

ВОЗБУЖДЕНИЕ ВОЛН ТОЛЛМИНА — ШЛИХТИНГА
В ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ НА ВИБРИРУЮЩЕЙ ПОВЕРХНОСТИ

В. М. Гилев, В. В. Козлов

(Новосибирск)

В последнее время интенсивно изучается вопрос о преобразовании внешних возмущений в волны Толлмина — Шлихтинга в пограничном слое, поскольку он тесно связан с общей проблемой перехода из ламинарного течения в турбулентное. Достаточно полный обзор литературы, посвященной этой проблеме, т. е. проблеме восприимчивости пограничного слоя к внешним возмущениям, можно найти в [1], где указывается на чувствительность пограничного слоя к локализованным в пространстве периодическим во времени внешним возмущениям.

Для современной авиационной техники, аэродинамических установок характерными являются вибрации поверхности, которые могут оказаться одним из наиболее вероятных источников порождения волн неустойчивости в пограничном слое. В [2] было показано, что возбуждение волн Толлмина — Шлихтинга в пограничном слое на плоской пластине, облучаемой внешним акустическим полем, происходит за счет поперечной вибрации носика пластины. В [3] обнаружена корреляция между числом Рейнольдса перехода и амплитудно-частотными характеристиками вибраций обтекаемой поверхности. В теоретических работах [4, 5], посвященных возникновению волн Толлмина — Шлихтинга при вибрации поверхности, когда локализованный источник вибраций находится далеко от передней кромки пластины, было указано на принципиальную возможность возбуждения собственных колебаний пограничного слоя.

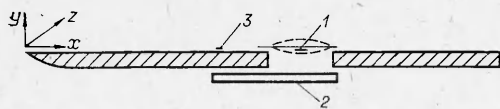
При этом в [4] изучена задача обтекания дозвуковым потоком плоской пластины с установленным на ней треугольным вибратором, совершающим гармонические колебания. Рассмотрение было сделано в рамках описания течения уравнениями пограничного слоя с самоиндуцированным давлением. В ней показано, что возмущения, вызванные вибратором, всегда быстро затухают вверх по потоку, а вниз по потоку быстрое затухание имеет место для частот, заметно меньших критической, причем чем ближе к критической частоте, тем затухание происходит медленнее. Найдено, что на расстоянии нескольких длин волн от вибратора вниз по потоку возмущения вырождаются в волну Толлмина — Шлихтинга с амплитудой, определяемой формой и размером осциллятора.

В [5] методом перевала был исследован резонансный режим возбуждения, когда частота и длина волны, характеризующие вибрирующую поверхность, совпадают с соответствующими параметрами волны неустойчивости в точке потери устойчивости. Было установлено, что область резонансного взаимодействия сосредоточена на узком участке обтекаемой поверхности. Вниз по потоку сформировавшаяся волна Толлмина — Шлихтинга развивается по законам уединенной волны с начальной амплитудой, определяемой формой вибратора и величиной амплитуды его колебаний.

Цель данной работы — экспериментальная проверка принципиальной возможности преобразования малых локализованных вибраций поверхности в волны Толлмина — Шлихтинга и получение количественных результатов, описывающих эту связь.

Эксперимент проводился в малотурбулентной аэродинамической трубе Т-324 (интегральная по спектру степень турбулентности $\epsilon \sim 0,04\%$) на пластине из оргстекла с эллипсообразным носиком, установленной параллельно потоку. Соотношение полуосей эллипса 1 : 66 с рабочей стороны и 4 : 66 с противоположной. Скорость набегающего потока составляла $u_\infty = 7,25$ м/с.

