

КЛАССИЧЕСКИЕ ПРОБЛЕМЫ ЛИНЕЙНОЙ  
АКУСТИКИ И ТЕОРИИ ВОЛН

УДК 534.23

АКУСТИЧЕСКОЕ УПРАВЛЕНИЕ ВОЛНАМИ НЕУСТОЙЧИВОСТИ  
В ТУРБУЛЕНТНОЙ СТРУЕ

© 2013 г. В. Ф. Копьев, И. В. Беляев, М. Ю. Зайцев, В. А. Копьев, Г. А. Фараносов

Научно-исследовательский Московский комплекс ЦАГИ

105005 Москва, ул. Радио 17

E-mail: [aeroacoustics@mktsagi.ru](mailto:aeroacoustics@mktsagi.ru)

Поступила в редакцию 22.08.2012 г.

Проведено экспериментальное исследование возможности акустического управления волнами неустойчивости в слое смещения струи. Показана принципиальная возможность гашения гидродинамической волны неустойчивости в дозвуковой турбулентной струе внешним акустическим воздействием, что может быть использовано при построении систем активного управления шумом реактивных струй.

*Ключевые слова:* волна неустойчивости, акустическое воздействие, активное управление, шум струи.

DOI: 10.7868/S0320791913010085

ВВЕДЕНИЕ

Волны неустойчивости являются доминирующим источником шума в высокоскоростных струях [1–6], поэтому управление ими является необходимым шагом на пути к снижению шума турбулентной струи [7, 8]. В низкоскоростных струях волны неустойчивости хотя и присутствуют, однако сами они звук не излучают [9, 10]. Тем не менее, управление волнами неустойчивости в низкоскоростных струях, с которыми легче иметь дело в эксперименте, будет означать управление шумом и в струях, представляющих технологический интерес, поскольку процесс развития волн неустойчивости на начальном участке слоя смещения принципиально одинаков для низко- и высокоскоростных (в том числе сверхзвуковых) струй. Отметим, что в низкоскоростных струях неустойчивость сильнее, чем в высокоскоростных, и волны успевают перейти в нелинейную стадию. Нелинейная стадия развития волны неустойчивости часто ассоциируется с последовательностью крупных вихрей (вихревых колец), соответствующих лагранжеву взгляду на осесимметричные колебания сдвигового слоя в локальной системе координат, движущейся с фазовой скоростью волны.

В работах [11, 12] была обоснована принципиальная реализуемость концепции активного управления волнами неустойчивости на примере решения модельных задач. Теоретически было показано, что гармоническая по времени волна неустойчивости может быть погашена внешней акустической волной при условии правильного выбора ее амплитуды и фазы. Данная работа по-

священа экспериментальному исследованию возможности реализовать такое гашение.

Вопрос об экспериментальной демонстрации гашения волны неустойчивости, насколько известно авторам, раньше не рассматривался. При этом акустическое возбуждение турбулентных струй хорошо известно и рассматривалось во многих работах (см., например, [13–20]), где исследовалось влияние тонального сигнала на характеристики турбулентной струи. Было показано, что простое взаимодействие гармонического акустического сигнала со струей может приводить к существенному влиянию как на ее аэродинамические, так и на акустические характеристики.

Используемая в работе установка для создания дозвуковой струи допускала возможность независимого возбуждения начального участка струи акустическими волнами как изнутри струи, так и снаружи. Воздействие акустической волной *изнутри* струи с помощью динамика, расположенного в успокоительной камере, приводило к генерации исходной осесимметричной волны неустойчивости, развивающейся в сдвиговом слое за счет неустойчивости Кельвина–Гельмгольца. Воздействие на сдвиговый слой струи *внешним* звуковым полем приводит к аналогичному эффекту возбуждения волны неустойчивости, с амплитудой и фазой, определяемой, как и в случае возбуждения изнутри, геометрией задачи и скоростью струи. При этом волны неустойчивости, математически связанные с обходом полюса, соответствующего неустойчивости Кельвина–Гельмгольца, имеют при каждом типе воздей-

ствия (внутреннее или внешнее) одну и ту же пространственную структуру [21], различаясь лишь начальной амплитудой и фазой, чего нельзя сказать о дифракционном поле, представляющем собой остальную часть решения, отличающегося для каждого из воздействий. Поэтому можно поставить задачу гашения исходной волны неустойчивости внешним звуковым полем и говорить о полном или частичном ее гашении во всем пространстве при сохранении остальной части акустического поля при обоих воздействиях. В такой постановке речь идет о возможности управления искусственно созданной волной неустойчивости. Управление естественно возникающими волнами неустойчивости в струе представляет собой отдельную задачу, для которой настоящее исследование является первым шагом.

Отметим работы [18, 20], в которых рассматривалось двухчастотное возбуждение и исследование так называемого субгармонического резонанса, когда имеет место согласование двух акустических источников кратных частот по амплитуде и фазе. Однако эти работы ограничивались случаем малых чисел Рейнольдса, когда важную роль в излучении шума играют эффекты типа спаривания вихрей, по-видимому, малосущественные для струй с высоким числом Рейнольдса [22]. Следует еще раз подчеркнуть, что ключевой момент рассматриваемой в работе задачи состоит в гашении волны неустойчивости, создаваемой изнутри источником возбуждения, расположенным снаружи. В случае возбуждения двумя внутренними источниками звука (см., например, [23], когда исходный источник находится в успокоительной камере, а второй — внутри сопла), уничтожение волны неустойчивости происходит за счет гашения самого возбуждающего поля прежде, чем оно достигает кромки сопла. Такое воздействие приводит к гашению всего звукового поля, а не только части, связанной с волной неустойчивости.

В работе сначала приводится теоретическая модель взаимодействия внешнего акустического воздействия с искусственно возбужденной волной неустойчивости в струе, истекающей из круглого цилиндрического сопла. Затем дается описание схемы эксперимента. Следующий раздел посвящен описанию результатов акустических и термоанемометрических измерений, демонстрирующих возможность гашения волны неустойчивости. В заключительном разделе приводятся результаты измерений с помощью PIV при различных фазах управляющего сигнала.

## АКУСТИЧЕСКОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ ВОЛНЫ НЕУСТОЙЧИВОСТИ: ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

### Возбуждение волны неустойчивости

Для количественной иллюстрации вышесказанного можно рассмотреть модельную задачу управления искусственно созданной волной неустойчивости для круглого цилиндрического сопла, аналогичную рассмотренной в [12]. Пусть имеется полубесконечный ( $x \leq 0$ ) цилиндрический волновод радиуса  $r = r_0$ . Внутри волновода распространяется однородный стационарный поток с дозвуковой скоростью  $V_0$ . Средняя плотность  $\rho_0$  и скорость звука  $c$  пусть одинаковы во всем пространстве. Слой смещения моделируется вихревой пеленой. Вязкостью, теплопроводностью, а также всеми нелинейными эффектами мы пренебрегаем, так что движение газа можно считать потенциальным. Пусть исходная волна неустойчивости создается плоской акустической волной, распространяющейся внутри сопла вниз по течению. Потенциал скорости этой волны равен

$$\varphi_{i2}(r, x, t) = \begin{cases} 0, & r > r_0, \\ B \exp\left(-ikct + i\frac{k}{1+V_0/c}x\right), & r < r_0. \end{cases}$$

Здесь  $B$  — комплексная амплитуда возмущений потенциала,  $k$  — действительное и положительное волновое число. Эта волна возмущает вихревую пелену и возбуждает волну неустойчивости (неустойчивость Кельвина–Гельмгольца, рис. 1а).

Малые возмущения потенциала в областях I (вне струи) и II (внутри струи) удовлетворяют уравнениям

$$\Delta\varphi_I + k^2\varphi_I = 0, \quad r > r_0;$$

$$\Delta\varphi_{II} - \left(ik + M\frac{\partial}{\partial x}\right)^2\varphi_{II} = 0, \quad r < r_0,$$

где  $M = V_0/c < 1$  — число Маха потока. На линии  $r = r_0$  должны выполняться условия равенства давления и нормального смещения  $h(x, t)$  жидких частиц. Следуя [21], в работе [12] с помощью метода Винера–Хопфа приведено решение указанной задачи. Так, в обозначениях [12] поле возмущений вне струи дается следующим выражением

$$\varphi_I(x, r, t) = \varphi_{i1}(x, r, t) + \frac{iBk^2 \exp(-ikct)}{(1+M)H_-\left(-\frac{k}{1+M}\right)} \times \int_c \frac{K_0(\gamma r) \exp(-i\alpha x)}{\gamma K_1(\gamma r_0) H_+(\alpha) \left(\alpha + \frac{k}{1+M}\right)} d\alpha, \quad (2)$$

где  $H(\alpha) = k^2 \frac{K_0(\gamma r_0)}{\gamma K_1(\gamma r_0)} + (k + M\alpha)^2 \frac{I_0(\beta r_0)}{\beta I_1(\beta r_0)} = H_+(\alpha)H_-(\alpha)$  — функция, определяющая дисперсионное уравнение системы, индексы “+”

