

ИССЛЕДОВАНИЕ ЧАСТОТНЫХ СПЕКТРОВ ФЛЮКТУАЦИЙ АМПЛИТУДЫ И РАЗНОСТИ ФАЗ ЗВУКОВЫХ ВОЛН В ТУРБУЛЕНТНОЙ АТМОСФЕРЕ

Г. С. Голицын, А. С. Гурвич, В. И. Татарский

Приводятся результаты экспериментального исследования частотных спектров флюктуаций амплитуды и разности фаз для звука, распространяющегося в приземном слое атмосферы. Сравнение результатов измерений с теорией, базирующейся на колмогоровской схеме турбулентности, обнаруживает их удовлетворительное согласие.

Впервые связь между флюктуациями фазы звука и турбулентностью атмосферы была отмечена Бовшеверовым и Красильниковым [1]. В послевоенные годы серия работ по распространению звука в турбулентной атмосфере была выполнена Красильниковым [2—5]. Им были исследованы временные структурные функции фазы в точке приема в звуковом и ультразвуковом диапазоне при различных расстояниях от излучателя до микрофона и различных частотах звука, а также зависимость интенсивности пульсаций амплитуды от расстояния. Большую работу по исследованию флюктуаций амплитуды звука на звуковых и ультразвуковых частотах выполнил Сучков [6]. Им исследовалась зависимость интенсивности пульсаций от расстояния, а также от метеорологических условий. Была также сделана попытка построить временные корреляционные функции пульсаций амплитуды.

Аналогичные работы проводились и с целью исследования распространения ультракоротких радиоволн (смотри, например, [7], а также [8, 9], где описаны измерения флюктуаций разности фаз сантиметровых радиоволн). Закономерности, которым подчиняются флюктуации амплитуды и фазы звуковых и электромагнитных волн, в основном одинаковы, что объясняется полной аналогией в микроструктуре флюктуаций показателя преломления воздуха для этих типов волн (и те и другие флюктуации описываются «законом $2/3$ »).

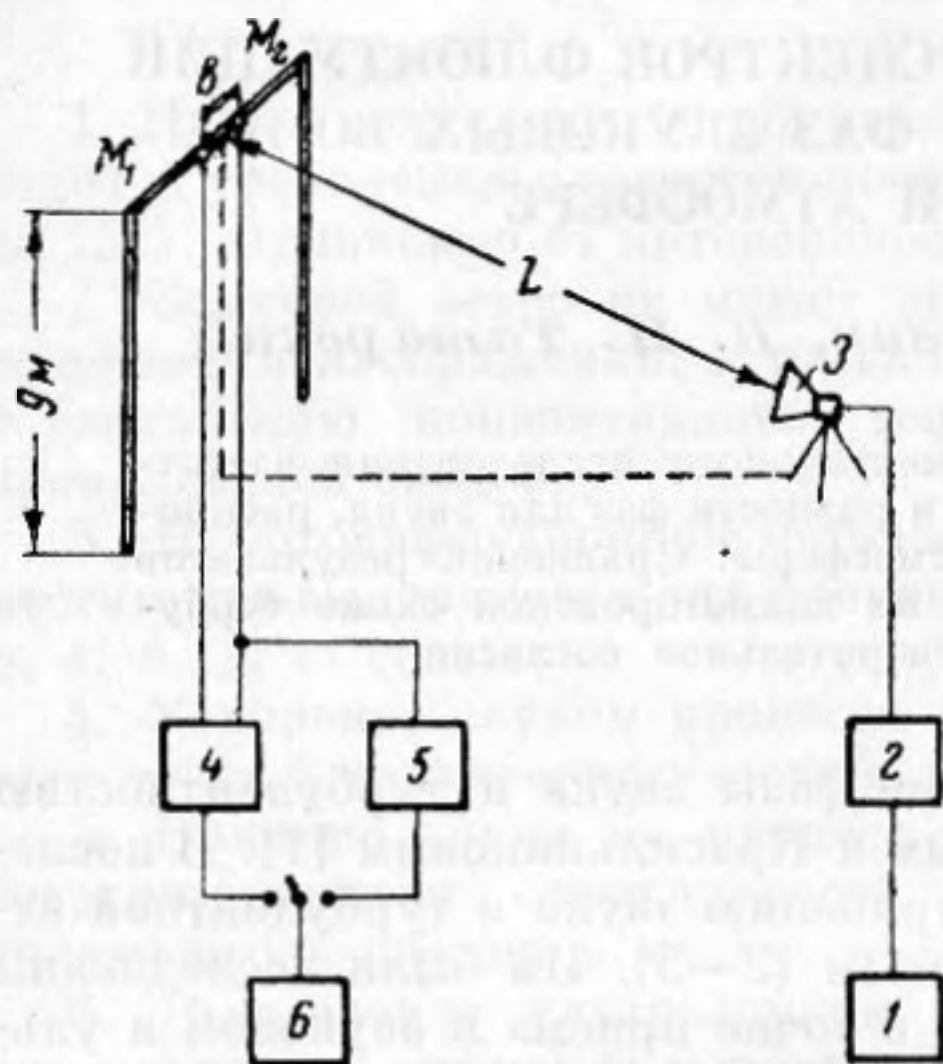
Результаты работ, в которых проводились измерения флюктуаций амплитуды и фазы звуковых волн, достаточно хорошо согласуются с теорией, развитой в работах Красильникова [2], Обухова [10] и Татарского [11].