Наблюдение за развитием возмущений осуществлялось с помощью датчика термоанемометра. Сигналы обрабатывались комплексом термоанемометрической аппаратуры «DISA» и частотным анализатором FAT-1. На расстоянии $x_0 = 490$ мм от носика пластины выбиралось сквозное прямоугольное отверстие с размерами 180 мм \times 28 мм (фиг. 1), закрытое затем лавсановой пленкой толщиной 20 мкм, к нижней поверхности которой по



Фиг. 1

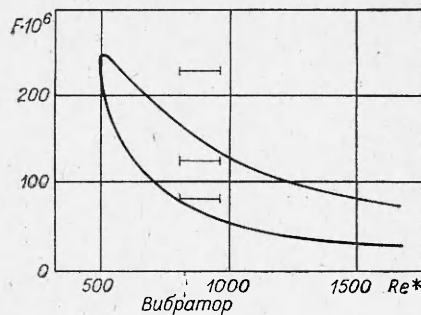
центру отверстия приклеивалась металлическая ленточка 1 толщиной 0,05 мм и шириной 3 мм. Снизу пластины крепился постоянный магнит 2. При пропускании через ленточку синусоидального электрического тока от генератора ГЗ-34 металлическая лента вибрировала в магнитном поле вместе с пленкой. Это позволяло получить двумерные вибрации поверхности с амплитудами от нескольких единиц до нескольких десятков микрон.

Измерение амплитуды вибраций поверхности в процессе проведения эксперимента осуществлялось путем наблюдения за уширением пятна от луча лазера, падающего на вибрирующую поверхность и отражающегося на стенку аэродинамической трубы. Для определения амплитуды вибраций поверхности в микронах производилась начальная статическая тарировка с помощью микрометра. Это позволило производить измерение амплитуды вибраций поверхности с точностью $\sim 30\%$.

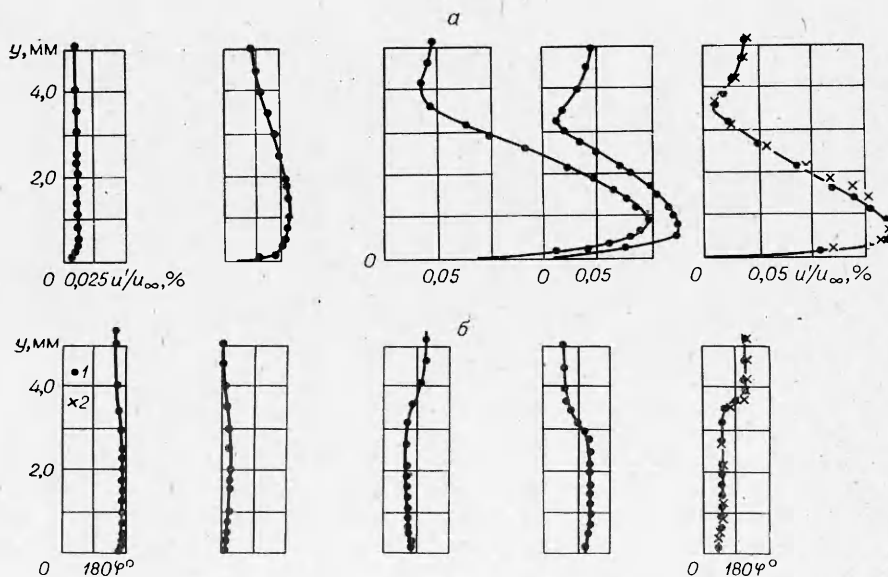
Измерения амплитуды колебаний вибратора по всей его поверхности показали, что приблизительно на двух третях его (вдоль оси x) амплитуда вибраций поверхности практически оставалась постоянной.

Для получения обычной волны Толлмина — Шлихтинга применялась методика, описанная в [6]. Ленточка 3 (см. фиг. 1) помещалась в потоке на высоте 0,15 мм от поверхности пластины на расстоянии 400 мм от носика и приводилась в движение так же, как и в первом случае.

На фиг. 2 показан диапазон изменений частотного параметра $F = 2\pi f v / u_\infty^2$ и числа Рейнольдса Re^* , измеренного по толщине вытеснения δ^* , при которых проводился данный эксперимент. Измерения производились как внутри кривой нейтральной устойчивости на частоте $f = 45$ Гц ($F = 81 \cdot 10^{-6}$) и $f = 70$ Гц ($F = 121 \cdot 10^{-6}$) (в области нарастания возмущений), так и вне ее (в области затухания) на частоте $f = 120$ Гц ($F =$



Фиг. 2



Фиг. 3

$= 225 \cdot 10^{-6}$). При этом измерения распределений по координате z , а также кривых нарастания амплитуды и фазы выполнялись на уровне внутреннего максимума возмущений.