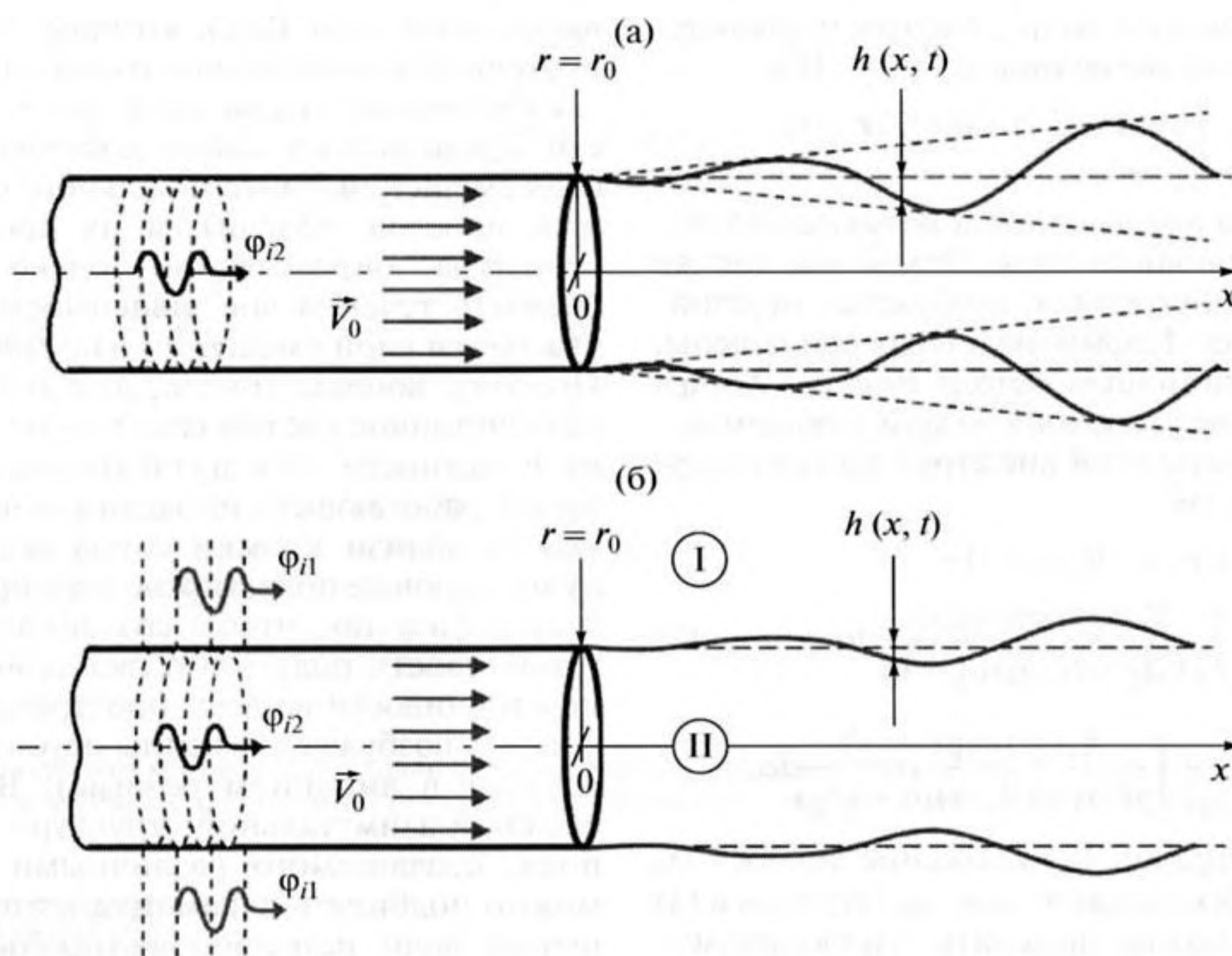


Рис. 1. (а) Возбуждение волны неустойчивости внутренним источником; (б) возбуждение волны неустойчивости внешним и внутренним источниками.

или “-” здесь и далее подчеркивают, что соответствующие функции являются регулярными в верхней (“+”) или нижней (“-”) полуплоскостях комплексной плоскости  $\alpha$ ,  $I_n(z)$  и  $K_n(z)$  – соответствующие модифицированные функции Бесселя порядка  $n$ ,  $\gamma = \sqrt{\alpha^2 - k^2}$ ,  $\beta = \sqrt{(1 - M^2)\left(\alpha - \frac{k}{1 - M}\right)\left(\alpha + \frac{k}{1 + M}\right)}$ ,  $\alpha_0$  – корень дисперсионного уравнения  $H(\alpha) = 0$ , соответствующий неустойчивости Кельвина–Гельмгольца (рис. 2).

В выражении (2) первый член – исходное акустическое поле (1), второй член соответствует дифрагированному кромкой и рефрагированному струей полю от внутреннего возбуждения. Во втором интеграле можно выделить две характерные части: “акустическую”, соответствующую интегрированию по действительной оси  $\alpha$ , и “гидродинамическую”, которая соответствует обходу сверху полюса  $\alpha_0$ . Именно последняя часть соответствует волне неустойчивости, являющейся собственным решением течения с тангенциальным разрывом.

*Задача управления волной неустойчивости*

Поставим задачу гашения искусственно созданной волны неустойчивости с помощью внеш-

него воздействия. В качестве внешнего по отношению к струе управляющего воздействия выберем

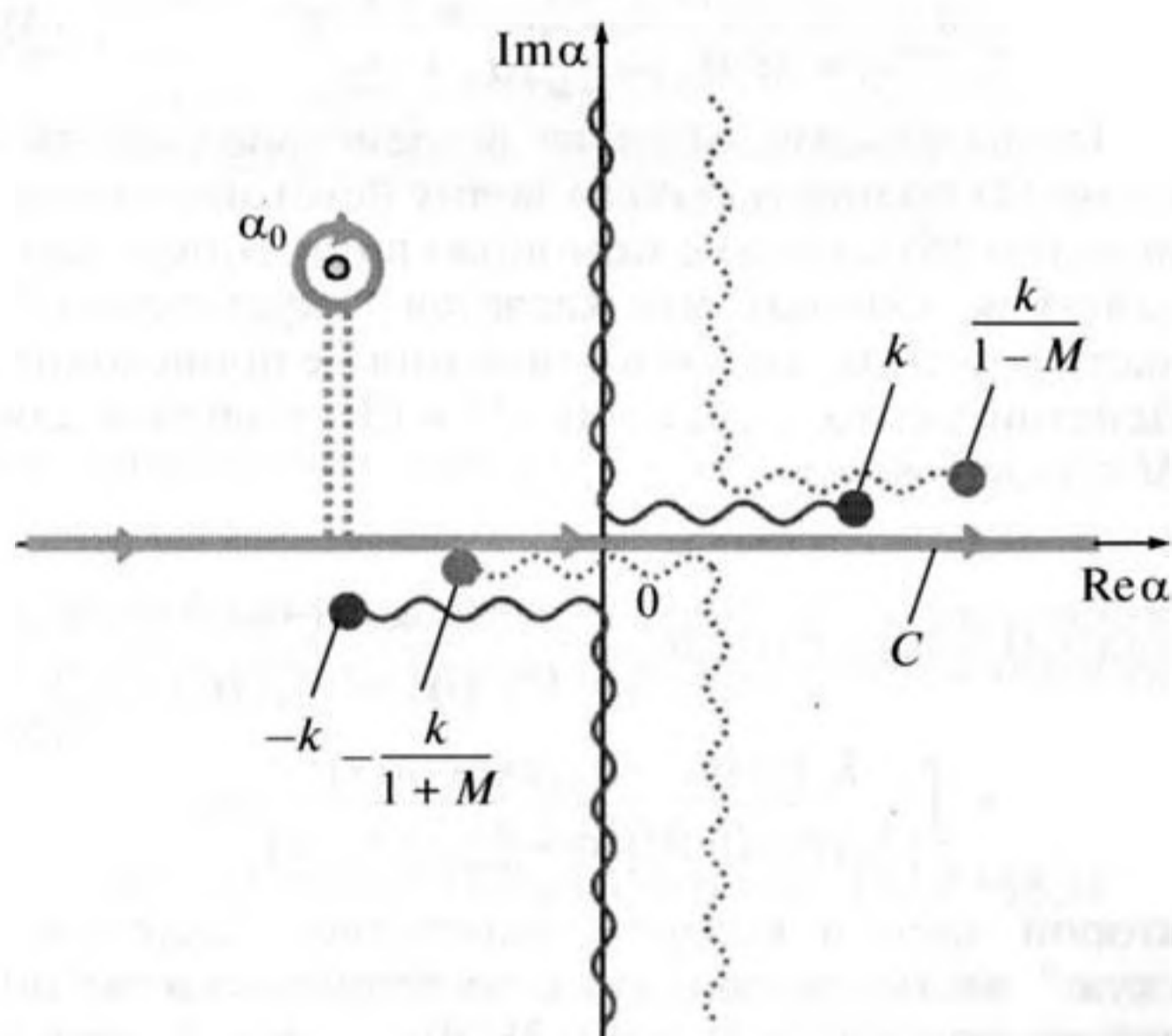


Рис. 2. Контур интегрирования в комплексной плоскости  $\alpha$ . Круглыми маркерами показаны точки ветвления, волнистыми линиями – разрывы. Направление интегрирования показано стрелками на контуре интегрирования  $C$ .

