

УДК 533.6.013.42

© 2010 г. В. В. ВЕДЕНЕЕВ, С. В. ГУВЕРНИЮК, А. Ф. ЗУБКОВ, М. Е. КОЛОТНИКОВ

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ОДНОМОДОВОГО ПАНЕЛЬНОГО ФЛАТТЕРА В СВЕРХЗВУКОВОМ ПОТОКЕ ГАЗА

В теории панельного флаттера известны два вида потери устойчивости — флаттер связанного типа и одномодовый флаттер. Флаттер связанного типа хорошо изучен теоретически и экспериментально. Одномодовый флаттер был теоретически исследован лишь недавно. Настоящая работа посвящена экспериментальному изучению одномодового панельного флаттера. Установлен факт его возникновения в реальных условиях и определены границы устойчивости.

*Ключевые слова:* панельный флаттер, флаттер пластины, высокочастотный флаттер, одномодовый флаттер, флаттер с одной степенью свободы.

Панельный флаттер является аэроупругим явлением, вызывающим усталостные повреждения летательных аппаратов. Рассмотрим панель обшивки летательного аппарата в сверхзвуковом потоке газа, например, на фиг. 1 показана обшивка крыла. Если скорость полета не слишком высока, то статическое положение равновесия панели устойчиво. Если же критическое число Маха  $M_{cr}$  превышено, панель теряет устойчивость и начинает вибрировать. Эти вибрации происходят из-за подкачки энергии от потока к панели и могут иметь большую амплитуду, приводя к усталостным повреждениям обшивки летательных аппаратов и связанных с ними конструктивных элементов.

Проблема флаттера панелей обшивки впервые возникла в 1940-х г. и имеет богатую историю исследований. Теория заключается в решении задачи на собственные значения связанной системы “панель—поток”. Предположим, что панель является плоской упругой пластиной, колеблющейся по гармоническому закону:  $w(x,t) = W(x)e^{-i\omega t}$  (для простоты рассматривается двумерная постановка задачи), тогда безразмерное уравнение движения пластины имеет вид

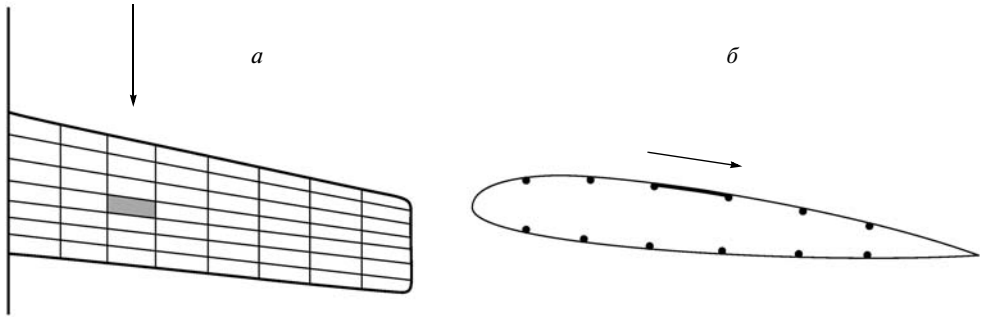
$$D \frac{\partial^4 W}{\partial x^4} - \omega^2 W + p\{W, \omega\} = 0 \quad (0.1)$$

где  $D$  — безразмерная жесткость пластины,  $p\{W, \omega\}$  — давление потока, действующее на нее. Точная теория потенциального течения газа дает выражение [1], подстановка которого в (0.1) приводит к сложному интегродифференциальному уравнению. Существенный прогресс в его изучении был сделан в 1950-х, когда была выведена формула “поршневой теории”. Она является простым приближением для давления газа, справедливым при высоких числах Маха

$$p\{W, \omega\} = \frac{\mu M}{\sqrt{M^2 - 1}} \left( -i\omega W(x) + M \frac{\partial W(x)}{\partial x} \right) \quad (0.2)$$

Здесь  $\mu$  — отношение плотности газа к плотности материала пластины,  $M$  — число Маха.

Главное достоинство поршневой теории — то, что она заменяет сложное интегродифференциальное уравнение колебаний пластины в потоке простым уравнением в частных производных, которое может быть исследовано численно и даже аналитиче-



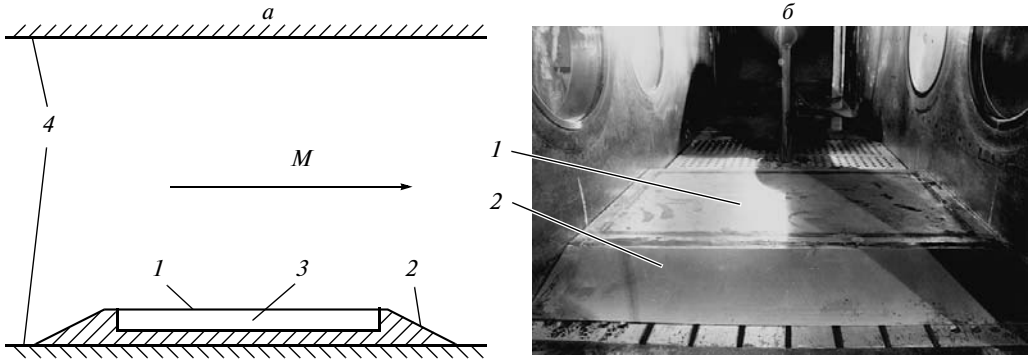
Фиг. 1. Панель обшивки крыла – типичная конструкция, подверженная действию панельного флаттера

ски. Многие годы поршневая теория служит основным инструментом исследований задач сверхзвуковой аэроупругости. Как правило, все обобщения задачи панельного флаттера связаны с “упругой” частью задачи, а воздействия от потока газа вычисляются с помощью (0.2). Лишь несколько авторов среди огромного числа работ использовали теорию потенциального потока или более общие теории [2–10].