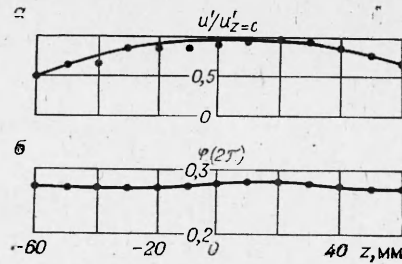
На фиг. 3, а, б соответственно приведены профили амплитуды и фазы возмущений продольной составляющей скорости u' в зависимости от поперечной координаты y для различных расстояний по продольной координате x ($x - x_0 = -20; 0; 20; 40; 60$) и частоты $f = 70$ Гц ($F = 121 \cdot 10^{-6}$). Можно видеть, что вверх по потоку от вибратора амплитуда возмущений и их фаза поперек пограничного слоя меняются слабо, что связано, по-видимому, с наличием только пульсаций давления. В области за вибратором по мере продвижения вниз по потоку профили амплитуды и фазы возмущений (точки 1) постепенно приобретают форму, типичную для волны Толлмина — Шлихтинга, т. е. наблюдается два максимума в профиле амплитуды и скачкообразное изменение фазы на величину, равную π в точке минимума возмущений. При $x - x_0 = 60$ мм сравнение с профилями, полученными для обычной волны Толлмина — Шлихтинга (точки 2), показывает практически их полное совпадение.

На фиг. 4, а, б соответственно приведены распределения амплитуды и фазы возмущений в зависимости от координаты z при $x - x_0 = 20$ мм для частоты $f = 70$ Гц ($F = 121 \cdot 10^{-6}$). Видно, что фаза возмущений с большой точностью остается постоянной, а амплитуда изменяется примерно в тех же пределах, как и при введении возмущений ленточкой по известной методике (см., например, [7]).

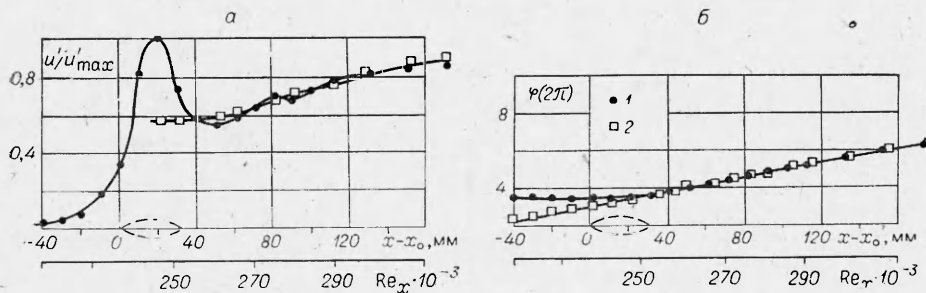
На фиг. 5, а приведены кривые нарастания амплитуды возмущений, задаваемых вибратором (точки 1) и ленточкой (точки 2) для частоты 45 Гц. Видно, что на расстоянии $x - x_0 = 20$ мм от начала вибратора имеет место максимум амплитуды пульсаций, затем по мере продвижения вниз по потоку возмущения, создаваемые вибратором, резко затухают, после чего происходит их нарастание. Дальнейшие небольшие периодические колебания амплитуды возмущений по продольной координате могут быть объяснены суперпозицией пульсаций давления, которые создаются вибратором, и волны Толлмина — Шлихтинга.

На фиг. 5, б для той же самой частоты приведены кривые нарастания фазы возмущений. Видно, что до области $x - x_0 = 20$ мм фаза волны, создаваемой вибратором, практически не меняется, это связано с пульсациями давления, излучаемыми вибратором. Затем начинается рост фазы, свидетельствующий о наличии волны Толлмина — Шлихтинга.