До сих пор, однако, не исследовался достаточно подробно представляющий интерес для некоторых приложений вопрос о частотных спектрах флюктуаций амплитуды и фазы, эквивалентный вопросу об автокорреляционных функциях этих флюктуаций. Следует отметить, что практическое построение временных автокорреляционных функций сопряжено с большой вычислительной работой или с созданием сравнительно громоздкой аппаратуры; в то же время получение частотных спектров флюктуаций, полностью эквивалентных корреляционным функциям, легко может быть осуществлено при помощи частотного анализатора.

Целью настоящей работы было определение вида частотных спектров флюктуаций амплитуды и разности фаз звуковой волны, распространяющейся в турбулентной атмосфере, и проверка теории, разработанной ранее в теоретических работах (смотри, например, [11]).

Измерения производились в конце лета 1958 г. на открытом и ровном участке степи в районе пос. Цимлянского (Научная станция Ин-та физики атмосферы АН СССР). Схема эксперимента представлена на фиг. 1.

Сигнал, вырабатываемый звуковым генератором 1, поступал на усилитель 2, мощностью в 25 *вт*, нагруженный на громкоговоритель 1А13 3 с коническим рупором. Громкоговоритель располагался на высоте 1,5 м



Фиг. 1

над земной поверхностью. Излучаемый сигнал воспринимался микрофонами M_1 и M_2 , которые помещались на высоте 9 м над землей на горизонтальной ферме и могли перемещаться по ней на специальных тележках. Применение «наклонной» трассы и рупорного громкоговорителя позволило значительно ослабить отражения от земли, так как «отражающая зона» находилась вне основного лепестка диаграммы направленности рупора. Коэффициент отражения от земли под углом 10° , измеренный при помощи импульсной аппаратуры, описанной в [12], был менее 0,1 по амплитуде. Сигналы с микрофонов поступали на стартовый фазометр 4 и, с одного из микрофонов, на усилитель с линейным детектором на выходе 5.

Напряжение с выхода фазометра или детектора подавалось на 30-канальный частотный анализатор 6. Напряжение с детектора подавалось также на интегрирующий вольтметр, показания которого были пропорциональны средней амплитуде звука.

