.-констр. котло-турбинного ин-та им. И. И. Ползунова, 1970, вып. 102.
4. Ильичев К. П., Постоловский С. Н. Расчет нестационарного отрывного обтекания тел с плоским потоком невязкой жидкости. Изв. АН СССР, МЖГ, 1972, № 2.

УДК 532.5.032

### О ВОЗМОЖНОЙ ПРИЧИНЕ КОЛЕБАНИЙ ФРОНТА СНЕЖНЫХ ЛАВИН

А. В. ОСТРОУМОВ

(Москва)

Исследуется развитая в [1] гидравлическая модель движения снежных лавин и предлагается усовершенствование этой модели, позволяющее описать ряд наблюдаемые при движении лавин специфических эффектов.

Уравнения движения снежной лавины в рамках модели [1] имеют вид

$$(1) \quad \begin{cases} \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial s} = g \sin \psi - \mu a - \frac{ku^2}{h} - \frac{1}{2h} \frac{\partial}{\partial s} (ah^2) \\ \frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial (uh)}{\partial s} = 0 \end{cases}$$

Здесь  $t$  — время,  $s$  — координата, отсчитываемая вниз по склону,  $u(s, t)$  — скорость частиц снега в лавине, осредненная вдоль перпендикуляра к склону,  $h(s, t)$  — глубина снега в лавине,  $\psi(s)$  — угол, характеризующий крутизну склона,  $g$  — ускорение силы тяжести,  $a$  — проекция полного ускорения частиц снега в лавине на перпендикуляр к склону,  $\mu$  — коэффициент кулоновского трения,  $k$  — коэффициент турбулентного сопротивления.

Область, где ищется решение системы (1), заключена между точкой отрыва лавины ( $s=s_-$ ) и ее фронтом ( $s=s_+(t)$ ). Граничными условиями при  $s=s_-$  будут  $h=0$ ,