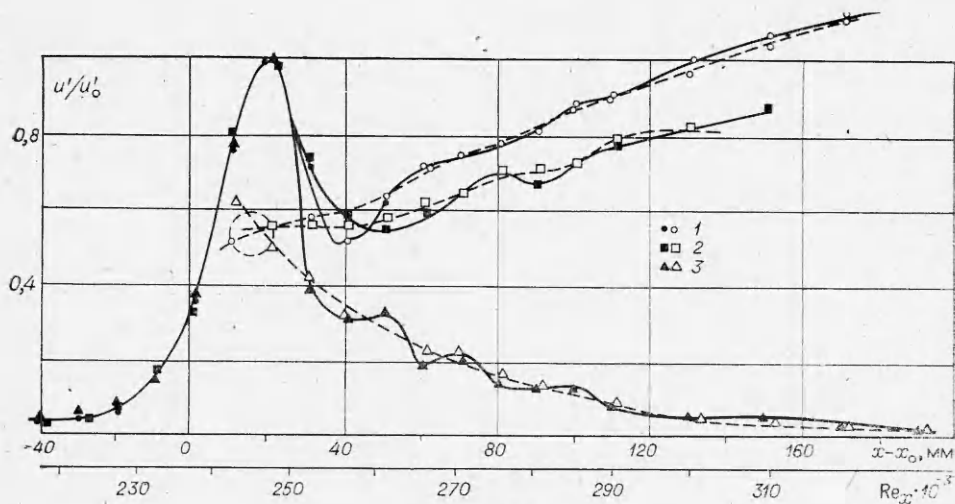
Измерения кривых нарастания амплитуды и фазы проводились при разных амплитудах вибраций поверхности. Оказалось, что после нормировки с учетом амплитуды колебаний вибратора форма распределений как



Фиг. 4



Фиг. 5



Фиг. 6

амплитуд, так и фаз осталась неизменной, что свидетельствует о выполнении принципа суперпозиции и о линейности процесса.

На фиг. 6 показано сравнение кривых нарастания амплитуды возмущений, задаваемых вибратором и ленточкой для различных частот (точки 1—3 — $f = 70$ ($F = 121 \cdot 10^{-6}$); 45 ($F = 83 \cdot 10^{-6}$) и 120 Гц ($F = 225 \cdot 10^{-6}$) соответственно). При этом амплитуда вибраций поверхности 70; 50; 28 мкм соответственно, а максимум амплитуды пульсаций в области над вибратором в размерных единицах 65; 47; 26 мВ. Видно, что на расстоянии, равном нескольким длинам волн вниз по потоку, все приводимые кривые нарастания практически совпадают, вверх по потоку амплитуда возмущений, создаваемых вибратором, быстро затухает, что подтверждает результаты [4]. Из фиг. 6 также следует, что преобразование вибраций поверхности в эквивалентную волну Толлмина — Шлихтинга для различных частот при постоянной амплитуде вибраций поверхности происходит одинаково (под эквивалентной волной здесь понимается двумерная волна Толлмина — Шлихтинга, которая в области за вибратором совпадает с волной, создаваемой локализованным вибратором). Дальнейшее развитие возмущений вниз по потоку происходит по-разному, в соответствии с линейной теорией устойчивости.

Результаты эксперимента показали, что безразмерная амплитуда эквивалентной волны Толлмина — Шлихтинга (u'/u_∞) в области над вибратором в исследуемом диапазоне частот при постоянной амплитуде вибраций поверхности практически не зависит от частоты вибраций, линейно зависит от их амплитуды и составляет $\sim 0,07 \pm 0,02\%$ при амплитуде вибраций поверхности 10 мкм.[§]