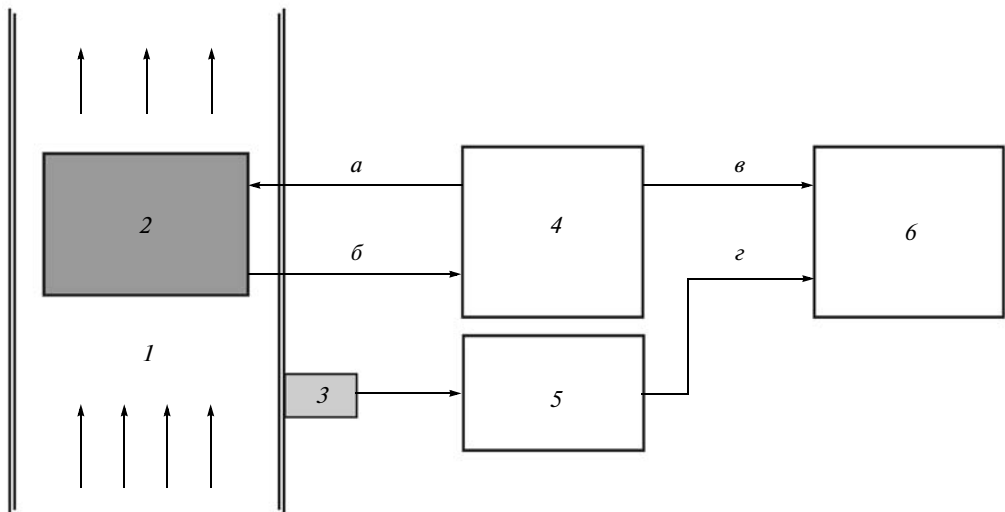
Однако, несмотря на свои достоинства, поршневая теория имеет существенный недостаток, поскольку способна описать только один вид из возможных механизмов панельного флаттера. Известны два типа флаттера пластины. Первый – флаттер связанного типа – возникает из-за взаимодействия собственных мод пластины. Он полностью поддается исследованию с помощью поршневой теории, и при  $M > 1.7$  получается хорошее совпадение с экспериментом. Второй тип – одномодовый флаттер (называемый также высокочастотным) – может быть обнаружен только при использовании теории потенциального потока или более общих теорий. До недавнего времени лишь в нескольких работах [2, 4, 6], где задача решалась численно, упоминалось, что при некоторых условиях одномодовый флаттер может возникать при низких числах Маха, но физический механизм потери устойчивости не исследовался. Детального изучения этого вида флаттера не проводилось, более того существовали сомнения, что он возникает в реальности. В последние несколько лет одномодовый флаттер был детально исследован в теоретических работах [11–15], где, кроме того, был выявлен простой физический механизм его возникновения. Экспериментальных исследований одномодового флаттера до сих пор не проводилось.

Настоящая статья посвящена экспериментальному обнаружению одномодового флаттера. Эксперименты выполнены в НИИ механики МГУ в сверхзвуковой аэродинамической трубе А-7. Основной элемент экспериментальной модели – заземленная по периметру упругая пластина, подобранная так, что связанный флаттер не может возникнуть ни при каких условиях, а одномодовый флаттер – может. В процессе эксперимента контролируются колебания пластины, пульсации давления и вибрации трубы. Анализ этих данных позволяет исследовать тип возникающих колебаний.

**1. Описание эксперимента.** Модель, состоящая из жесткого корпуса и стальной пластины с размерами  $540 \times 300 \times 1$  мм, приваренной по периметру к корпусу, установлена на стенке аэродинамической трубы, как показано на фиг. 2, а (короткая сторона пластины ориентирована по потоку). Под пластиной находится полость, сообщающаяся через перепускные каналы с областью течения в трубе, так что давление в полости равно статическому давлению в потоке. В результате плоское состояние пластины является положением равновесия, около которого она может свободно колебаться.



Фиг. 2. Схема эксперимента (а): 1 – пластина, 2 – корпус (рама), 3 – полость, 4 – стенки трубы. Модель в сборе, установленная в трубу (б)



Фиг. 3. Схема проведения измерений (датчик давления не показан): 1 – аэродинамическая труба, 2 – пластина с тензодатчиками, 3 – вибродатчик AP2037, 4 – аппаратура тензометрическая АТМ/Д24, 5 – преобразователь AS02, 6 – регистратор Мера МІС 300-М. Подключения: а – питание тензодатчиков, б – сигнал тензодатчиков, в – сигнал тензодатчиков (выход), з – сигнал вибродатчика.

Для регистрации колебаний пластины на нее со стороны полости наклеены 12 тензодатчиков, соединенных с 24-канальным усилителем АТМ/Д24, обеспечивающим измерение динамической составляющей сигнала в диапазоне 20...10000 Гц.

Для контроля вибраций трубы использовался вибродатчик AP2037 в комплекте с преобразователем AS02. Датчик устанавливается на стенку рабочей части аэродинамической трубы вблизи модели.

Схема измерений показана на фиг. 3. Регистрация сигнала с выходов тензоаппаратуры АТМ/Д-24 и сигнала от датчика вибраций производилась параллельно с помощью системы МІС300-М (“регистратор”) производства НПП “Мера” и с помощью персонального компьютера с установленной платой АЦП РСІ-6013 фирмы National

Instruments под управлением программного комплекса LabVIEW. Частота опроса регистратором – 13 кГц, компьютером – 10 кГц. Регистратор МІС300-М также использовался для контроля уровня динамических напряжений пластины в ходе эксперимента в реальном времени.

Контроль режимных параметров потока в трубе осуществлялся с помощью штатных датчиков давления. Для измерения пульсаций давления использовался датчик Honeywell 186PC15DT, частота опроса – 10 кГц.

Характерные значения физических параметров воздуха в форкамере в ходе данных экспериментов при трансзвуковых режимах работы трубы ( $M = 0.8–1.3$ ) составляли: отношение теплоемкостей  $\gamma = 1.4$ ; полное давление  $p_0 = 112–142$  кПа; температура торможения  $T_0 = 286–279$  К.

В общем случае при работе трубы могут возникать колебания пластины пяти видов. Это резонансные колебания, поддерживаемые вибрациями стенок трубы или пульсациями давления в потоке, отклик на широкополосный шум, возникающий при работе трубы, флаттерные колебания связанного типа и флаттерные колебания одномодового типа.

Так как цель эксперимента – выявление одномодовых флаттерных колебаний, то нужно иметь возможность идентифицировать их среди других типов колебаний. Идея идентификации заключается в проведении следующих этапов исследования.

Сначала анализируются спектры колебаний пластины, вибраций стенок трубы и пульсаций давления в потоке. Если в результате измерений обнаружатся колебания пластины с частотами, отсутствующими в спектре вибраций трубы и пульсаций давления, то эти колебания не могут быть резонансом, вызванным вибрациями трубы или пульсациями давления.

Для выявления колебаний пластины, являющихся откликом на широкополосный шум трубы, проводится анализ зависимости амплитуды колебаний пластины от амплитуды вибраций трубы на различных режимах. Если на определенных режимах амплитуда колебаний пластины растет, а амплитуда вибраций трубы растет более медленно, не меняется или падает, то усиление колебаний пластины не может быть вызвано откликом на широкополосный шум.

Флаттер связанного типа можно отделить от других видов колебаний, пользуясь тем, что перед его наступлением должно происходить существенное сближение частот двух мод колебаний – (1,1) и (2,1) (в виде  $(m,n)$  обозначается мода, имеющая  $m$  полу-волн собственной формы прогиба в направлении потока и  $n$  – в перпендикулярном направлении). Если слияния соответствующих пиков в спектре при увеличении числа Маха  $M$  не наблюдается, то колебания не могут быть флаттером связанного типа.

Если все виды вынужденных колебаний и флаттер связанного типа исключены, то оставшиеся колебания по формам, предсказанным теоретически, следует признать одномодовым флаттером.