Частотный анализатор имел 30 полуоктавных фильтров, расположенных с интервалом в 0,5 октавы от 0,05 до 1160 *гц*. На выходе каждого фильтра имелся линейный детектор и интегрирующая *RC* цепочка с постоянной времени 100 *сек*. Показания со всех 30 фильтров записывались электронным потенциометром ЭПП-09. По измеренным значениям среднего модуля напряжения в данной полосе частот рассчитывался средний квадрат этого напряжения по формуле $\bar{u}_\omega^2 = (\pi/2)(|\bar{u}_\omega|)^2$. Коэффициент пропорциональности в этой формуле зависит, вообще говоря, от закона распределения вероятностей для исследуемого напряжения. Приведенное значение этого коэффициента соответствует нормальному закону распределения, но с достаточной степенью точности может быть применено и для законов распределения, близких к нормальному. Каждое измерение частотного спектра производилось с общим осреднением в 10 *мин* (5 последовательных записей спектров, осредненных интегрирующими цепочками анализатора частот по интервалу в 100 *сек*).

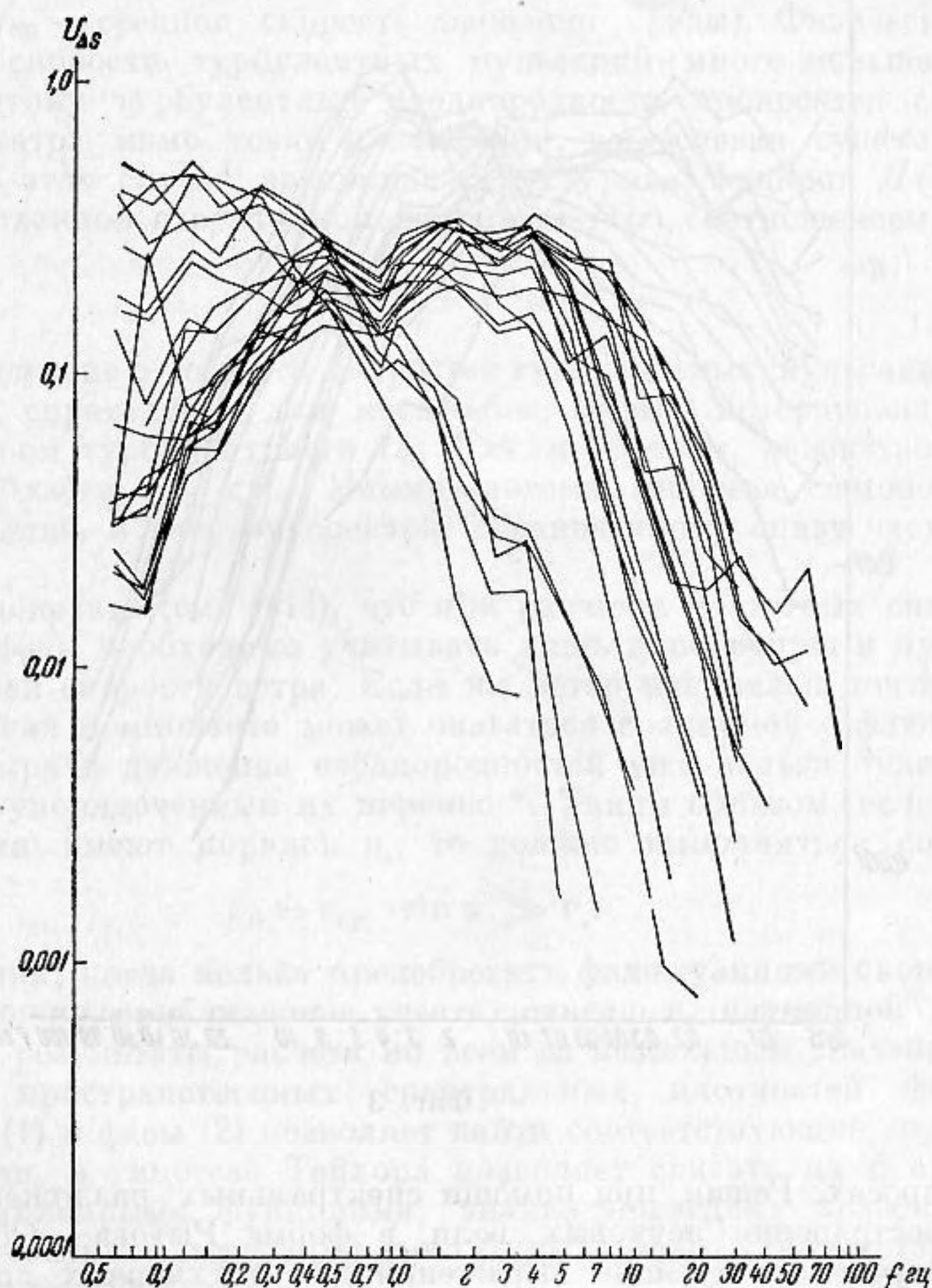
Одновременно с акустическими измерениями производились измерения скорости и направления ветра, а также температуры на высотах 0,5; 1; 2; 4; 8 и 12 м. На основе этих измерений определялись характеристики турбулентного режима атмосферы, необходимые при анализе результатов измерений.