плоскую акустическую волну, распространяющуюся вниз по потоку *вне* волновода (рис. 1б):

$$\varphi_{il}(r, x, t) = \begin{cases} A \exp(-ikct + ikx), & r > r_0, \\ 0, & r < r_0, \end{cases}$$

где  $A$  — комплексная амплитуда возмущений потенциала управляющего поля. Эта волна, так же как и исходная внутренняя, возбуждает неустойчивость Кельвина—Гельмгольца вихревой пелены. В работе [12] с помощью метода Винера—Хопфа получено решение указанной задачи в общем виде. Так, поле возмущений *вне* струи дается следующим выражением

$$\begin{aligned} \varphi_1(x, r, t) = & \varphi_{il}(x, r, t) - \\ & - \frac{iAk^2 e^{-ikct}}{H_-(-k)} \int_c \frac{K_0(\gamma r) \exp(-i\alpha x)}{\gamma K_1(\gamma r_0) H_+(\alpha)(\alpha + k)} d\alpha + \\ & + \frac{iBk^2 e^{-ikct}}{(1+M)H_-(-\frac{k}{1+M})} \int_c \frac{K_0(\gamma r) \exp(-i\alpha x)}{\gamma K_1(\gamma r_0) H_+(\alpha)(\alpha + \frac{k}{1+M})} d\alpha, \end{aligned} \quad (3)$$

где взятие интегралов и положение полюса  $\alpha_0$  описано выше. В каждом из двух интегралов в (3) аналогично (2) можно выделить “гидродинамическую” часть, которая соответствует обходу полюса  $\alpha_0$  и определяется вычетом в этом полюсе. Таким образом, суммарная амплитуда волны неустойчивости определяется теперь вкладом от обоих интегралов. В работе [12] показано, что амплитуду  $A$  можно всегда выбрать таким образом, чтобы волна неустойчивости, созданная внутренним воздействием  $B$ , полностью гасилась внешним воздействием  $A$ . Соотношение амплитуд  $A$  и  $B$ , решающее эту задачу, имеет вид

$$A = \frac{1}{1+M} \frac{H_-(-k)}{H_-(-\frac{k}{1+M})} \frac{\alpha_0 + k}{\alpha_0 + \frac{k}{1+M}} B. \quad (4)$$

Таким образом, внешнее воздействие с амплитудой (4) полностью гасит волну неустойчивости, исходно созданную с помощью внутреннего воздействия. Однако, что касается “акустической” части решения, то такого гашения не происходит. Действительно, подставив (4) в (3), получим для  $M < 1$  выражение

$$\begin{aligned} \varphi_1(x, r, t) = & \varphi_{il}(x, r, t) - B \frac{iMk^2 \exp(-ikct)}{(1+M)^2 (\alpha_0 + \frac{k}{1+M}) H_-(-\frac{k}{1+M})} \times \\ & \times \int_c \frac{K_0(\gamma r) (\alpha - \alpha_0) \exp(-i\alpha x)}{\gamma K_1(\gamma r_0) H_+(\alpha)(\alpha + \frac{k}{1+M})(\alpha + k)} d\alpha, \end{aligned} \quad (5)$$

второй член в котором определяет “акустическую” часть, связанную с интегрированием по действительной оси (рис. 2). Физический смысл не исчезновения “акустической” части достаточно очевиден, поскольку “акустическая” часть определяется дифракцией возбуждающего поля на системе “сопло—струя” (т.е. значениями подынтегральных функций в (5) на всем пути интегриро-

вания вдоль оси  $Re\alpha$ ), которое для внешнего и внутреннего воздействия различно. В отличие от “акустической” части поля, волны неустойчивости представляют собой собственные решения слоя смешения (тангенциального разрыва — в нашей простой модели), и их пространственная структура определяется только параметрами среднего течения *вне* зависимости от того, возбуждается слой смешения изнутри или снаружи. Поэтому, вообще говоря, для любого внешнего воздействия (не обязательно акустического типа, в частности это могут быть плазменные актуаторы), работающего на заданной частоте и создающего вблизи кромки сопла осесимметричное пульсирующее поле, можно подобрать его амплитуду и фазу так, чтобы созданная им волна неустойчивости полностью гасила исходную волну неустойчивости во всем пространстве (при условии, что возбуждение волны неустойчивости происходит в линейном режиме). В случае более сложной азимутальной структуры акустического поля, создаваемого различными источниками, можно подбирать параметры источников для гашения волн неустойчивости, соответствующих выбранным азимутальным модам.

Выражение (5), точнее его часть, связанную с дифракцией на кромке и рефракцией в струе, в дальнейшем звуковом поле можно оценить методом перевала:

$$\begin{aligned} \varphi_1(x, r, t) \sim & \varphi_{il}(x, r, t) - \\ & - B \frac{(k \cos \vartheta + \alpha_0) M \exp(ikR - ikct)}{2R \sin \vartheta (1 - \cos \vartheta) (1 - (1+M) \cos \vartheta)} \times \\ & \times \frac{1}{(k + (1+M)\alpha_0) K_1(-ikr_0 \sin \vartheta) H_+(-k \cos \vartheta) H_-(-\frac{k}{1+M})}, \end{aligned} \quad (6)$$

где  $R$  — расстояние от центра сопла до наблюдателя, причем  $kR \gg 1$ , а  $\vartheta$  — угол между направлением на наблюдателя и осью  $x$ . Для условий описанного в данной работе эксперимента ( $M \approx 0.135$ ,  $r_0 = 26$  мм,  $kc/2\pi = 1$  кГц) направленность, даваемая вторым членом формулы (5), а также направленности соответствующих компонент, происходящих от внешнего и внутреннего источников, изображены в полярных координатах в условном логарифмическом масштабе на рис. 3. Как видно, если вверх по потоку поля существенно гасят друг друга, то в направлении вниз по потоку гашение сменяется усилением. Приведенные оценки говорят о том, что по измерениям в дальнем поле затруднительно определить, произошло ли погашение волны неустойчивости (в том случае, если скорость струи не слишком велика и волны неустойчивости не излучают звук непосредственно), и только измерения в ближнем поле струи и в самом слое смешения могут служить надежным индикатором ослабления или усиления волн неустойчивости.

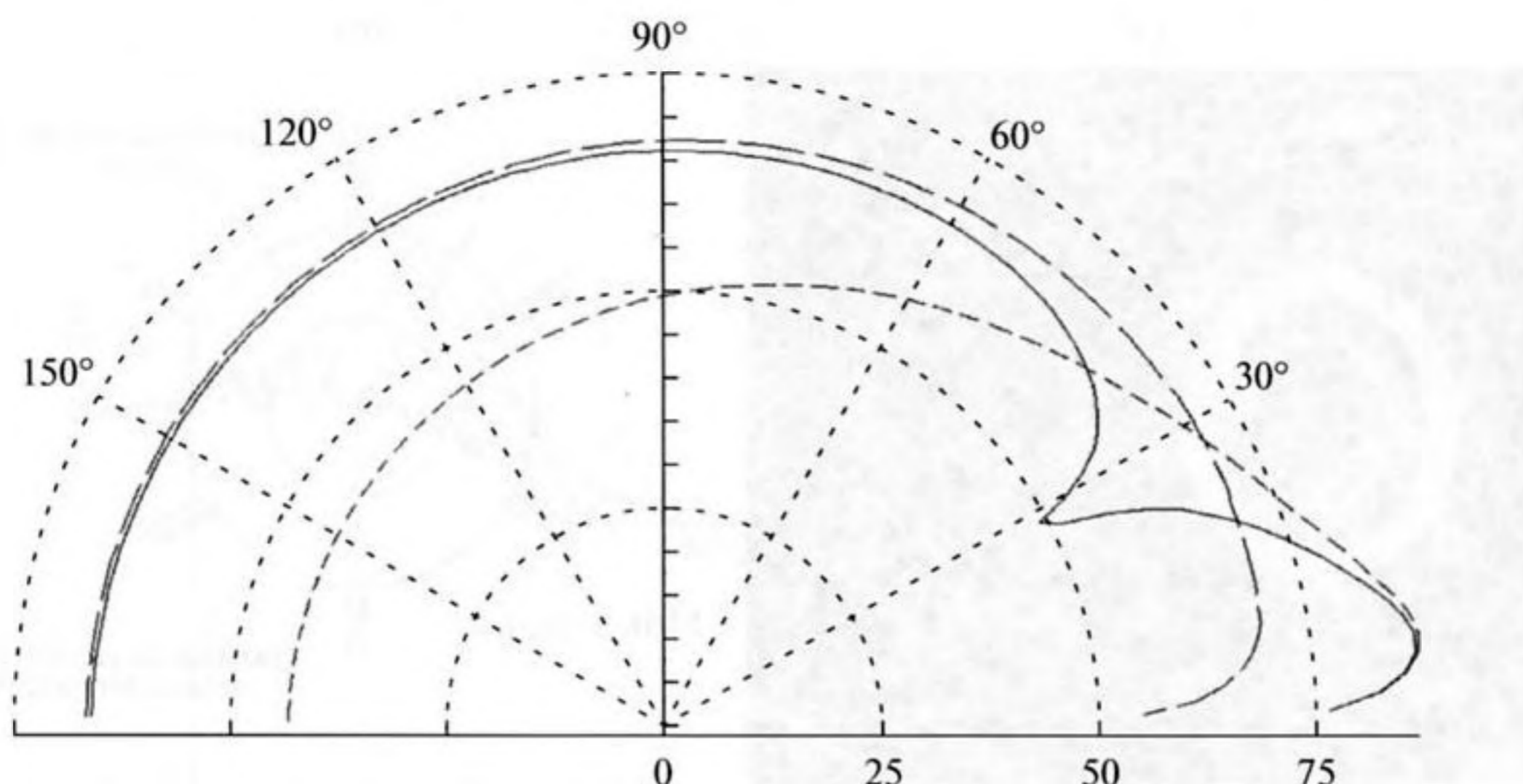


Рис. 3. Дальнее акустическое поле при условии полного гашения волны неустойчивости: (—) вклад внешнего источника, (---) вклад внутреннего источника, (- - -) суммарное дифрагированное поле от двух источников.