Сделаем замечание относительно значения чисел Маха, приведенных ниже. Используемая в эксперименте аппаратура позволяет определять величину  $M$  с точностью до 0.01. Тем не менее, с помощью многочисленных повторных отсчетов удается уверенно различать трансзвуковые режимы, отстоящие друг от друга по величине “формального” числа Маха на величину порядка 0.001. Таким образом, когда встречающиеся ниже значения чисел Маха указаны с точностью до 3-го знака, это следует понимать в относительном смысле – как индикатор разных режимов работы трубы, хотя при этом характерное физическое значение числа Маха не может быть указано точнее, чем с двумя знаками после запятой.

**2. Программа испытаний.** Испытания проведены на трансзвуковом и сверхзвуковом режимах аэродинамической трубы А-7. Всего выполнено 3 пуска: два – при непрерывном изменении числа Маха  $M$  в диапазоне от 0.8 до 1.3 и один – при  $M = 3$ .

Перед каждым запуском трубы проводились проверки работоспособности системы измерений (регистрируются отклики всех тензодатчиков и датчика вибраций на акцентированные удары по пластине и стенкам трубы) и определялись собственные частоты свободных колебаний пластины.

Изменение числа Маха при трансзвуковом режиме ( $0.8 < M < 1.3$ ) осуществлялось за счет ступенчатой регулировки уровня давления в форкамере трубы. За один пуск удавалось пройти 5 постоянных режимов длительностью 10–15 с: при первом пуске – режимы с номинальными значениями  $M = 0.857, 1.167, 1.286, 1.292, 1.298$ , при втором пуске – режимы  $M = 1.169, 1.147, 1.285, 1.294, 1.293$ . При  $M = 3$  длительность постоянного режима составила 60 с. В течение каждого пуска непрерывно велась синхронная запись показаний всех датчиков.

Таким образом, регистрация колебаний пластины проведена при 10 режимах трансзвукового диапазона работы аэродинамической трубы и при одном сверхзвуковом.

**3. Методика обработки результатов.** После проведения испытаний полученные записи деформаций пластины, вибраций трубы и пульсаций давления подвергались следующему анализу. На каждом режиме работы трубы выделялись участки длиной 5 или 10 с, для которых делалось быстрое преобразование Фурье. В полученных амплитудно-частотных характеристиках выделялись достаточно сильные пики, характеризующие колебание. Для каждого пика проводилась отфильтровка временного процесса в диапазоне шириной 5–10 Гц вокруг основной частоты пика, и по анализу сдвига фаз между различными датчиками и по их амплитуде определялась форма колебаний. В результате для каждого режима работы трубы определялись частоты и формы основных составляющих колебания.

Затем эти результаты сопоставлялись с результатами такой же обработки показаний датчика вибраций трубы и пульсаций давления по алгоритму, описанному выше.

В качестве инструмента обработки результатов эксперимента использовалась программа “WinПОС Expert” производства НПП “Мера”. Она позволяет осуществлять вещественное и комплексное преобразования Фурье, а также отфильтровывать сигнал в заданном диапазоне частот с представлением результатов в удобном графическом виде.

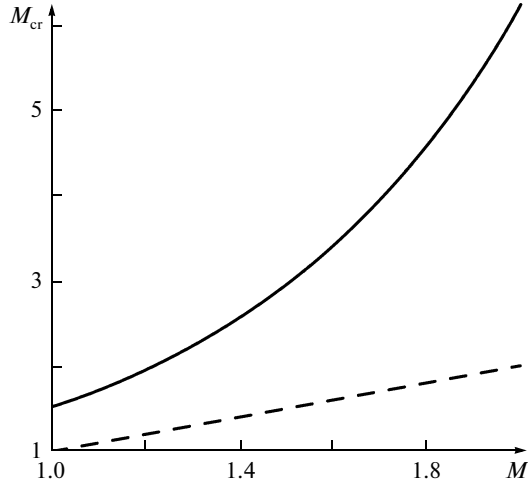
**4. Теоретические расчеты.** Размер пластины был заранее выбран таким, что возникновение “классического” флаттера связанного типа в используемой аэродинамической трубе невозможно. Действительно, критическое число Маха для флаттера связанного типа дается формулой [16]

$$M_{cr} = \frac{D}{p\gamma L_x^3} \frac{8\pi^3}{3\sqrt{3}} \left( 5 + \frac{L_x^2}{L_y^2} \right) \sqrt{2 + \frac{L_x^2}{L_y^2}}, \quad (4.1)$$

где  $L_x$  и  $L_y$  – размеры пластины (поток воздуха – вдоль оси  $x$ ),  $D$  – жесткость пластины,  $p$  – статическое давление в потоке,  $\gamma$  – отношение теплоемкостей. В свою очередь статическое давление меняется в зависимости от числа Маха. Используя изоэнтропическую формулу

$$p(M) = p_0 \left( 1 + (\gamma - 1) \frac{M^2}{2} \right)^{-\gamma/(\gamma-1)}$$

и полное давление  $p_0$ , типичное для используемой трубы, получаем функцию  $M_{cr}(M)$ . Формула (4.1) получена для шарнирно опертой пластины, для защемленной пластины значения  $M_{cr}$  еще выше. Из графика  $M_{cr}(M)$  для характерных параметров эксперимента (фиг. 4) видно, что  $M_{cr} > M$  для любого  $M$ , таким образом, возникновение флаттера



Фиг. 4. График зависимости  $M_{cr}(M)$ , заданный (4.1). Штриховая линия – прямая  $M_{cr} = M$

связанного типа теоретически невозможно. В экспериментах его возникновения также не наблюдалось.

Напротив, одномодовый флаттер, согласно теории, должен возникать. Для расчетов использована теория [13]. Для каждой собственной моды пластины  $(m, n)$  существует область флаттера  $M_1(m, n) < M < M_2(m, n)$ . Ниже показаны моды, возбуждаемые при  $M < 1.3$ .

$m$	1	2	2	3	3	4	4
$n$	1	1	2	1	2	1	2
Частота, Гц	64.7	167.5	190.4	321.4	344.3	526.4	549.4
$M_1$	1.19	1.17	1.28	1.20	1.26	1.25	1.29
$M_2$	1.56	1.48	1.61	1.48	1.54	1.49	1.53