Измерения производились на трех частотах: 2, 6 и 8,5 *кГц*. Длина трассы L менялась от 21 до 80 м, база b — от 0,4 до 3 м.

Применявшийся фазометр позволял регистрировать пульсации фазы в пределах $\pm\pi$. Поэтому в случаях больших флюктуаций показателя преломления измерения проводились на малых расстояниях, малых фазах и

меньших частотах. Относительные пульсации амплитуды σ_A/\bar{A} составляли 0,1—0,42.

Всего для обработки было взято 16 спектров флюктуаций амплитуды и 21 спектр разности фаз, полученных в основном в ночное время. Были отброшены спектры, во время получения которых ветер был направлен почти вдоль луча (в пределах $\pm 30^\circ$), или когда абсолютная скорость ветра была менее 1 м/сек, поскольку слабый ветер измеряется с малой точностью.



Фиг. 2

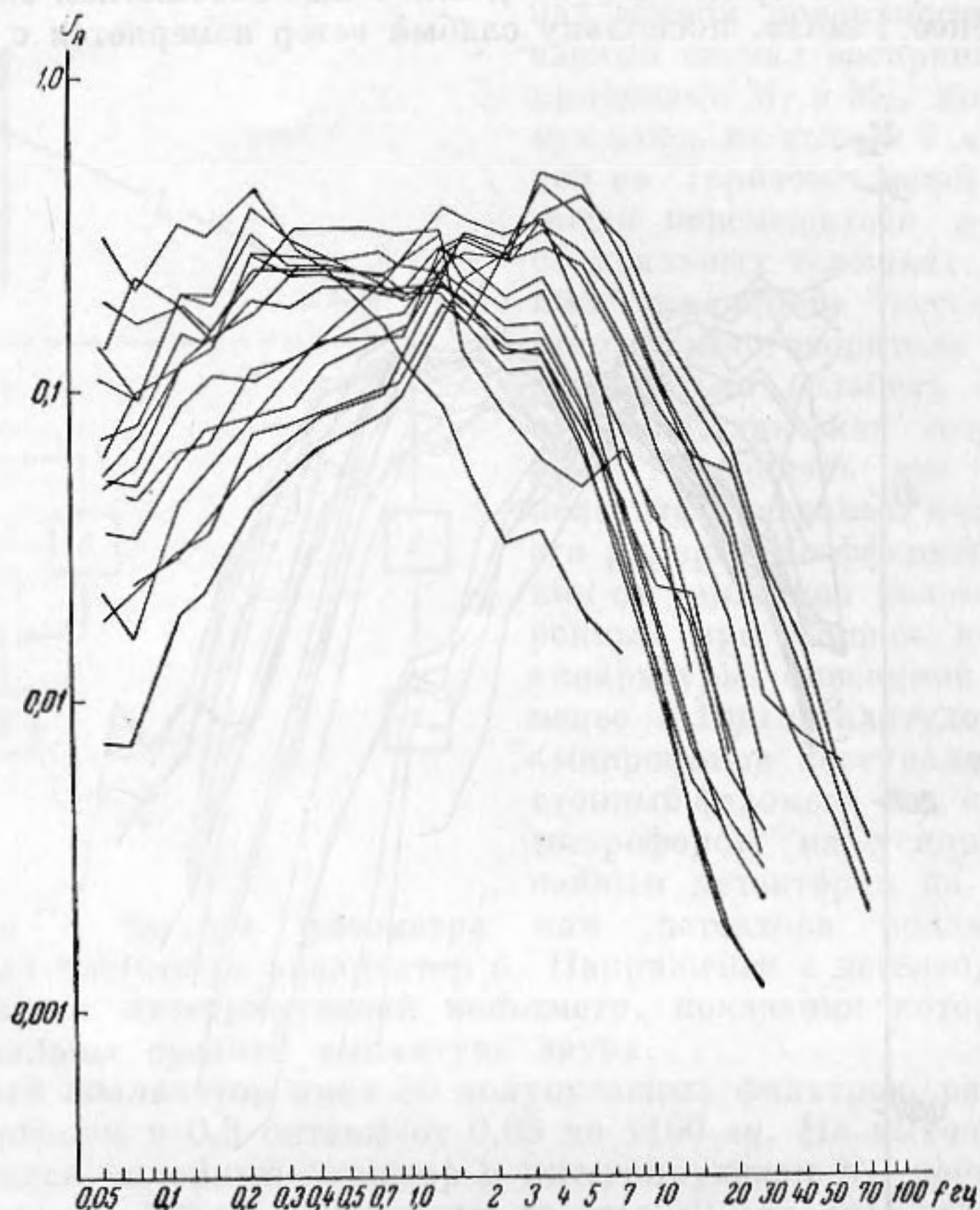
Результаты измерений частотных спектров представлены на фиг. 2 и 3, где в логарифмическом масштабе отложены по осям абсцисс частота, по осям ординат — безразмерные величины

$$U_A(f) = \frac{f \cdot W_A(f)}{\int_{0.05}^{1160} W_A(f) df}, \quad U_{\Delta S}(f) = \frac{f \cdot W_{\Delta S}(f)}{\int_{0.05}^{1160} W_{\Delta S}(f) df},$$

где $W_A(f)$ и $W_{\Delta S}(f)$ — спектральные плотности флюктуаций амплитуды и разности фаз звуковой волны. Величины U_A и $U_{\Delta S}$ подчинены условию нормировки $\int_0^{\infty} U_A(f) d \ln f = \int_0^{\infty} U_{\Delta S}(f) d \ln f = 1$ и представляют собой нормированную спектральную плотность «мощности» флюктуаций в ло-