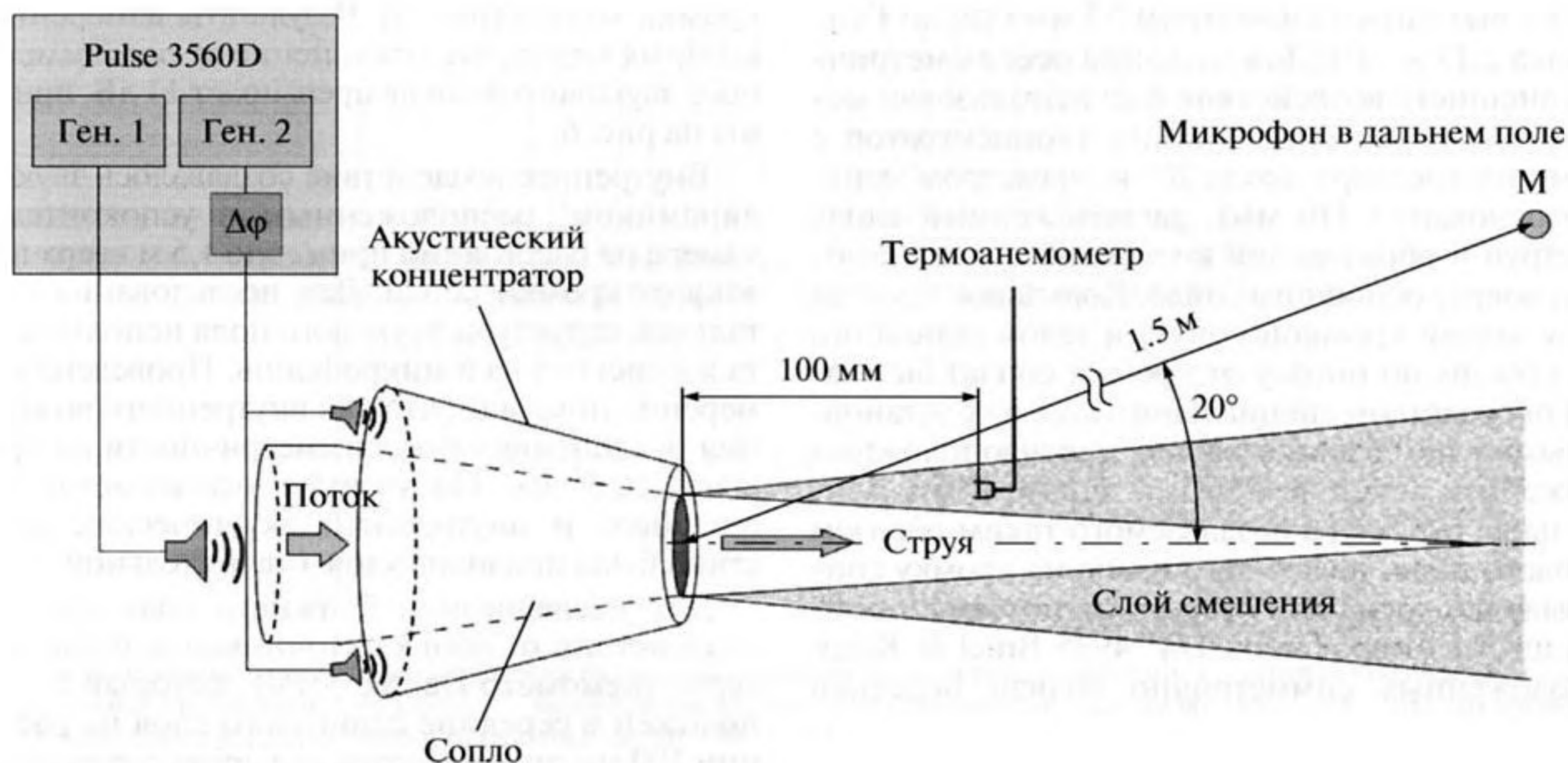


Рис. 4. Схема экспериментальной установки в заглушенной камере ЦАГИ АК-2.

Отметим еще, что в случае нелинейного развития волны неустойчивости процесс ее сворачивания в вихревые кольца не описывается указанной выше моделью. Однако генерация волны вблизи сопла допускает возможность описания в рамках линейного приближения. Действительно, в [24] показано, что параметры возбуждаемых волн неустойчивости определяются структурой возбуждающего поля именно вблизи кромки сопла. Поэтому если мала амплитуда возбуждающего акустического поля, то малы и начальные амплитуды генерируемых ими волн неустойчивости [24], и

выражение (4) может не измениться существенно для обеспечения гашения волны неустойчивости.

### СХЕМА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

Схема эксперимента в акустической заглушенной камере ЦАГИ АК-2, демонстрирующей принципиальную возможность гашения волны неустойчивости внешним акустическим воздействием, представлена на рис. 4. Использовалась низкоскоростная турбулентная струя, истекающая со скоростью 50 м/с из профилированного

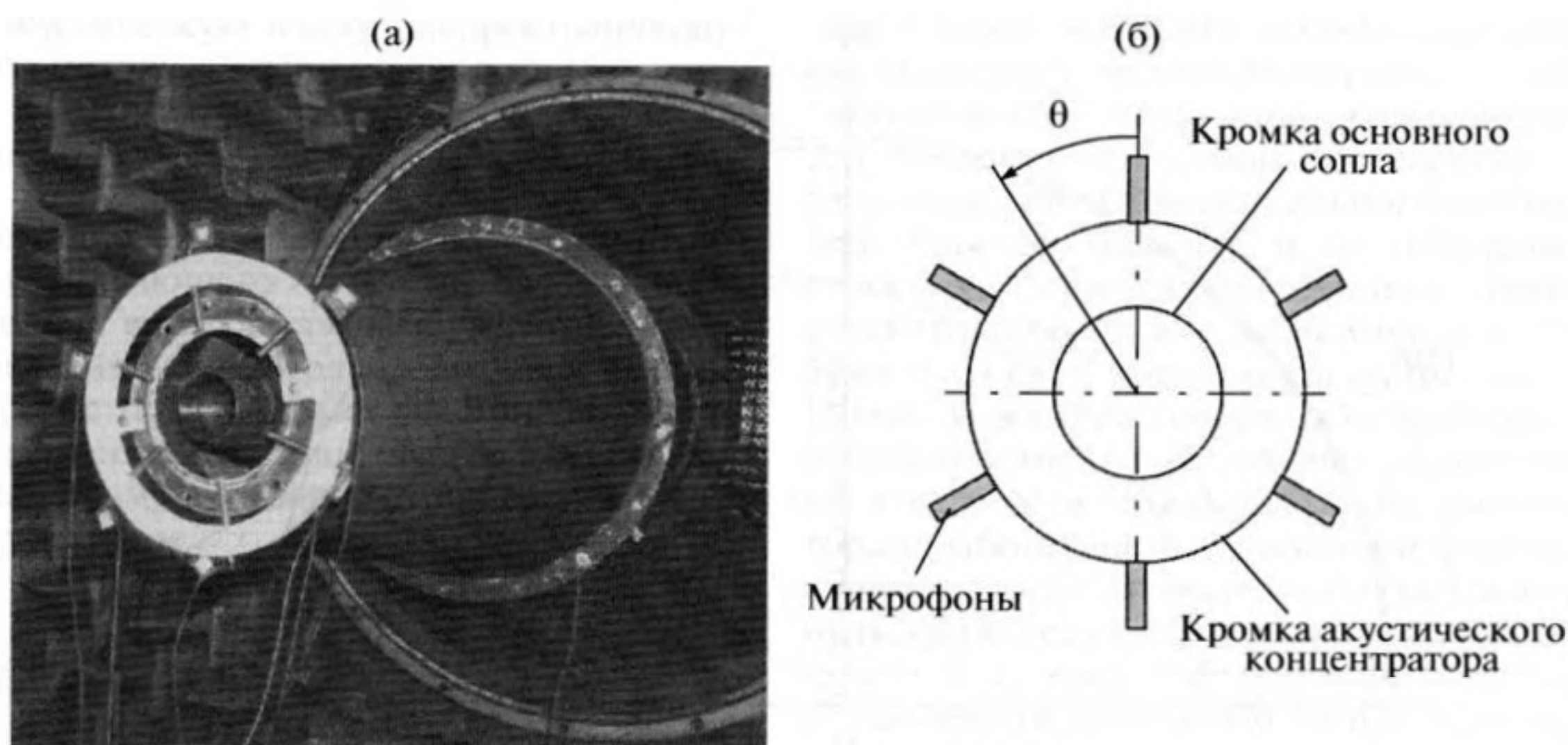


Рис. 5. Расположение микрофонов для контроля азимутальной однородности акустического поля на срезе сопла: (а) фото в заглушенной камере ЦАГИ АК-2, (б) схема расположения микрофонов.

сопла с выходным диаметром 52 мм (число Рейнольдса  $2.17 \times 10^5$ ). Для создания осесимметричного внешнего воздействия был использован металлический усеченный конус (концентратор с углом полураствора около  $20^\circ$  и диаметром меньшего основания 110 мм), расположенный вдоль оси струи и образующий кольцевой сужающийся канал вокруг основного сопла. Кольцевой просвет между задней кромкой конуса и телом основного сопла (вверх по потоку от кромки сопла) был закрыт посредством специального кольца с установленными в нем в диаметрально противоположных положениях двумя звуковыми динамиками. Азимутальная структура создаваемого таким образом звукового поля, падающего извне на кромку сопла, была измерена при отсутствии потока с помощью шести микрофонов 1/4" 4935 Briel & Kjaer, расположенных симметрично вблизи передней