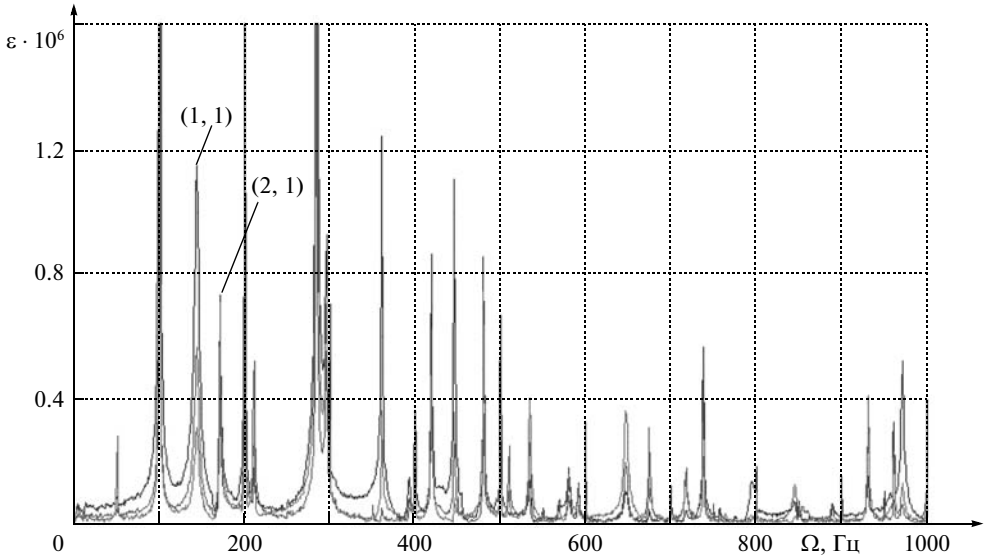
В результате получено, что при спектральном анализе результатов испытаний в амплитудно-частотных характеристиках должны наблюдаться выраженные пики на следующих частотах:

Режимы  $M < 1.17$ : нет возбуждения.

Режимы  $M = 1.28 < M < 1.30$ : пики на частотах 64.7 Гц (форма (1,1)), 167.5 Гц (форма (2,1)), 190.4 Гц (форма (2,2)), 321.4 Гц (форма (3,1)), 344.3 Гц (форма (3,2)), 526.4 Гц (форма (4,1)), 549.4 Гц (форма (4,2)).

Режимы  $M = 3.0$ : пики на частотах 192.7 Гц (форма (1,4)), 562.3 Гц (форма (2,7)), 969.7 Гц (форма (3,9)). Следует отметить, что в этом случае расчеты инкрементов усиления колебаний по [13] дают очень малые, почти нулевые инкременты для этих трех “теоретически” возбуждаемых мод, поэтому можно ожидать, что на режиме  $M = 3$  возбуждения флаттера нет.

Приведенные результаты получены без учета влияния факторов, обсуждаемых в следующем разделе. Их учет приводит к увеличению частоты моды (1,1) и сдвигу гра-



Фиг. 5. Спектр собственных колебаний пластины при ударе в центр

ниц ее области флаттера к большим  $M$ , в то время как частоты остальных мод и их границы флаттера не меняются или меняются пренебрежимо мало.

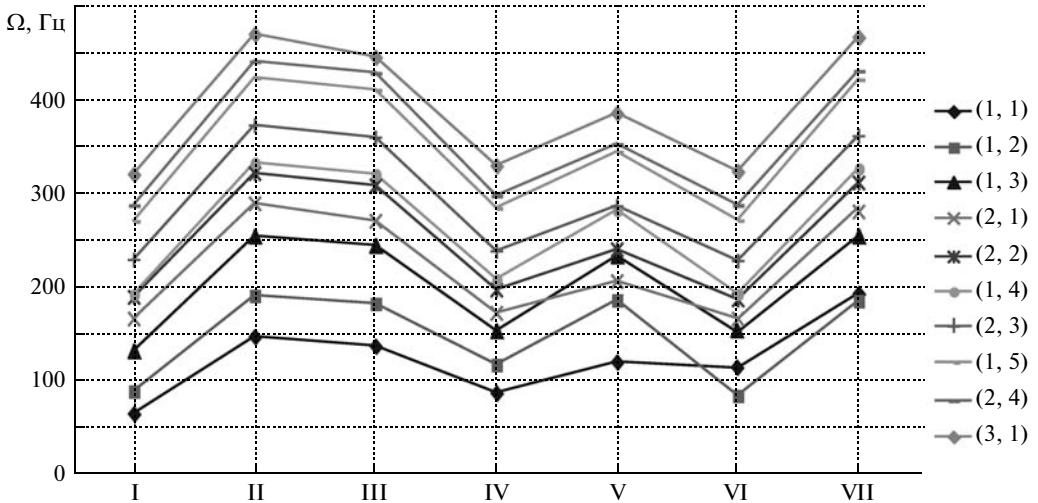
**5. Собственные колебания пластины.** С целью проверки динамических свойств модели сначала был проведен эксперимент по определению собственных частот и форм колебаний путем акцентированного удара по пластине. Для выявления всех форм и исключения возможности попадания зоны удара в узловую линию какой-либо формы было произведено несколько ударов в центр пластины и в углы, после чего были выбраны два наиболее информативных типа ударов (один – в центр, другой – в угол), при которых удастся возбудить наибольшее число собственных мод.

Для спектрального анализа выбраны участки сигналов длиной 2 с. Собственные частоты, выявленные при ударе в центр, показаны на фиг. 5. Все пики, кратные 50 Гц (50, 100, 150, 200 Гц и т.д.), представляют собой помехи от электрической сети. В этом можно убедиться, отфильтровав сигнал около любого такого пика и увидев, что колебания не имеют вида стоячих волн.

С точки зрения флаттера, наиболее важные моды – (1,1) и (2,1). Экспериментально определенные частоты следующие: 143 Гц для моды (1,1) и 170 Гц для моды (2,1). Классическая формула для собственных частот защемленной пластины дает 65 Гц для моды (1,1) и 167 Гц для моды (2,1). Получаем, что для моды (2,1) имеется хорошее совпадение теории с экспериментом, хотя для низшей моды (1,1) имеется несоответствие.

Чтобы понять причину этого несоответствия, с помощью численного моделирования в пакете ABAQUS было изучено влияние на динамические свойства модели трех факторов, недостаточно хорошо контролируемых в ходе эксперимента – воздуха в полости, температуры и остаточных напряжений в пластине. Рассмотрим их по порядку.

Первый фактор – наличие полости под пластиной, которая могла недостаточно хорошо сообщаться с потоком, образуя при симметричных модах колебаний своеобразную “аэродинамическую пружину”, приводящую к повышению частоты собственных колебаний пластины. При этом на колебания по антисимметричным модам запертый в полости воздух влияния не оказывает.



Фиг. 6. Влияние различных факторов на собственные частоты пластины. Плоская пластина (I); плоская пластина,  $T = -5^{\circ}\text{C}$  (II); выпученная с амплитудой 1 мм пластина,  $T = -5^{\circ}\text{C}$  (III); выпученная с амплитудой 1 мм пластина (IV); выпученная с амплитудой 3 мм пластина (V); плоская пластина, с учетом полости (VI); плоская пластина, с учетом полости,  $T = -5^{\circ}\text{C}$  (VII)

Второй фактор – влияние температуры пластины на частоты колебаний. При запуске трубы и сильном отличии температуры потока на поверхности пластины от ее начального значения тонкая пластина охладится быстрее, чем массивная рама. Возникшее натяжение приводит к увеличению собственных частот.

Наконец, третий не подвергавшийся количественному контролю фактор – остаточные напряжения в пластине, которые могли возникнуть при приваривании ее к раме. Пластина имела некоторую начальную кривизну (выпучивание), которая напрямую моделировалась при численном анализе.