гарифмическом масштабе. На фиг. 2 и 3 объединены частотные спектры, относящиеся к различным расстояниям, частотам, величинам базы и метеорологическим условиям; этим объясняется большой разброс полученных спектров.

Прежде чем переходить к более детальному анализу полученных результатов, целесообразно кратко остановиться на некоторых теорети-



Фиг. 3

ческих вопросах. Решая при помощи спектральных разложений уравнения распространения звуковых волн в форме Рытова — Обухова [10], можно получить следующие выражения для двухмерных спектральных плотностей флюктуаций амплитуды и фазы волны [11]:

$$F_A(x) = 0,1k^2LC_n^2 \left[1 - \frac{k}{x^2L} \sin \frac{x^2L}{k} \right] x^{-11/3}, \quad (1)$$

$$F_S(x) = 0,1k^2LC_n^2 \left[1 + \frac{k}{x^2L} \sin \frac{x^2L}{k} \right] x^{-11/3}, \quad (2)$$

где F_A и F_S — двухмерные спектральные плотности флюктуаций амплитуды и фазы, x — модуль пространственного волнового числа. Формулы (1) и (2) справедливы, если флюктуации показателя преломления подчинены «закону $2/3$ »:

$$\overline{[n(r_1) - n(r_2)]^2} = C_n^2 |r_1 - r_2|^{2/3} \quad (3)$$

и если волновое число x находится в интервале $2\pi/L_0 \ll x \ll 2\pi/l_0$, где L_0 — внешний, а l_0 — внутренний масштабы турбулентности.