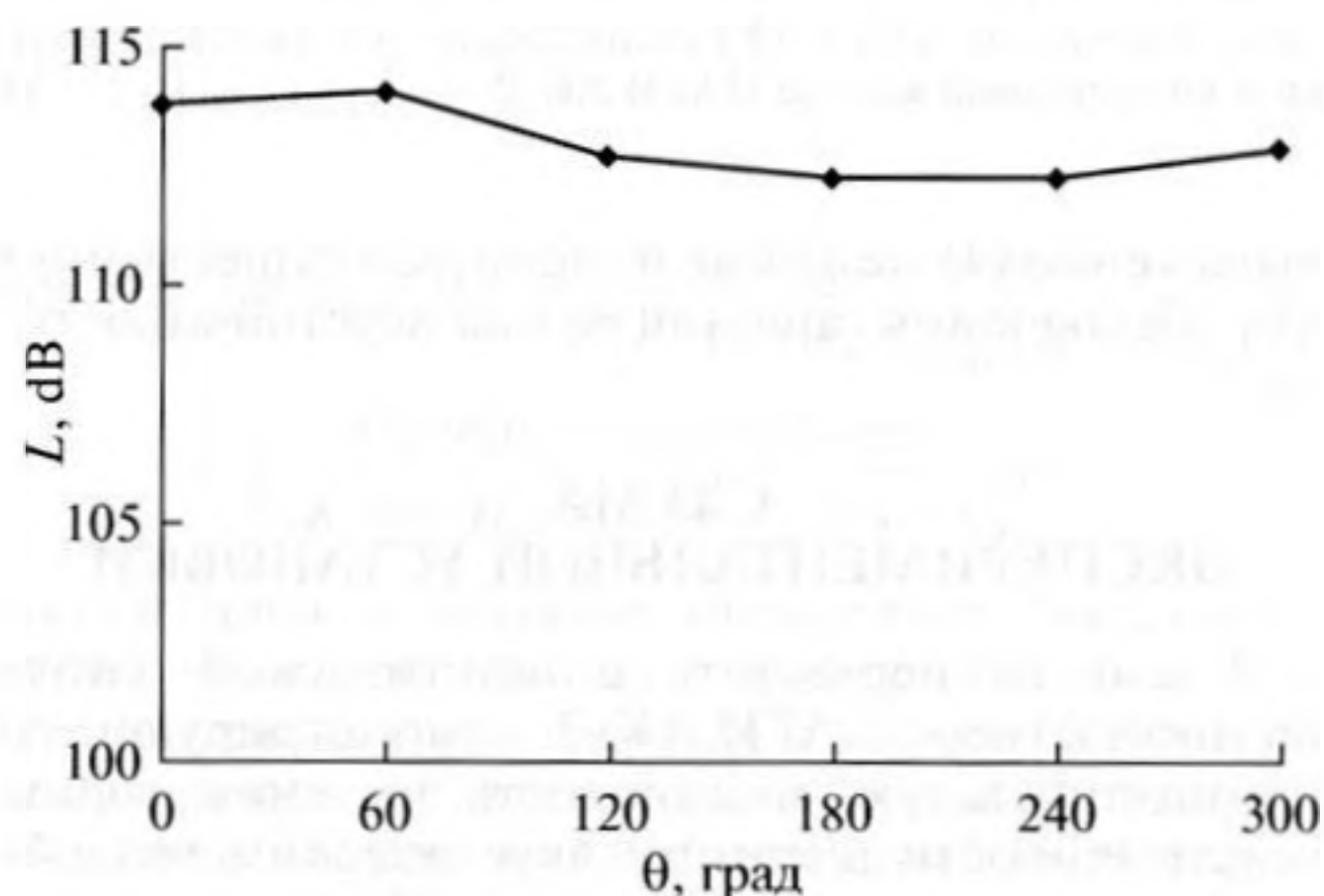


Рис. 6. Зависимость амплитуды звукового сигнала от угла  $\theta$ .

кромки конуса (рис. 5). Результаты измерений, из которых видно, что отклонение от осесимметричного звукового поля не превышает  $\pm 1$  дБ, приведены на рис. 6.

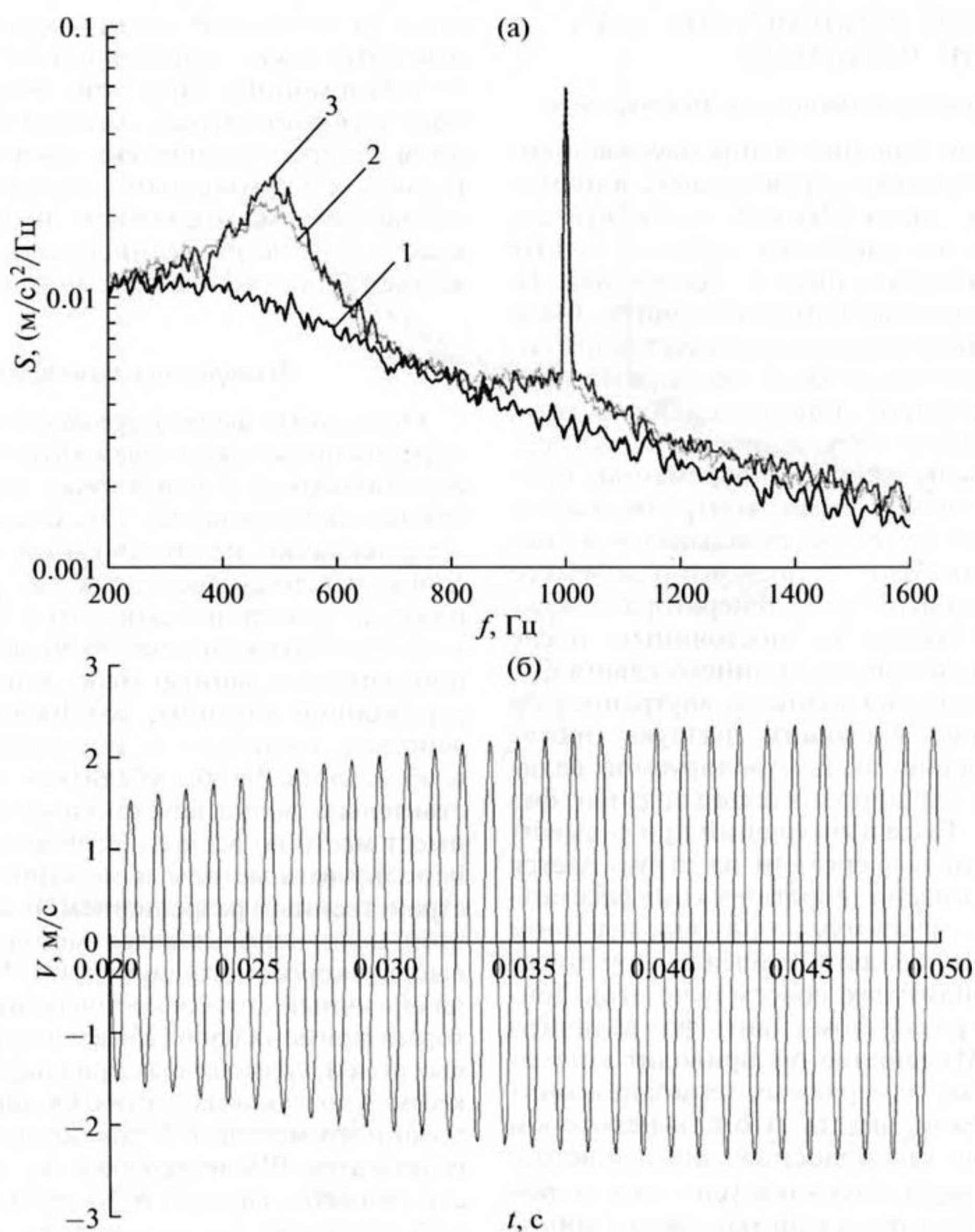
Внутреннее воздействие создавалось звуковым динамиком, расположенным в успокоительной камере на расстоянии примерно 1.5 м вверх по потоку от кромки сопла. Для исследования азимутальной структуры звукового поля использовалась та же система из 6 микрофонов. Проведенные измерения показали, что для внутреннего возбуждения отклонение от осесимметричности не превышает  $\pm 0.5$  дБ. Полученная осесимметричность внешнего и внутреннего акустических воздействий была признана удовлетворительной.

Для исследования ближнего поля струи при воздействии от обоих источников использовался термоанемометр Dantec 55P01, который был расположен в середине сдвигового слоя на расстоянии 100 мм вниз по потоку от среза сопла (рис. 4).

Один микрофон 1/2" 4189C Briel & Kjaer был установлен в дальнем поле на расстоянии 1.5 м от центра среза сопла под углом  $20^\circ$  к оси струи. Акустические измерения проводились с помощью системы сбора и обработки данных Pulse 3560D.

#### ВОЗДЕЙСТВИЕ ОДНИМ ИСТОЧНИКОМ

Поле возмущений при акустическом воздействии на струю, с известными оговорками, дается формулами (2) или (3) при  $V = 0$ . При измерениях термоанемометром (рис. 4) можно измерять параметры гидродинамического поля, опосредованного акустическим воздействием на сдвиговый слой и напрямую связанного с волной неустойчивости. Именно этот сигнал, соответствующий частоте акустического воздействия, представляет



**Рис. 7.** Термоанемометрические измерения пульсаций скорости. (а) спектры: пульсаций: 1 – струя без возбуждения, 2 – возбуждение внешним источником, 3 – возбуждение внутренним источником; частота возбуждения 1 кГц; (б) временная реализация пульсаций скорости в полосе частот  $1000 \pm 10$  Гц.

для нас главный интерес. Микрофон дальнего поля  $M$  будет давать только акустическую часть возмущений в силу быстрого спадания гидродинамических пульсаций при удалении от струи. Отметим также, что поскольку скорость истечения струи мала, то микрофон дальнего поля регистрирует только тональный сигнал, созданный динамиками.

Типичный вид мгновенных спектров пульсаций скорости от термоанемометра представлен на рис. 7а. Для возбужденной струи спектры имеют узкий пик на частоте воздействия. Этот пик имеет гидродинамическую природу и соответствует периодическому проходу максимумов в волне неустойчивости (или вихрей, см. ниже измерения PIV). Действительно, если отфильтровать все

спектральные компоненты, лежащие вне узкой полосы шириной, скажем, 20 Гц вблизи частоты возбуждения, мы получим типичный уровень пульсаций скорости на частоте возбуждения (рис. 7б) примерно 1...2 м/с, что много больше характерной амплитуды колебаний скорости, создаваемой динамиками, так что эти пульсации действительно имеют гидродинамическую природу. Отметим также широкополосное усиление пульсаций на частоте субгармоники. По всей видимости, оно связано с нелинейными гидродинамическими процессами, вызванными акустическим возбуждением, например со спариванием вихрей [18–20].