На фиг. 6 приведены соответствующие результаты для нескольких первых частот. Как видно, единственный расчетный случай, в котором собственные частоты мод (1,1) и (2,1) близки к обнаруженным экспериментально – случай VI: плоская пластина, с учетом полости, без температурных напряжений.

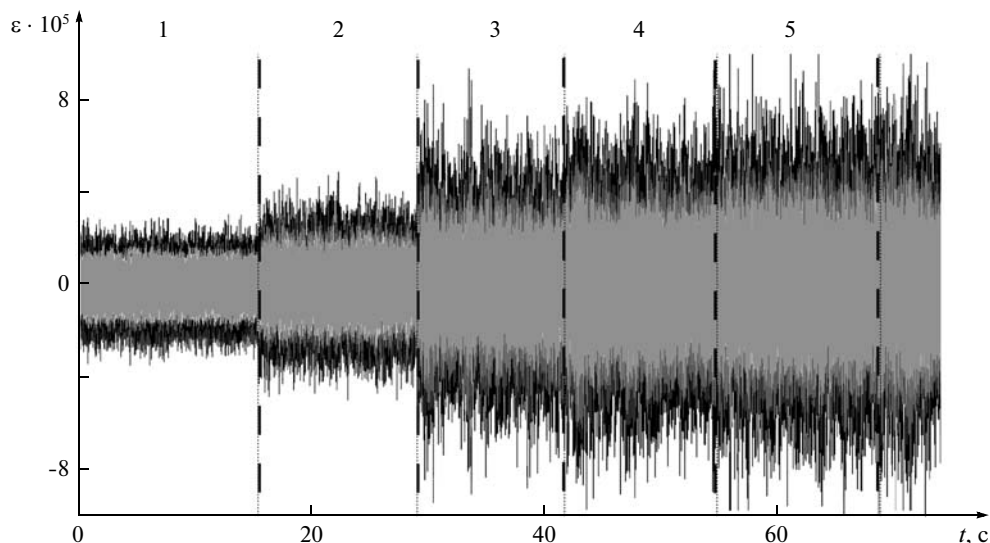
С точки зрения флаттера изменения собственных частот (при неизменяющихся формах прогиба) можно учесть, пользуясь следующим уравнением для вычисления нижней границы по  $M$  области флаттера [13]:

$$M_1 = \frac{1 + (C/a(M_1))}{\cos \alpha}$$

где  $a(M)$  – скорость звука в потоке,  $C$  – фазовая скорость волн, образующих собственную функцию [13]. Угол  $\alpha$  определяется формой прогиба и для ожидаемых флаттерных форм приведен ниже.

$m$	1	2	2	3	3	4	4
$n$	1	1	2	1	2	1	2
$\alpha$ , град	24.6	13.9	26.7	9.72	19.0	7.4	14.7





Фиг. 7. Процесс колебаний пластины при первом запуске. Пунктирными линиями разделены установившиеся режимы:  $M = 0.857, 1.167, 1.286, 1.292, 1.298$  (1–5)

**6. Результаты эксперимента.** Рассмотрим сначала трансзвуковые режимы работы трубы. Прежде чем анализировать спектры колебаний, приведем виды процессов, полученных по тензодатчикам и датчику вибраций – фиг. 7, 8. Ввиду того, что на первом запуске датчик вибраций не работал, его показания не приводятся.

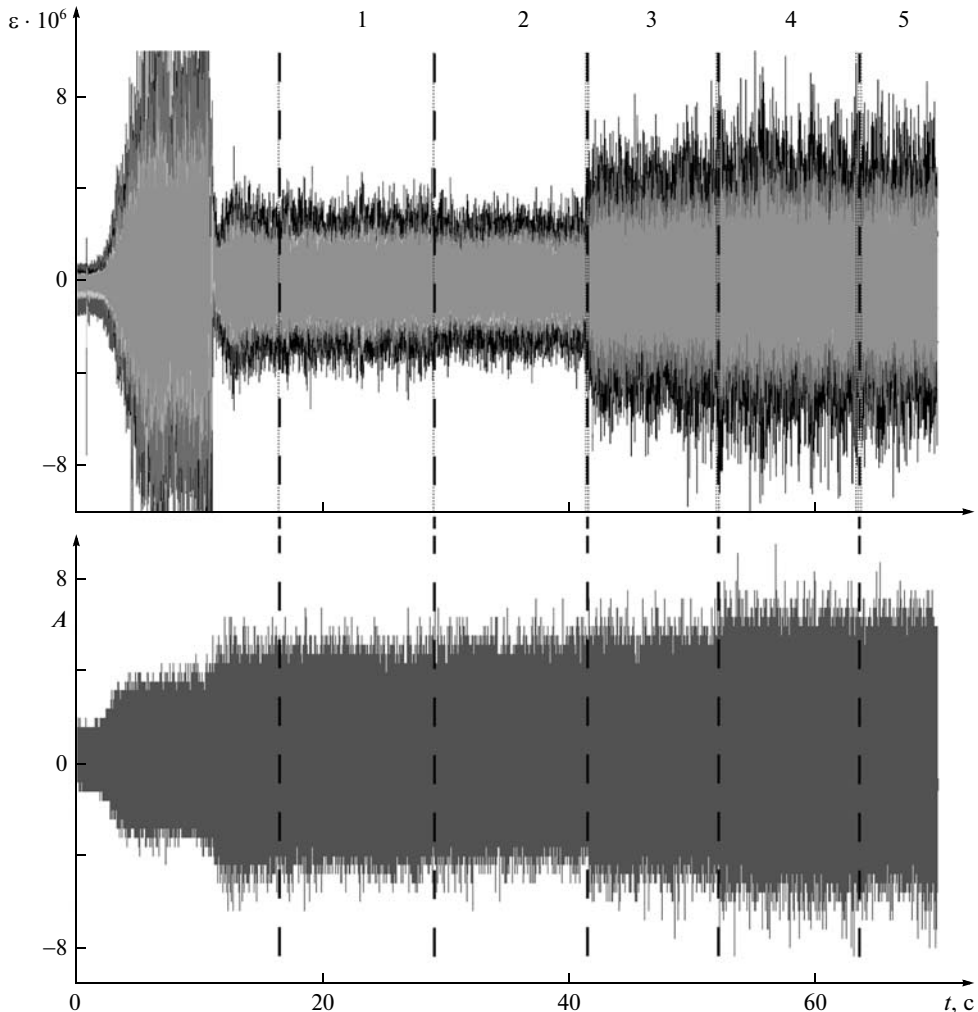
На фиг. 9, *а* показана амплитуда колебаний пластины как функция числа Маха, построенная на основании данных запусков 1 и 2. Как видно, амплитуда начинает резко расти, начиная примерно с  $M = 1.2$ . Вибрации трубы при этом увеличиваются лишь примерно на 30%.