От пространственных спектральных разложений можно перейти к временным (частотным) спектрам флуктуаций амплитуды и фазы. Вообще говоря, для нахождения частотных спектров флуктуаций необходимо знать пространственно-временную корреляционную функцию показателя преломления, для которой в настоящее время еще нет достаточно надежной и полной теории. В первом приближении, однако, можно принять гипотезу «замороженной» турбулентности Дж. Тэйлора, согласно которой величины скорости ветра, температуры и других параметров в точке \mathbf{r} в момент t имеют то же значение, что и в точке $\mathbf{r} - \tau \mathbf{v}_{\text{ср}}$ в момент $t - \tau$ ($\mathbf{v}_{\text{ср}}$ — средняя скорость движения среды). Физически это означает, что скорости турбулентных пульсаций много меньше скорости ветра и поэтому турбулентные неоднородности проносятся со средней скоростью ветра мимо точки наблюдения, не успевая существенно измениться. В этом случае временная структурная функция $H(\tau)$ связана с пространственной структурной функцией $D(r)$ соотношением

$$H(\tau) = D(\tau v_{\text{ср}}). \quad (4)$$

Предположение о малости скоростей турбулентных пульсаций по сравнению с $v_{\text{ср}}$ справедливо для масштабов, малых по сравнению с внешним масштабом турбулентности L_0 . Таким образом, равенство (4) справедливо в области $\tau v_{\text{ср}} \ll L_0$. Иными словами, гипотеза «замороженности» применима лишь к участку спектра, ограниченному снизу частотой $\omega = L_0/v_{\text{ср}}$.

Можно показать (см. [11]), что при расчетах частотных спектров амплитуды и фазы необходимо учитывать лишь поперечную к лучу компоненту средней скорости ветра. Если же ветер направлен почти по лучу, его поперечная компонента может оказаться сравнимой с флуктуациями скорости ветра и движение неоднородностей уже нельзя будет рассматривать как упорядоченный их перенос*. Таким образом, если флуктуации скорости имеют порядок v_* , то должно выполняться соотношение

$$v_n = v_{\text{ср}} \cdot \sin \alpha \gg v_*. \quad (5)$$

В тех случаях, когда нельзя пренебрегать флуктуациями скорости переноса, их можно приближенно учесть, считая v_n случайной величиной и осредняя результаты расчета по всем ее возможным значениям.

Знание пространственных спектральных плотностей флуктуаций амплитуды (1) и фазы (2) позволяет найти соответствующие корреляционные функции, а гипотеза Тейлора позволяет связать их с временными автокорреляционными функциями; знание последних позволяет найти частотные спектры флуктуаций амплитуды и фазы. Соответствующие вычисления дают [11]:

$$\frac{f(W_A)(f)}{\bar{\chi}^2} = U_A(f) = 1,35 \Omega \int_0^{\infty} \left[1 - \frac{\sin(v^2 + \Omega^2)}{v^2 + \Omega^2} \right] (v^2 + \Omega^2)^{-11/6} dv, \quad (6)$$

где $\bar{\chi}^2 = \overline{(\ln A/A_0)^2}$ — средний квадрат флуктуаций уровня сигнала, $W_A(f)$ — спектральная плотность флуктуаций амплитуды, $\Omega = f/f_0$, $f_0 = v_n / \sqrt{2\pi\lambda L}$ — характерная частота флуктуаций, определяемая скоростью v_n и размером зоны Френеля $\sqrt{\lambda L}$. Из (6) следует, что безразмерная величина $U_A(f) = fW_A(f)/\bar{\chi}^2$ является функцией безразмерной частоты Ω . Заметим, что $fW_A(f)$ представляет собой плотность энергии

* Поскольку в приземном слое атмосферы отношение пульсационной скорости к средней скорости ветра не слишком мало (порядка 0,1—0,3), то этот эффект сказывается и в общем случае.