ЛИТЕРАТУРА

1. Качанов Ю. С., Козлов В. В., Левченко В. Я. Возникновение турбулентности в пограничном слое. Новосибирск: Наука, 1982.
2. Качанов Ю. С., Козлов В. В., Левченко В. Я. Генерация и развитие возмущений малой амплитуды в ламинарном пограничном слое при наличии акустического поля. — Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук, 1975, № 3, вып. 3.
3. Поляков Н. Ф. Ламинарный пограничный слой в условиях «естественного» перехода к турбулентному течению. — В кн.: Развитие возмущений в пограничном слое. Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1979.
4. Терентьев Е. Д. Линейная задача о вибраторе в дозвуковом пограничном слое. — ПММ, 1981, т. 45, вып. 6.
5. Тумин А. М., Федоров А. В. Возбуждение волн неустойчивости в пограничном слое на вибрирующей поверхности. — ПМТФ, 1983, № 3.
6. Качанов Ю. С., Козлов В. В., Левченко В. Я. Экспериментальное исследование влияния охлаждения на устойчивость ламинарного пограничного слоя. — Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук, 1974, № 8, вып. 2.

**О ВЛИЯНИИ ИСХОДНЫХ
ПРОСТРАНСТВЕННО-НЕОДНОРОДНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ
ТЕМПЕРАТУРЫ
НА ДИНАМИКУ КОЛЕБАТЕЛЬНОЙ РЕЛАКСАЦИИ**

*И. А. Кириллов, Б. В. Потапкин, В. Д. Русанов,
М. И. Стрелкова, А. А. Фридман
(Москва)*

Колебательная релаксация неравновесного ($T_V > T$) молекулярного газа играет важную роль в физике газовых лазеров, лазерохимии [1] и плазмохимии [2]. Данная работа посвящена анализу динамики $V-T$ -релаксации с учетом пространственно-неоднородных возмущений поступательной температуры.

Предположим, что в начальный момент времени распределения поступательной T и колебательной T_V температур

$$(1) \quad T(t=0, x) = T_0 + g(x), \quad T_V(t=0, x) = T_{V0} + h(x)$$

слабо флуктуируют в пространстве ($|g(x)| \ll T_0$, $|h(x)| \ll T_{V0}$) и скорость $V-T$ -релаксации зависит от пространственной координаты. Если плотность колебательно-возбужденных молекул относительно велика и их гетерогенной дезактивацией можно пренебречь (т. е. выполняется неравенство $\tau_{VT} \ll L^2/\chi_V$, τ_{VT} — время $V-T$ -релаксации, χ_V — коэффициент колебательной температуропроводности, L — характерный размер системы), то в случае резкой температурной зависимости времени $V-T$ -релаксации $\tau_{VT} = \tau_{VT}^0 \exp\left(\frac{D}{T^{1/2}}\right)$ [1] теплопроводность и конвективный теплоперенос не смогут восстанавливать пространственную однородность распределения газовой температуры. В этих условиях релаксация к равновесию будет носить неоднородный характер.

Указанный эффект можно описать следующей системой уравнений:

$$(2) \quad nc_V \frac{\partial T}{\partial t} = n \frac{\varepsilon_V(T_V) - \varepsilon_V(T)}{\tau_{VT}} + \lambda_T^T \nabla^2 T;$$

$$(3) \quad nc_V^V \frac{\partial T_V}{\partial t} = -n \frac{\varepsilon_V(T_V) - \varepsilon_V(T)}{\tau_{VT}} + \lambda_V^V \nabla^2 T_V,$$

где n — плотность газа; T и T_V — его поступательная и колебательная температуры; $\varepsilon_V(T_V) = \varepsilon[\exp(\varepsilon/kT_V) - 1]^{-1}$ — средняя колебательная энергия на молекулу; ε — квант колебательной энергии; λ_T^T , λ_V^V — коэффициенты поступательной и колебательной теплопроводности [3]. Отметим, что в случае сильного отличия колебательной функции распределения от бальцмановской необходимо учитывать влияние колебательно-поступательной проводимости λ_V^T [4].

При записи уравнений (1), (2) предполагалось, что конвективным переносом тепла можно пренебречь по сравнению с теплопроводностью. Это справедливо, если выполняется неравенство $\frac{1}{T} \frac{d\delta T}{dx} \ll \chi_T/a^2$, которое соответствует малым числам Пекле $Pe = va/\chi_T$, где $\chi_T = \lambda_T^T/nc_V$ — коэффициент поступательной температуропроводности, v — масштаб средне-