Амплитуды на фиг. 9, *а* вычислялись как максимальная средняя амплитуда трех идущих подряд пиков в процессе колебания. Фактически это максимальная амплитуда, которая реализовывалась за время работы трубы на данном режиме, и которую при этом нельзя считать случайной помехой. Достижения таких амплитуд происходили редко. “Реальные” амплитуды, реализующиеся в среднем на каждом цикле колебания, примерно в 1.5–2 раза ниже (фиг. 9, *б*), однако, если построить для них аналогичный график, то тенденция усиления амплитуд при увеличении  $M$  останется, очевидно, той же.

Так как часть записей была сделана на близких режимах, а полученные данные на них практически идентичны, выберем для анализа следующую последовательность режимов и интервалов времени, для которых производится спектральный анализ:  $M = 0.857, 1.147, 1.167, 1.286, 1.298$ .

На фиг. 10 и 11, *а* показаны полученные спектры на указанных режимах. Все пики с частотами, кратными 50 Гц, являются электрическими наводками и игнорируются.

Спектр вибраций трубы практически не меняется на различных трансзвуковых режимах и представляет собой широкополосный шум без ярко выраженных пиков. Для примера на фиг. 11, *б* показан спектр вибраций трубы на режиме  $M = 1.294$ . Спектр пульсаций давления, показанный на фиг. 11, *в* также представляет собой широкополосный шум.

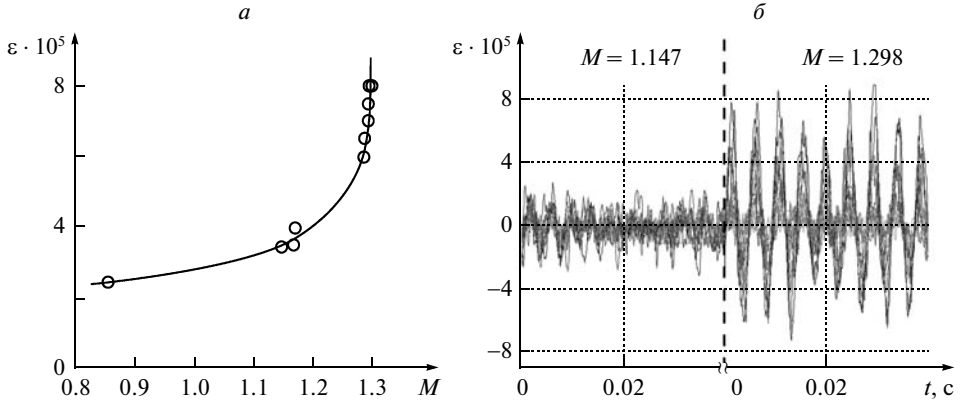


Фиг. 8. Процесс колебаний пластины (а) и вибраций трубы (б) при втором запуске. Пунктирными линиями разделены установившиеся режимы:  $M = 1.169, 1.147, 1.285, 1.294, 1.283$  (1–5)

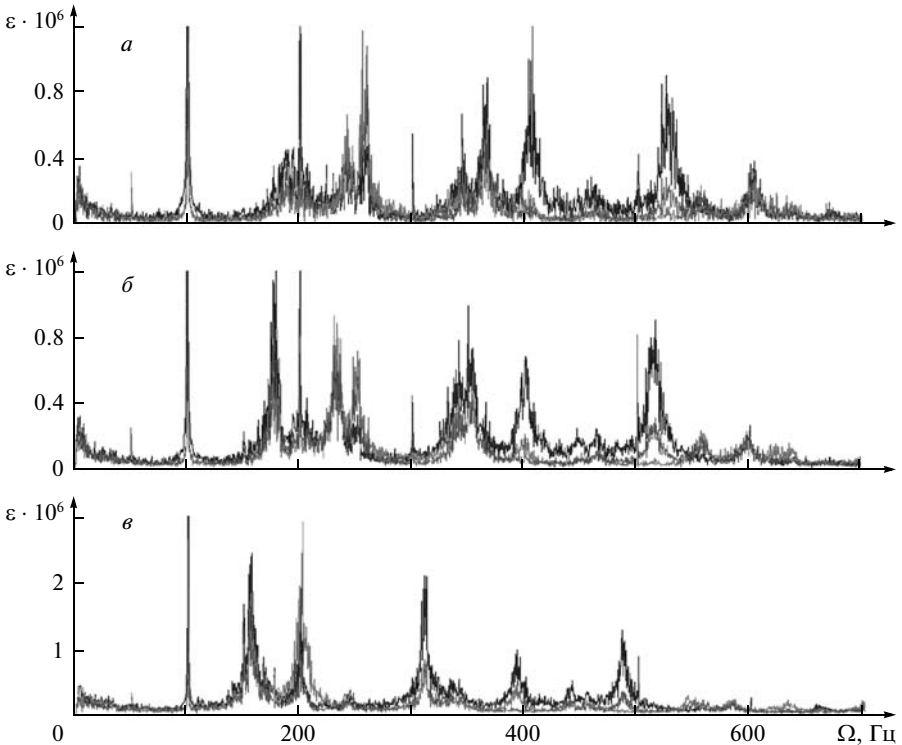
Рассмотрим изменения, происходящие с колебаниями пластины при увеличении  $M$ . При  $M = 0.857$  в спектре имеется несколько основных пиков, однако амплитуда колебаний на этом режиме мала, а сами эти пики довольно расплывчатые. Это позволяет говорить, что колебания представляют собой отклик на широкополосное возбуждение со стороны вибраций всей трубы.

При  $M = 1.147$  колебания несколько усиливаются, а частоты основных составляющих колебаний падают. Выделяются пики на частотах 190, 260, 345, 365, 405, 525 Гц, они становятся острее, что говорит об уменьшении демпфирования колебаний.

При  $M = 1.167$  продолжается та же тенденция: амплитуда немного увеличивается, частоты падают. Выделяются пики на частотах 175, 230, 250, 340, 355, 400, 515 Гц.



