

Академик П. Л. КАПИЦА

К ВОПРОСУ ОБ ОБРАЗОВАНИИ ВЕТРОМ МОРСКИХ ВОЛН

При изучении течения тонких слоев вязкой жидкости ⁽¹⁾ автор применил приближенный метод расчета воздействия потоков воздуха на волновую поверхность текущей жидкости, который привел к хорошим количественным результатам. В данной заметке будет показано, что тот же метод может быть успешно применен и в случае образования ветром морских волн.

Вопрос о механизме передачи энергии ветра морским волнам обсуждается давно. Основная трудность вопроса о воздействии потока газа на волновую поверхность заключается в том, что если считать, что за пределами пограничного слоя обтекание газом волнового профиля происходит по линиям тока, близко соответствующим потенциальному (безвихревому) течению, то передача энергии от газового потока к волнам практически отсутствует. Поэтому для поддержания волнения обтекание профиля волн должно сопровождаться в газовом потоке вихревыми процессами. Точное решение таких гидродинамических задач пока еще сопряжено с большими математическими трудностями, поэтому следует искать упрощенную картину обтекания, которая открывала бы возможность простого количественного изучения этих явлений. Такая упрощенная картина, предложенная нами, уже описана более подробно в указанной работе ⁽¹⁾; здесь мы ее приводим только в общих чертах.

При обтекании профиля волны потоком газа следует различать два процесса. Первый происходит на наветренной стороне гребня, где тангенциальная скорость вблизи поверхности возрастает от впадины до вершины и, соответственно, давление воздуха на поверхность волн будет уменьшаться. На стороне волны, находящейся за ветром, — если бы тоже осуществлялось потенциальное течение, — имела бы место обратная картина, и тангенциальная скорость плавно уменьшалась бы от вершины до впадины. Таким образом, распределение давления по обе стороны гребня получалось бы одинаковым и очевидно, что такое симметричное распределение давления не может привести к поддержанию волнового режима. Известно, что при обтекании профилей, когда по направлению течения на поверхности происходит достаточно быстрое уменьшение скорости, возникает срыв потенциального течения и оно резко переходит в вихревое. Мы предполагаем, что такой срыв потока воздуха обязательно происходит на заветренной стороне волны и этим явлением и определяется процесс волнообразования ветром. Тогда на некотором расстоянии за гребнем будет находиться место срыва, после которого до начала подъема можно принять, что давление не меняется. Таким образом, в результате срыва давление по обеим сторонам гребня не будет больше симметричным, и появятся силы, которые направлены по направлению ветра. Нас будет интересовать средняя величина этой силы, отнесен-

ная к единице горизонтальной поверхности воды; мы ее обозначим через τ . Наибольшее значение эта горизонтальная сила будет иметь тогда, когда положение места срыва газового потока будет находиться на самой макушке гребня волны, и при восходящем обтекании волны потенциальный поток начнется на самом низу впадины.

Такая упрощенная картина потока дает возможность вычислить наибольшее возможное значение горизонтальной силы (τ_m). Эти вычисления, проведенные в указанной работе (1) на стр. 22, и приводят к выражению (10). Приводим это выражение, вычисленное при воздействии ветра, дующего в направлении оси x со скоростью U на двумерные волны, которые распространяются по направлению оси x .

Координату, перпендикулярную к поверхности жидкости, примем за y и, считая профиль волн на поверхности синусоидальным:

$$y = a \sin \left[\frac{2\pi}{\lambda} (x - kt) \right], \quad (1)$$

где λ — длина волн, а k — фазовая скорость их распространения. Упомянутое выражение (10) с несколько иными буквенными обозначениями будет иметь вид:

$$\tau_m = \frac{1}{\pi} \left(a \frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 \rho (U - k)^2 \text{ дин/см}^2, \quad (2)$$

где ρ — плотность газового потока. Разность $U - k$ равна скорости ветра, отнесенной к движущемуся со скоростью k профилю волны. Максимально возможная мощность, передаваемая волнению ветром на единицу площади воды, будет равна фазовой скорости k , помноженной на τ_m . Так как действительно передаваемая мощность только может быть меньше, то введем некоторый поправочный коэффициент γ , который всегда будет меньше единицы. Тогда передаваемая мощность будет равна:

$$W = \gamma \tau_m k \text{ эрг/сек} \cdot \text{см}^2, \quad \gamma \leq 1. \quad (3)$$

Эта мощность отнимается от газового потока и идет на поддержание волнения и в конечном итоге будет диссипироваться вязкостными процессами. Для гравитационных волн над большой глубиной диссипация мощности на единицу поверхности была вычислена Стоксом (2); она равна:

$$W_\mu = 2\mu \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^3 k^2 a^2 \text{ эрг/сек} \cdot \text{см}^2, \quad (4)$$

где μ — вязкость жидкости. Для установившегося процесса распространения волн надо, чтобы диссипация мощности W_μ была равна сообщаемой ветром мощности W . Приравняв выражения (4) и (3) и учитывая (2), получим:

$$(U - k)^2 = \frac{4\pi^2}{\gamma} \frac{\mu}{\rho} \frac{k}{\lambda}. \quad (5)$$

В случае большой глубины известно, что фазовая скорость гравитационных волн связана с их длиной λ выражением:

$$k^2 = g \frac{\lambda}{2\pi}, \quad (6)$$

где g — ускорение силы тяжести. Из выражений (5) и (6) можно получить зависимость как длины волны λ , так и фазовой скорости k от скорости ветра U . Исключая λ из (5), получаем:

$$k(U - k)^2 = \frac{2\pi\mu g}{\gamma\rho}. \quad (7)$$

В правой части находятся постоянные величины; таким образом, получается простая связь между скоростью ветра U и фазовой скоростью волн k . Из этого выражения видно, что с увеличением скорости ветра U будет расти и фазовая скорость k ; в пределе они будут стремиться к ρ венству.