## СОВМЕСТНОЕ ВОЗДЕЙСТВИЕ ДВУХ ИСТОЧНИКОВ

### *Измерения термоанемометром и микрофоном*

Для реализации гашения волны неустойчивости амплитуда внешнего управляющего динамика настраивалась таким образом, чтобы пульсации скорости в слое смещения струи на частоте возбуждения (амплитуда пика в спектре, рис. 7), измеряемые с помощью термоанемометра, были близки к пульсациям скорости в искусственно созданной волне неустойчивости, создаваемой посредством внутреннего динамика. После того, как уровни внешнего возбуждения были настроены, динамики включались одновременно, причем сдвиг фаз между ними контролировался. Сдвиг фаз на кромке сопла складывался из нескольких величин (рис. 4): неконтролируемого случайного сдвига фаз между генераторами каждого канала, остающегося постоянным после включения генераторов, постоянного сдвига фаз за счет распространения волны по внутреннему и внешнему каналу, имеющим разную протяженность, и изменяемой контролируемой величине  $\Delta\varphi$ , задающей дополнительный сдвиг фаз между каналами. Поле возмущений при совместном акустическом воздействии на струю дается формулой (3). Согласно теоретическому рассмотрению величина максимума при определенном сдвиге фаз должна спадать (в идеале, при точно подобранных амплитудах, совсем исчезать). Действительно, при различном сдвиге фаз величина пика меняется. Изменение  $\Delta\varphi$  приводит к изменению в спектрах, измеряемых термоанемометром (рис. 8). Можно видеть, что при некотором значении  $\Delta\varphi = \varphi_0$  узкополосный пик на частоте возбуждения и широкополосное усиление на субгармонической частоте достигают своего минимума, тогда как при  $\Delta\varphi = \varphi_0 + 180^\circ$  они одновременно достигают максимума (рис. 8). Последний факт говорит о гидродинамической природе широкополосного максимума на субгармонике и его связи с волной неустойчивости.

На рис. 9а, 9б представлены изменения для различных сдвигов фаз  $\Delta\varphi$  величины узкополосного пика (ширина полосы фильтра 20 Гц) и широкополосного пика на субгармонике (ширина полосы фильтра 200 Гц) при измерении термоанемометром, а также узкополосного пика (ширина полосы фильтра 20 Гц), измеренного микрофоном дальнего поля. Значение каждого пика нормировано на соответствующее максимальное значение. Использовались два значения частоты внутреннего динамика для возбуждения исходной волны: 800 и 1000 Гц.

Таким образом, подбирая фазу управляющего сигнала, при согласованной амплитуде, можно существенно погасить величину гидродинамических пульсаций, связанных с развитием искус-

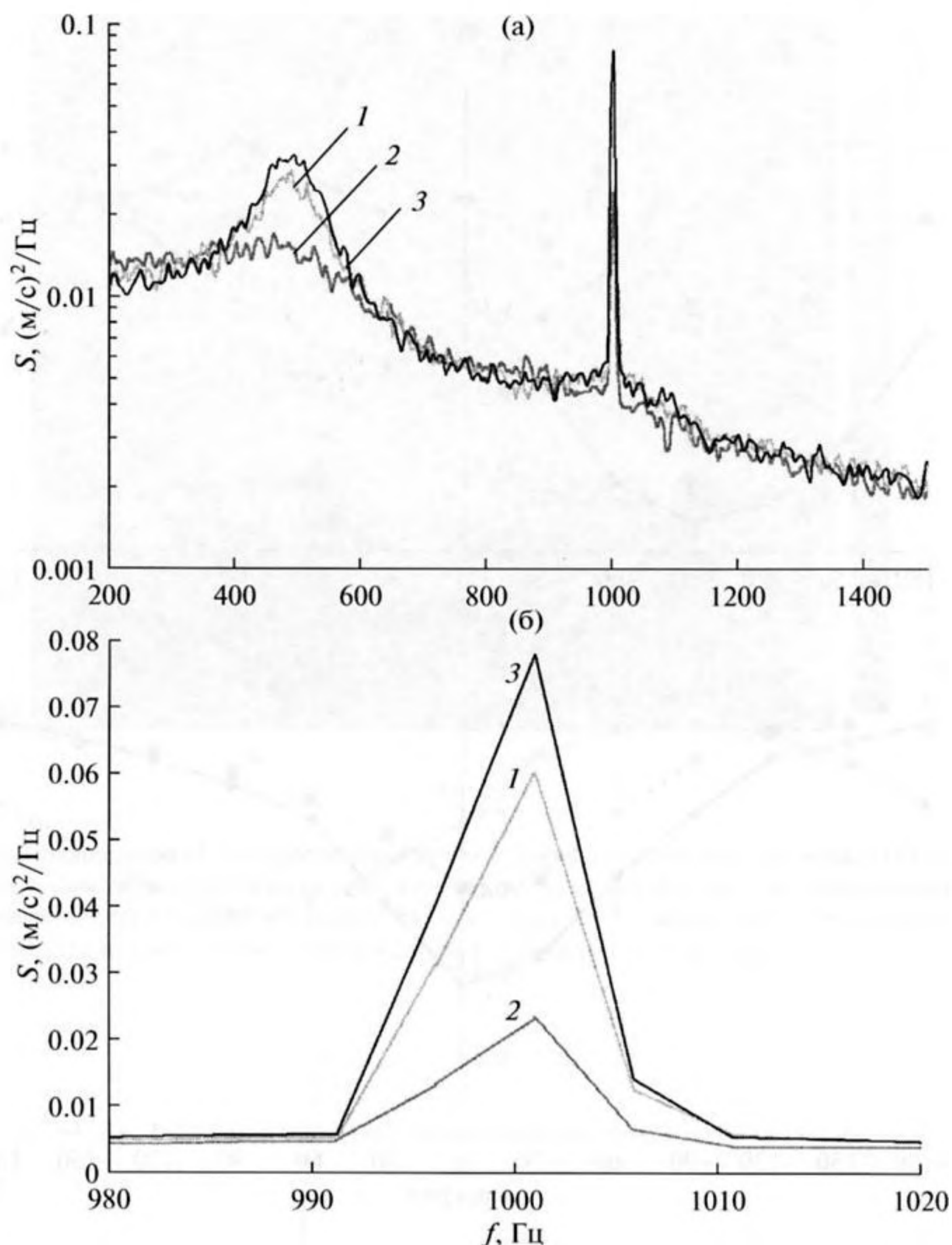
ственно созданной волны неустойчивости. Это относится также к широкополосному максимуму на субгармонике. При этом микрофон дальнего поля измеряет сигнал, который не связан с гашением гидродинамических пульсаций, а связан только с суммарным акустическим полем, определяемым выражением типа (3) с учетом возможного влияния нелинейных эффектов (выражение (3) получено в линейном приближении).

### *Измерения с помощью PIV*

Описанные выше термоанемометрические измерения позволяют отслеживать амплитуду волны неустойчивости в одной точке, но не во всем поле течения одновременно. Это создает возможность неправильной идентификации факта гашения волны неустойчивости, так как уменьшение амплитуды пульсаций скорости в точке измерения могло бы быть качественно объяснено, например, попаданием в данную точку минимума интерференционной картины, возникающей от взаимодействия внешнего и внутреннего источников возбуждения. Чтобы убедиться, что гасится действительно волна неустойчивости и что гашение имеет место во всем сдвиговом слое, необходимо использовать методы измерений с высоким пространственным разрешением. В данной работе для этой цели использовался метод сфазированного высокоскоростного двумерного PIV (2D TR-PIV), аналогичный стробоскопическому методу PIV, который применялся в [25] для исследования звуковых полей, создаваемых при спаривании вихревых колец в дозвуковых струях. Основная идея сфазированного метода PIV заключается в усреднении результатов PIV-измерений по последовательности снимков, каждый из которых имеет одинаковый сдвиг фаз по отношению к управляющему сигналу. Это позволяет выделить периодическую во времени компоненту поля скорости из некогерентных пульсаций. Для идентификации когерентной структуры конкретное значение сдвига фазы не имеет значения, поскольку из экспериментов с теневой съемкой известно [26], что при стробоскопической визуализации с частотой, кратной частоте возбуждающего сигнала, получается "вмороженная" картина когерентных структур в струе для произвольного сдвига фаз вследствие эффекта оптического усреднения. Как следствие, PIV-измерения при совпадении частоты возбуждения и скорости съемки PIV можно проводить без привязки к возбуждающему волну сигналу.

Для проведения PIV-измерений сигналы предварительно настраивались с помощью термоанемометра, после чего термоанемометр убирался. Предварительное использование термоанемометра связано со следующим обстоятельством. Метод PIV позволяет получать поля скорости с





**Рис. 8.** Изменение спектра пульсаций скорости с изменением сдвига фаз между источниками: 1 – возбуждение внутренним источником, 2 – возбуждение двумя источниками при  $\Delta\varphi = \varphi_0$ , 3 –  $\Delta\varphi = \varphi_0 + 180^\circ$ . (а) В широком частотном диапазоне, (б) в области частоты возбуждения. Частота возбуждения 1 кГц.

высоким пространственным и временным разрешением, но требует довольно значительное время на обработку измеренных результатов, тогда как термоанемометр позволяет получать в одной точке спектры гидродинамических пульсаций в режиме реального времени. Соответственно, при предварительной настройке уровня воздействия актуаторов термоанемометр является более удобным, тогда как для итоговых измерений, где желательна разрешение всего поля течения, более предпочтительным является метод PIV.

Для PIV-измерений использовалась та же установка с турбулентной струей, истекающей из сопла со скоростью 50 м/с. Исходная волна неустойчивости создавалась внутренним акустическим

источником, работающим на частоте 1000 Гц; PIV-измерения проводились со скоростью съемки 1000 кадров в секунду, плоскость лазерного ножа проходила через ось струи. Устойчивость частоты возбуждения контролировалась с помощью микрофона М, расположенного в дальнем поле, с точностью 0.5 Гц.