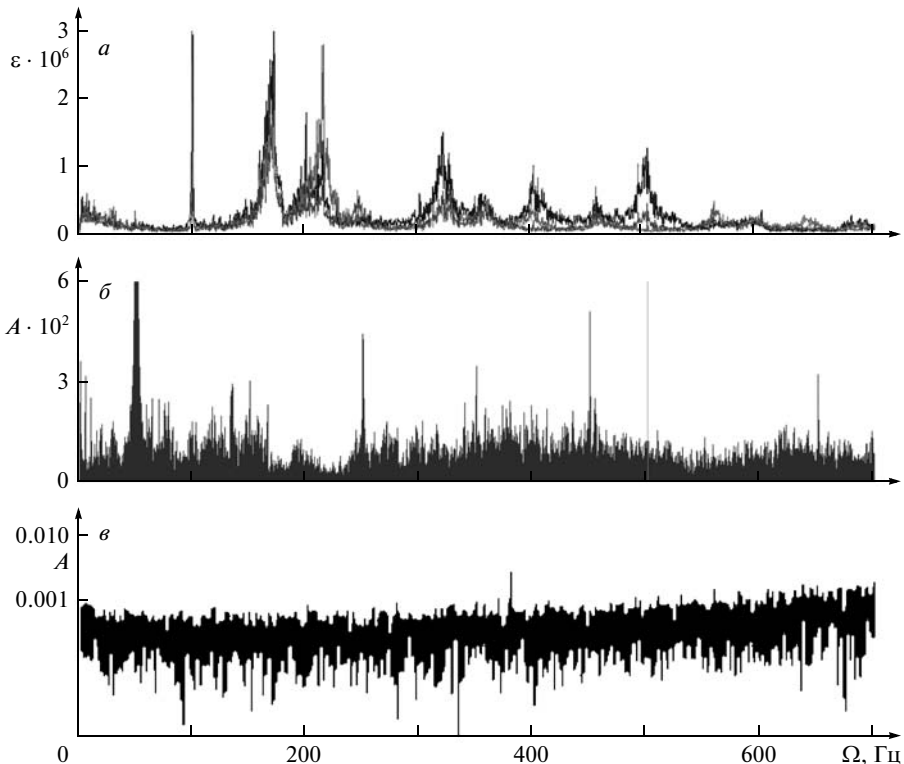
Фиг. 9. Амплитуда колебаний пластины как функция числа Маха (а). Точки – экспериментальные данные, линия – интерполяция полученных значений. Процесс колебаний пластины при  $M = 1.147$  (устойчивость) и  $M = 1.298$  (флаттер) (б)



Фиг. 10. Спектр колебаний пластины на режимах  $M = 1.147, 1.167, 1.286$  (а – в)

При  $M = 1.286$  амплитуда колебаний сильно растет (фиг. 9, а). Пики спектра становятся узкими и острыми, их частоты падают – 155, 200, 310, 390, 485 Гц.

При увеличении  $M$  от 1.286 до 1.298 амплитуда растет еще сильнее (см. фиг. 9, а). Состав спектра практически не меняется, частоты колебаний немного увеличиваются – примерно на 10 Гц.



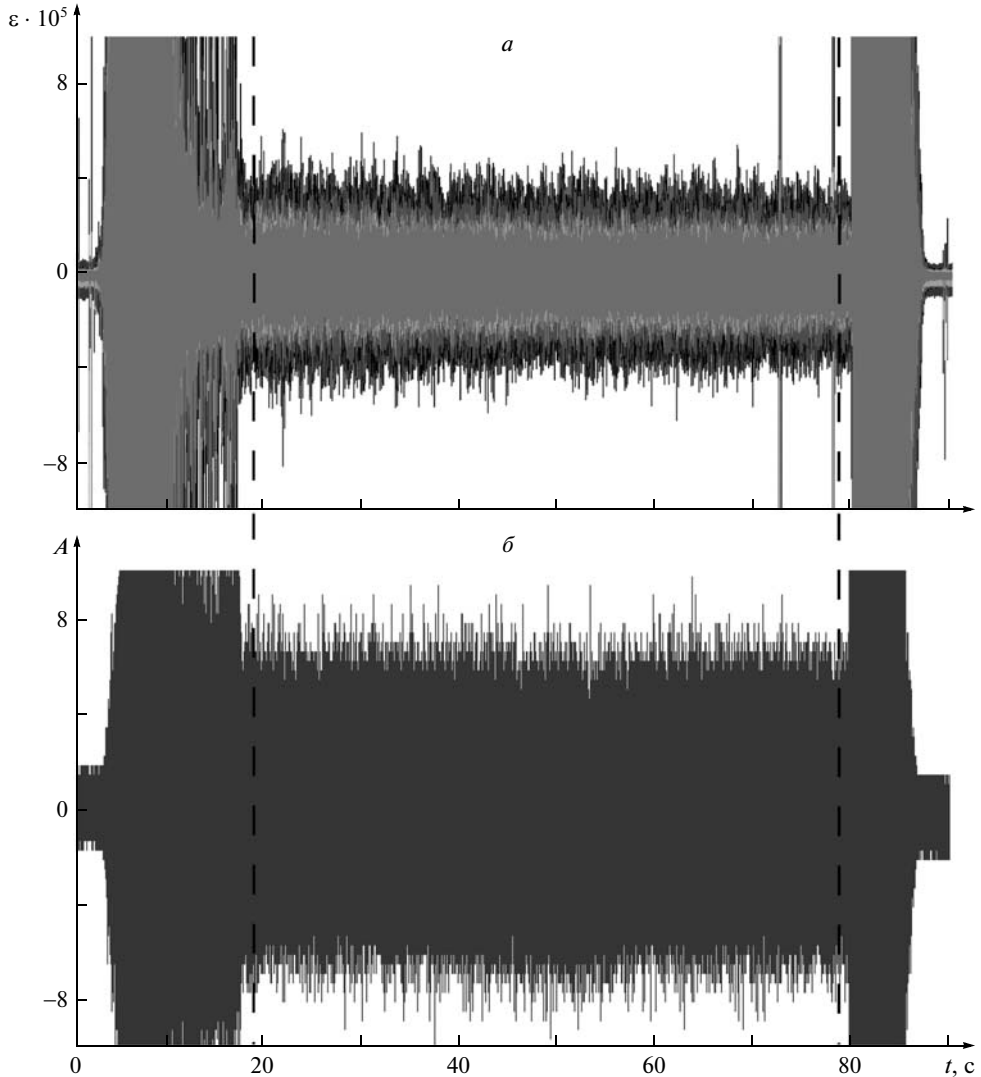
Фиг. 11. Спектр колебаний пластины на режиме  $M = 1.298$  (а), типичный спектр вибрации стенок трубы (б), типичный спектр пульсаций давления (в)

Анализ распределения амплитуды прогиба по имеющимся тензодатчикам показывает, что два низших и наиболее интенсивных пика в спектрах соответствуют модам (1,1) и (2,1).

Сильный рост амплитуды колебаний, начинающийся примерно с  $M = 1.2$ , выделение в спектре пяти острых пиков, два из которых — предсказанные моды (1,1), (2,1), (остальные однозначно не идентифицируются), близость частот этих пиков к предсказанным теоретически (с учетом влияния полости — см. фиг. 6), отсутствие сближения и слияния пиков, соответствующих модам (1,1) и (2,1) — все это позволяет утверждать, что при  $M > 1.2$  пластина находится в области одномодового флаттера.

Вместе с тем в эксперименте есть ряд неясностей. Судя по теоретическим результатам, три неидентифицированных во флаттере пика — это моды (2, 2), (3,1), (4,1). По-видимому, формы прогиба при колебаниях по этим модам искажены остаточными напряжениями в пластине после сварки, поэтому однозначно идентифицировать их не удалось.