Применение выражения для количественных вычислений связано с трудностями, вызванными тем, что при больших волнениях следует принимать вязкость не обычную, а виртуальную, величина которой зависит от турбулентности воды. Количественно выражение (7) показывает, что даже при больших значениях виртуальной вязкости, которые можно ждать при сильных волнениях (5), скорость ветра будет мало отличаться от фазовой скорости волн. Наблюдения (3) над морскими волнами при сильных ветрах действительно указывают, что фазовая скорость k не многа (на 20%) ниже скорости ветра U . Повидимому, в море, при сложности условий измерения трудно ожидать точной проверки результатов.

Из выражения (7) видно, что имеется определенная минимальная скорость ветра U_m , ниже которой равенство удовлетворено быть не может. Дифференцируя выражение (7), находим, что значения U_m и соответствующей ей фазовой скорости k_m равны:

$$U_m = 3 k_m = 3 \left(\frac{\pi\mu g}{2\gamma\rho} \right)^{1/2}. \quad (8)$$

Существование минимальной скорости ветра U_m , только после достижения которой возникают волны, известно из опыта (4) и можно сравнить с опытом численные значения, получаемые из (8). Для этого примем поправочный коэффициент γ равным единице, вязкость воды $\mu = 0,018$, плотность воздуха $\rho = 0,0013$. Тогда из выражений (6) и (8) получаем следующие величины: для минимальной скорости ветра $U_m = 85$ см/сек. (опытная величина 110 см/сек.), что соответствует фазовой скорости $k_m = 28$ см/сек. (опытная величина 30 см/сек.), и для длины волны $\lambda_m = 5$ см (опытная величина колеблется от 6 до 8 см).

Как видно, совпадение с опытом можно считать удовлетворительным, в особенности принимая во внимание отсутствие в выражении (8) произвольных величин. Это совпадение показывает, что поправочный коэффициент γ близок к единице и, следовательно, срыв происходит вблизи макушки гребня волны. Поскольку в морских волнах, по измерениям В. В. Шулейкина (4), наклон профиля обычно 20—30°, то ранний срыв кажется вполне правдоподобным.

Приведенное согласие с опытом величин, полученных из выражения (8), указывает, что предложенная простая картина воздействия воздушного потока на волны, повидимому, может достаточно правильно представлять механизм этого явления. Для дальнейшего развития этих представлений интересно проверить на опыте в более определенных условиях, чем наблюдения в море, справедливость выражения (2) для горизонтальной силы. Это можно сделать в аэродинамической трубе, измеряя по направлению газового потока усилие, производимое ветром на синусоидальный волнистый профиль. Таким же путем можно определить величину поправочного коэффициента γ

и его зависимость от числа Re . Используя один из визуальных методов наблюдения струй течения, можно было бы наблюдать характер обтекания волн и место срыва. Это даст возможность проверить справедливость предложенной здесь картины самого механизма этого процесса.

Полученный нами результат по своей форме похож на тот, который был получен Джеффрисом ⁽⁵⁾ в предложенной им теории (sheltering theory) образования волн. Он тоже принимает, что ветер не симметрично воздействует на волну на наветренной и заветренной стороне, но упрощает этот процесс, считая, что воздействие просто пропорционально кинетической энергии потока газа относительно к гребню волны. Это приводит к тому, что в полученные им соотношения входит неизвестный коэффициент (s), физический смысл которого остается не вполне определенным. Основная разница между представлениями нашими и Джеффриса в том, что он сосредоточивает внимание на детальном разборе процессов, происходящих в жидкой среде вблизи границы с газом; нам кажется, что им был потерян физический смысл получаемого приближенного результата. В результате этого вычисленная им по поверхностному трению затрачиваемая ветром работа на поддержание волнения при том же ветре во много (около 20) раз меньше, чем вычисленная нами по разности давления ветра на обе стороны гребня волны. В результате того, что передаваемая ветром работа мала, у Джеффриса и возникают количественные противоречия с опытными данными. Предположенная нами картина вскрывает более мощный механизм образования волн ветром и приводит к результатам, количественно ближе к действительности.

Поступило
6 XII 1948

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

¹ П. Л. Капица, ЖЭТФ, 18, в. 1, 19 (1948). ² Н. Lamb, Hydrodynamics, 1924, § 348 (5). ³ V angham Cornish, Waves of the Sea and Other Water Waves, 1934, p. 32. ⁴ В. В. Шулейкин, Физика моря, 1941, стр. 186 и 222. ⁵ Н. Jeffreys, Proc. Roy. Soc., 107, 197 (1925).