На рис. 10 приведены результаты PIV-измерений поля скорости турбулентной струи при одновременном воздействии обоих источников на струю. Видно, что при подобранном сдвиге фазы  $\Delta\varphi$  управляющего сигнала (рис. 9) происходит значительное снижение интенсивности крупномасштабных когерентных структур, связанных

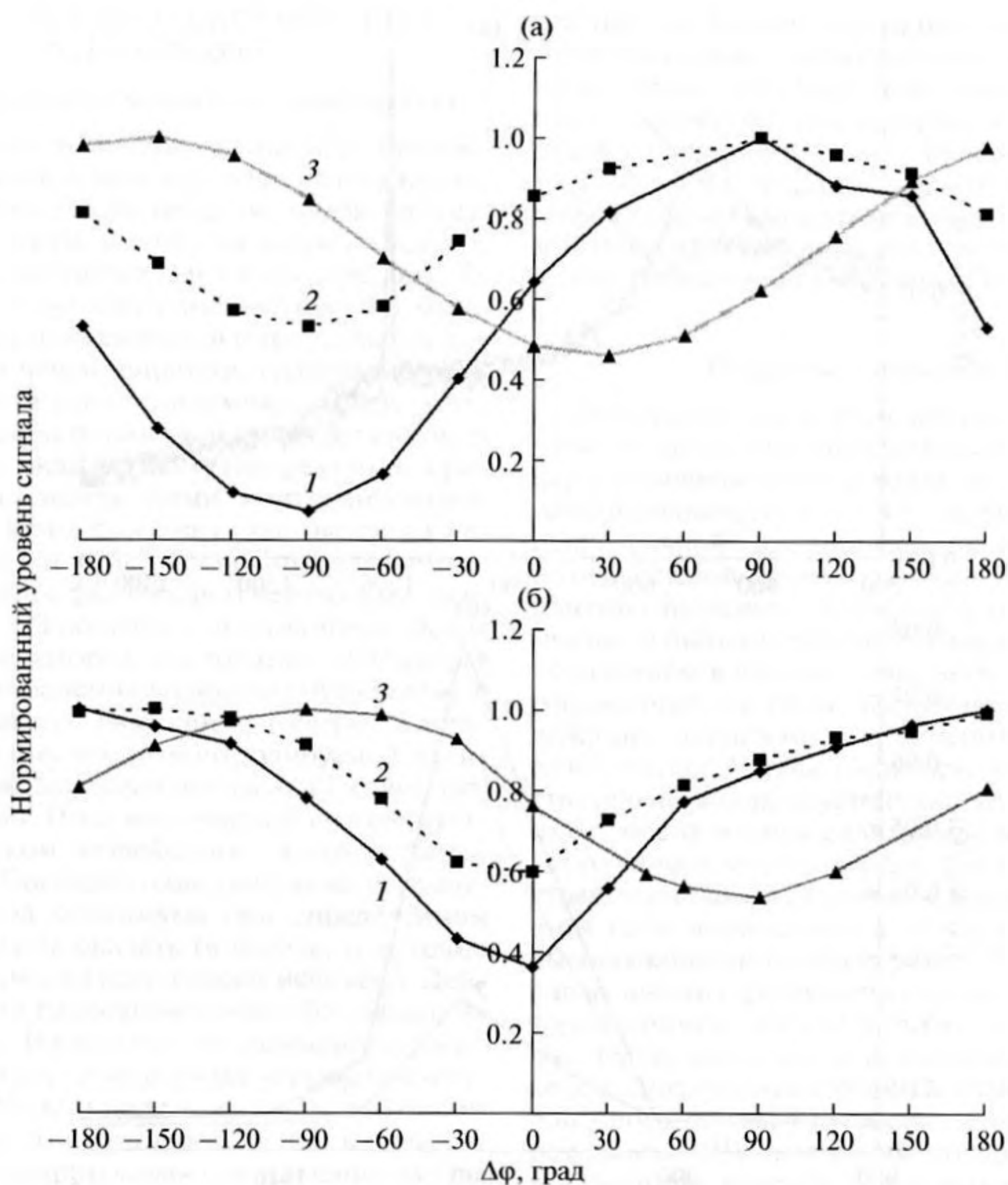


Рис. 9. Изменение нормированной величины узкополосного пика и широкополосного пика для различных сдвигов фаз: 1 – сигнал с термоанемометра, гармоника; 2 – сигнал с термоанемометра, субгармоника; 3 – сигнал с микрофона М, гармоника. (а) Частота возбуждения 0.8 кГц, (б) 1 кГц.

с волной неустойчивости, во всем сдвиговом слое (а не только в точке установки термоанемометра).

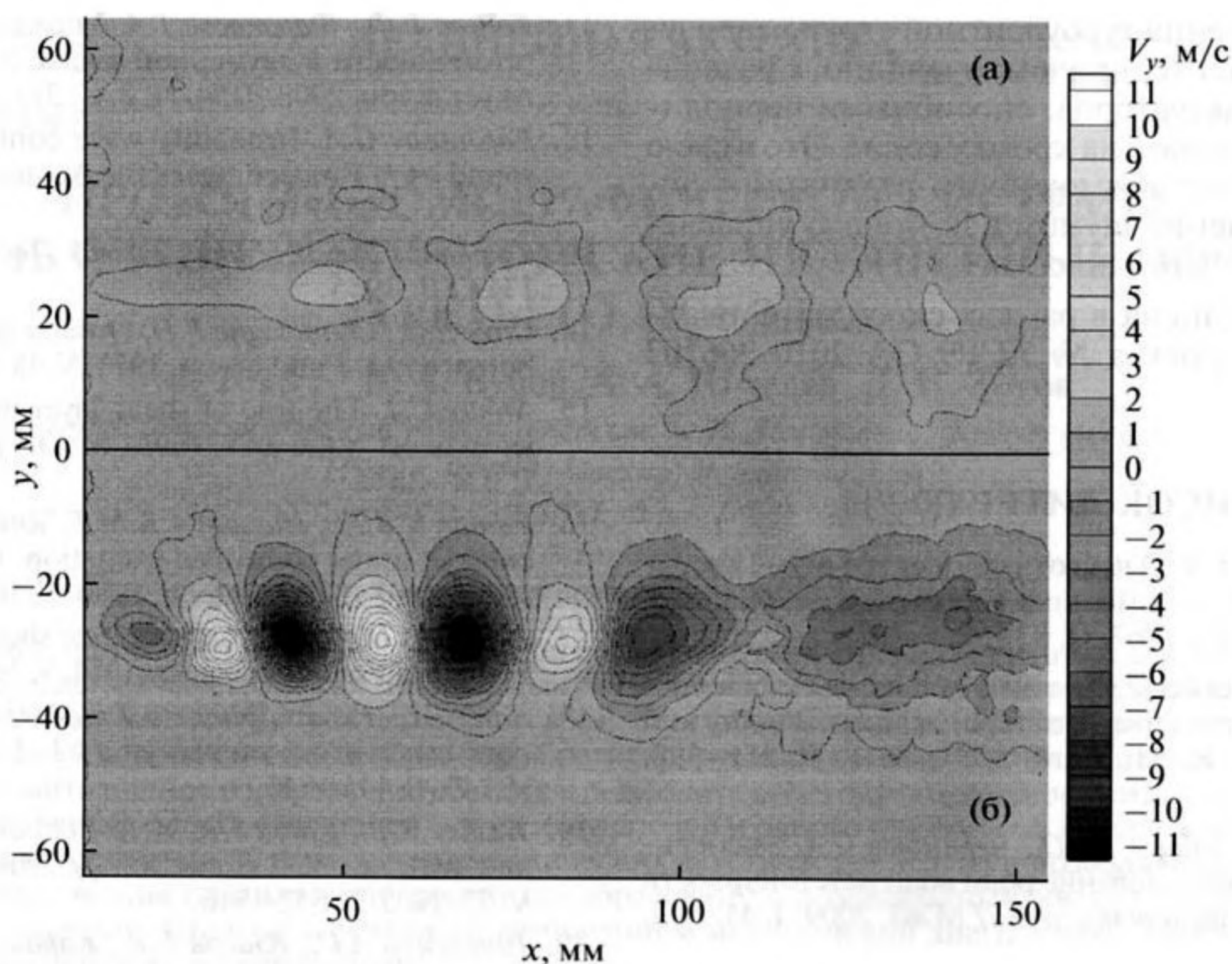
На рис. 11 представлены профили скорости на линии, продолжающей кромку сопла, вдоль оси струи для режимов, приведенных на рис. 10, которые показывают, что соответствующий выбор фазы управляющего сигнала (при согласованной амплитуде) может привести к пятикратному снижению амплитуды волн неустойчивости во всем сдвиговом слое.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