Кроме того, неясно поведение частот колебаний при увеличении  $M$ : при  $M = 0.857$  частоты сильно выше собственных частот, полученных при ударе, при увеличении  $M$  до 1.286 они падают, а при дальнейшем увеличении  $M$  — растут. Такое поведение можно объяснить влиянием температуры: при запуске трубы пластина быстро охлаждается, частоты растут. Затем охлаждается массивная рама, температурные напряжения падают, частоты



Фиг. 12. Процесс колебаний пластины (*a*) и вибраций трубы (*б*) при третьем запуске. Пунктирными линиями отделен установившийся режим  $M = 3.0$

также падают. При увеличении  $M$  поток, а вслед за ним и пластина, охлаждается сильнее, и частоты снова растут. Однако детально этот механизм не исследовался.

Рассмотрим режим  $M = 3.0$  (фиг. 12). Амплитуда деформации при колебаниях составляет около  $4.5 \cdot 10^{-5}$  (сравните с фиг. 9, *a*), амплитуда вибраций – больше, чем на всех трансзвуковых режимах. Вибрации трубы, как и раньше, имеют вид широкополосного шума без выраженных пиков. Таким образом, вибрации, возбуждающие колебания пластины, больше, чем на трансзвуковых режимах, а отклик пластины слабее, следовательно, возбуждения флаттера при  $M = 3$  нет.

**7. Сравнение экспериментальных и теоретических данных.** Как было показано в разд. 4, наиболее неустойчивые (т. е. возбуждающиеся при меньших  $M$ ) моды – (1,1) и (2,1). Это совпадает с тем, что получено в экспериментальных спектрах колебаний:

пик спектра, лежащий в области 160...190 Гц, соответствует моде (1,1), пик, лежащий в области 200...260 Гц, соответствует моде (2,1).

Экспериментальная граница области одномодового флаттера  $M_{cr} \approx 1.2$  близка к теоретическому значению  $M_{cr} = \min_{m,n} M_1(m, n) = 1.17$  (см. стр. 166).

К сожалению, моды, соответствующие другим пикам в спектре, не были идентифицированы. Это вызвано искажениями собственных мод остаточными напряжениями в пластине после сварки. Теоретические результаты позволяют предположить, что неидентифицированные пики (фиг. 10, 11) соответствуют остальным неустойчивым модам.

Вместе с тем, остаточные напряжения и искажение собственных мод не влияют на выводы, сделанные по результатам эксперимента. Во-первых, моды (1,1) и (2,1) искажены слабо, и это искажение не влияет на механизм возбуждения флаттера [13]. Во-вторых, все выводы были получены только анализом экспериментальных данных: теоретические результаты при обработке не использовались, а анализ заключался в исследовании типа вибраций и последовательном исключении их возможных источников, перечисленных в разд. 1.

**Заключение.** Впервые проведены эксперименты по обнаружению одномодового панельного флаттера в сверхзвуковом потоке воздуха. Изготовлена модель, включающая в себя пластину, которая, начиная с низких сверхзвуковых чисел Маха ( $M = 1.2$ ) может быть подвержена одномодовому флаттеру, но связанный (“классический”) тип флаттера теоретически возникать не может.

Проведены испытания в диапазоне  $0.8 < M < 1.3$  и при  $M = 3$ . Показано, что при  $1.2 < M < 1.3$  пластина находится в области одномодового флаттера. При испытаниях на режиме  $M = 3$  флаттера не обнаружено. Полученные результаты на всех режимах хорошо согласуются с теорией: границы области флаттера в пространстве параметров, а также возбуждаемые моды колебаний совпадают с полученными экспериментально.

Авторы выражают благодарность С.Н. Баранникову и С.И. Сабурову за содействие при проведении экспериментов, П.В. Макарову и А.В. Арефьеву за помощь в работе с тензометрическим оборудованием, К.А. Жидяеву за обсуждение вопросов численного моделирования колебаний пластины с учетом полости.

Работа частично поддержана грантом РФФИ (№ 08-01-00618), грантом МК-2313.2009.1 и программой поддержки ведущих научных школ НШ–1959.2008.1.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Болотин В.В.* Неконсервативные задачи теории упругой устойчивости. М.: Физматгиз, 1961. 339 с.
2. *Nelson H.C., Cunningham H.J.* Theoretical investigation of flutter of two-dimensional flat panels with one surface exposed to supersonic potential flow. NASA. 1956. Report № 1280. 24 p.
3. *Дун Мин-Дэ.* Об устойчивости упругой пластинки при сверхзвуковом обтекании // Докл. АН СССР. 1958. Т. 120. № 4. С. 726–729.
4. *Dowell E.H.* Nonlinear oscillations of fluttering plate. II // AIAA Journal. 1967. V. 5 № 10. P. 1856–1862. = Нелинейный флаттер пластины. II // Ракетная техника и космонавтика. 1967. Т. 5. № 10. С. 156–164.
5. *Dowell E.H.* Generalized aerodynamic forces on a flexible plate undergoing transient motion in a shear flow with an application to panel flutter // AIAA Journal. 1971. V. 9. № 5. P. 834–841.
6. *Dowell E.H.* Aeroelasticity of Plates and Shells. Leyden: Noordhoff, 1975. 139 p.
7. *Yang T.Y.* Flutter of flat finite element panels in supersonic potential flow // AIAA Journal. 1975. V. 13 № 11. P. 1502–1507. = Исследование флаттера панелей в сверхзвуковом потенциальном потоке методом конечных элементов // Ракетная техника и космонавтика. 1975. Т. 13. № 11. С. 110–117.

8. Dong Min-de, Eigenvalue problem for integro-differential equation of supersonic panel flutter // Appl. Math. and Mech. 1984. V. 5. № 1. P. 1029–1040.
9. Bendiksen O.O., Davis G.A. Nonlinear traveling wave flutter of panels in transonic flow // AIAA Paper. 95–1486. 1995. 17 p.
10. Bendiksen O.O., Seber G. Fluid-structure interactions with both structural and fluid nonlinearities // J. Sound and Vibr. 2008. V. 315. № 3. P. 664–684.
11. Веденеев В.В. Флаттер пластины, имеющей форму широкой полосы, в сверхзвуковом потоке газа // Изв. РАН. МЖГ. 2005. № 5. С. 155–169.
12. Веденеев В.В. О высокочастотном флаттере пластины // Изв. РАН. МЖГ. 2006. № 2. С. 163–172.
13. Веденеев В.В. Высокочастотный флаттер прямоугольной пластины // Изв. РАН. МЖГ. 2006. № 4. С. 173–181.
14. Веденеев В.В. Нелинейный высокочастотный флаттер пластины // Изв. РАН. МЖГ. 2007. № 5. С. 197–208.
15. Веденеев В.В. Численное исследование сверхзвукового флаттера пластины с использованием точной аэродинамической теории // Изв. РАН. МЖГ. 2009. № 2. С. 169–178.
16. Мовчан А.А. Об устойчивости панели, движущейся в газе // ПММ. 1957. Т. 21. Вып. 2. С. 231–243.

Москва

Поступила в редакцию  
3.IX.2009