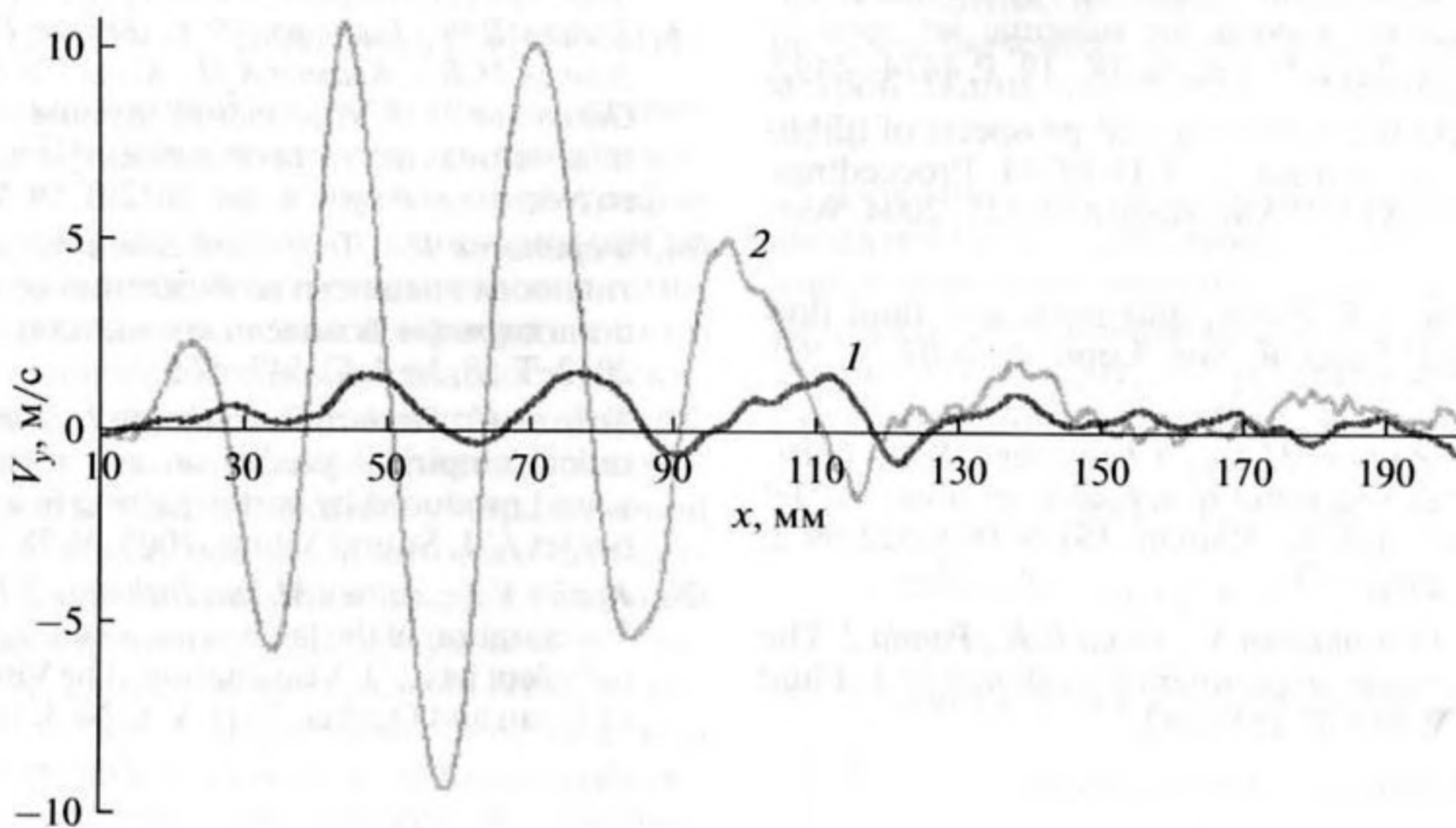
В работе реализовано акустическое управление волной неустойчивости, возбужденной заданным акустическим источником. Тем самым экспериментально подтвержден вывод, сделан-

ный на основании теоретического анализа, о том, что гармоническая по времени волна неустойчивости может быть погашена внешней акустической волной при условии правильного выбора ее амплитуды и фазы.

Термоанемометрические измерения пульсаций скорости в слое смещения струи показали возможность идентификации волны неустойчивости, созданной акустическим воздействием как от исходного внутреннего, так и от управляющего внешнего источника. Эти измерения были использованы для подбора амплитуды внешнего источника. После подбора амплитуды термоанемометрические измерения показали, что искусственно созданную волну неустойчивости в слое смещения можно усилить или погасить в зависимости от фазы управляющего сигнала. PIV-изме-



**Рис. 10.** Изоконтурсы радиальной ( $V_y$ ) скорости турбулентной струи, полученные с помощью PIV измерений, при одновременном воздействии обоих акустических актуаторов для: (а) сдвига фаз  $\Delta\varphi = \varphi_0$ , соответствующего максимальному ослаблению волн неустойчивости; (б) сдвига фаз  $\Delta\varphi = \varphi_0 + 180^\circ$ , соответствующего максимальному усилению волн неустойчивости. Для каждого режима показана только половина течения струи.



**Рис. 11.** Профили скорости на линии, продолжающей кромку сопла, вдоль оси струи для режимов, соответствующих тем, что приведены на рис. 10: 1 – режим максимального ослабления волн неустойчивости; 2 – режим максимального усиления волн неустойчивости.

рения полностью подтвердили этот вывод и показали, что для рассмотренной струи подобранный из термоанемометрических измерений выбор фазы управляющего сигнала приводит к значитель-

ному (в пять раз) снижению амплитуды волн неустойчивости во всем сдвиговом слое.

Данный результат означает, что управление искусственно созданными волнами неустойчиво-

сти в слое смешения турбулентной струи реализуемо в эксперименте, причем, очевидно, с различными типами актуаторов, способными периодически воздействовать на кромку сопла. Это в свою очередь, означает возможность реализации активного управления шумом с помощью управления волнами неустойчивости.

Работа выполнена в рамках скоординированного EU-RF проекта № ACP9-GA-2010-266103 "ORINOCO".

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Седельников Т.Х.* О частотном спектре шума сверхзвуковой струи // Физика аэродинамических шумов. М.: Наука, 1967. С. 83–88.
2. *Tam C.K.W.* Jet noise generated by large-scale coherent motion // Aeroacoustics of flight vehicles. Theory and practice. Ed. H. Hubbard. 1991. V. 1. P. 311–390. ASA/AIP.
3. *Копьев В.Ф., Зайцев М.Ю., Чернышев С.А.* Экспериментальное исследование роли волн неустойчивости в шуме сверхзвуковых струй // МЖГ. 2009. Т. 44. № 4. С. 123–132.
4. *Morris P.J.* The instability of high speed jets // Int. J. Aeroacoustics. 2010. V. 9. № 1–2. P. 1–50.
5. *Suzuki T., Colonius T.* Instability waves in a subsonic round jet detected using a near-field phased microphone array // J. Fluid Mech. 2006. V. 565. P. 197–226.
6. *Cavaliere A.V.G., Jordan P., Agarwal A., Gervais Y.* Jittering wave-packet models for subsonic jet noise // J. Sound Vibrat. 2011. V. 330. № 18–19. P. 4474–4492.
7. *Kopiev V.F.* On the possibility and prospects of turbulent flow noise control // CD-ROM Proceedings. FM11-12156. XXI ICTAM. August 15–21, 2004. Warsaw, Poland.
8. *Ffowcs Williams J.E.* Noise, anti-noise and fluid flow control // Phil. Trans. R. Soc. Lond. A. 2002. V. 360. P. 821–832.
9. *Kopiev V.F., Zaitsev M.Yu., Chernyshev S.A., Ostrikov N.N.* Vortex ring input in subsonic jet noise in "Jet Aeroacoustics", Ed. G. Raman. ISBN 0906522 69 2. 2008. P. 287–318.
10. *Tam C.K.W., Viswanathan K., Ahuja K.K., Panda J.* The sources of jet noise: experimental evidence // J. Fluid Mech. 2008. V. 615. P. 253–292.
11. *Копьев В.Ф., Фараносов Г.А.* Управление волной неустойчивости в двумерной задаче о кромке сопла // Акуст. журн. 2008. Т. 54. № 3. С. 371–379.
12. *Faranosov G.A.* Instability wave control in a subsonic round jet // Proceedings of the Acoustics'08 Paris Conference. 2008. P. 1839–1844.
13. *Стретт Дж.В. (лорд Рэлей)* Теория звука. М.: ГИТТЛ, 1955.
14. *Crow S.C., Champagne F.H.* Orderly structure in jet turbulence // J. Fluid Mech. 1971. V. 48. № 3. P. 547–591.
15. *Moore C.J.* The role of shear-layer instability waves in jet exhaust noise // J. Fluid Mech. 1977. V. 80. № 2. P. 321–367.
16. *Zaman K.B.M., Hussain A.K.M.F.* Vortex pairing in a circular jet under controlled excitation. Part 1. General jet response // J. Fluid Mech. 1980. V. 101. P. 449.
17. *Ho C.M., Huerre P.* Perturbed free shear layers // Annual Review of Fluid Mechanics. 1984. V. 16. P. 365–424.
18. *Arbey H., Ffowcs Williams J.E.* Active cancellation of pure tones in an excited jet // J. Fluid Mech. 1984. V. 149. P. 445–545.
19. *Wicker R.B., Eaton J.K.* Near field of a coaxial jet with and without axial excitation // AIAA Journal. 1994. V. 32. № 3. P. 542–546.
20. *Гиневский А.С., Власов Е.В., Каравосов Р.К.* Акустическое управление турбулентными струями. М.: Физматлит, 2001.
21. *Munt R.M.* The interaction of sound with a subsonic jet issuing from a semi-infinite cylindrical pipe // J. Fluid Mech. 1977. V. 83. № 4. P. 609–640.
22. *Bridges J., Hussain F.* Direct evaluation of aeroacoustic theory in a jet // J. Fluid Mech. 1992. V. 240. P. 469–501.
23. *Копьев В.Ф., Битюрин В.А., Беляев И.В., Годин С.М., Зайцев М.Ю., Климов А.И., Копьев В.А., Моралев И.А., Остриков Н.Н.* Управление шумом струи с помощью плазменных актуаторов диэлектрического барьерного разряда // Акуст. журн. 2012. Т. 58. № 4. С. 473–482.
24. *Фараносов Г.А.* Теоретическое исследование эффективности внешнего возбуждения волн неустойчивости в двумерной модели кромки сопла // Акуст. журн. 2012. Т. 58. № 4. С. 549–555.
25. *Schram C., Taubitz S., Anthoine J., Hirschberg A.* Theoretical/empirical prediction and measurement of the sound produced by vortex pairing in a low Mach number jet // J. Sound Vibrat. 2005. V. 281. P. 171–187.
26. *Kopiev V.F., Zaitsev M.Yu., Inshakov S.I., Guriashkin L.P.* Visualization of the large-scale vortex structures in excited turbulent jets // J. Visualisation. The Visualization Society of Japan and Oshma. 2003. V. 6. № 3. P. 303–311.