флюктуаций в логарифмической шкале частот, поскольку $\int_0^{\infty} W_A(f) df = \int_0^{\infty} f W_A(f) d \ln f$. Функция (6) имеет максимум при $\Omega = 1,38$. Таким образом, наибольший вклад в энергию флюктуаций амплитуды дают неоднородности с размерами порядка $\sqrt{\lambda L}$.

Вычисления спектра фазы приводят к следующему выражению [11]:

$$W_S(f) = 2,5 C_n^2 k^2 L^{7/2} v_n^{-1} \int_0^{\infty} \left[1 + \frac{\sin(v^2 + \Omega^2)}{v^2 + \Omega^2} \right] (v^2 + \Omega^2)^{-11/6} dv. \quad (7)$$

Можно убедиться в том, что интеграл в (7) имеет асимптотические разложения $1,68 \Omega^{-5/2}$ при $\Omega \gg 1$ и $0,84 \Omega^{-5/2}$ при $\Omega \ll 1$; поэтому спектральная плотность флюктуаций базы будет *

$$W_S(f) = \begin{cases} 0,016 C_n^2 v_n^{5/2} k^2 L f^{-5/2} & \text{при } f \ll f_0 \\ 0,031 C_n^2 v_n^{5/2} k^2 L f^{-5/2} & \text{при } f \gg f_0. \end{cases} \quad (8)$$

При $\Omega \gg 1$ интеграл в (7) совпадает с интегралом в (6) и в этом случае

$$f W_A(f) / \bar{\chi}^2 = 1,13 \Omega^{-5/2}; \quad f_0 W_A(f) / \bar{\chi}^2 = 1,13 \Omega^{-5/2}. \quad (9)$$

Частотный спектр $W_{\Delta S}$ разности фаз в двух точках M_1 и M_2 , лежащих в перпендикулярной к лучу плоскости, оказывается связанным с частотным спектром фазы W_S соотношением

$$W_{\Delta S}(f) = 4 \sin^2 \frac{\pi b f}{v_n} W_S(f), \quad (10)$$

где b — расстояние между точками M_1 и M_2 . Вывод этой формулы аналогичен выводу соответствующей формулы для случайных процессов (смотри [13], стр. 198). Подставляя сюда формулы (8), мы получим выражение:

$$f W_{\Delta S}(f) = \text{const} \cdot C_n^2 v_n^{5/2} k^2 L \sin^2(\pi b f / v_n) \cdot f^{-5/2},$$

которое после нормировки (деления на $\overline{\Delta S^2} = \text{const} \cdot C_n^2 k^2 L b^{5/2}$) принимает вид:

$$f W_{\Delta T}(f) / \overline{\Delta S^2} = 0,045 \sin^2(\pi b f / v_n) \cdot \left(\frac{b f}{v_n} \right)^{-5/2} \quad (11)$$

(причем постоянная в (11) определена из условия нормировки $\int_0^{\infty} W_{\Delta S}(f) df = \overline{\Delta S^2}$).

Таким образом, безразмерная функция $U_{\Delta S}(f) = f W_{\Delta S}(f) / \overline{\Delta S^2}$ оказывается функцией безразмерного параметра $b f / v_n$. Функция (15) при $b f / v_n \ll 1$ имеет вид:

$$f W_{\Delta S}(f) / \overline{\Delta S^2} = U_{\Delta S}(f) \approx 0,44 (b f / v_n)^{1/2}, \quad (12)$$

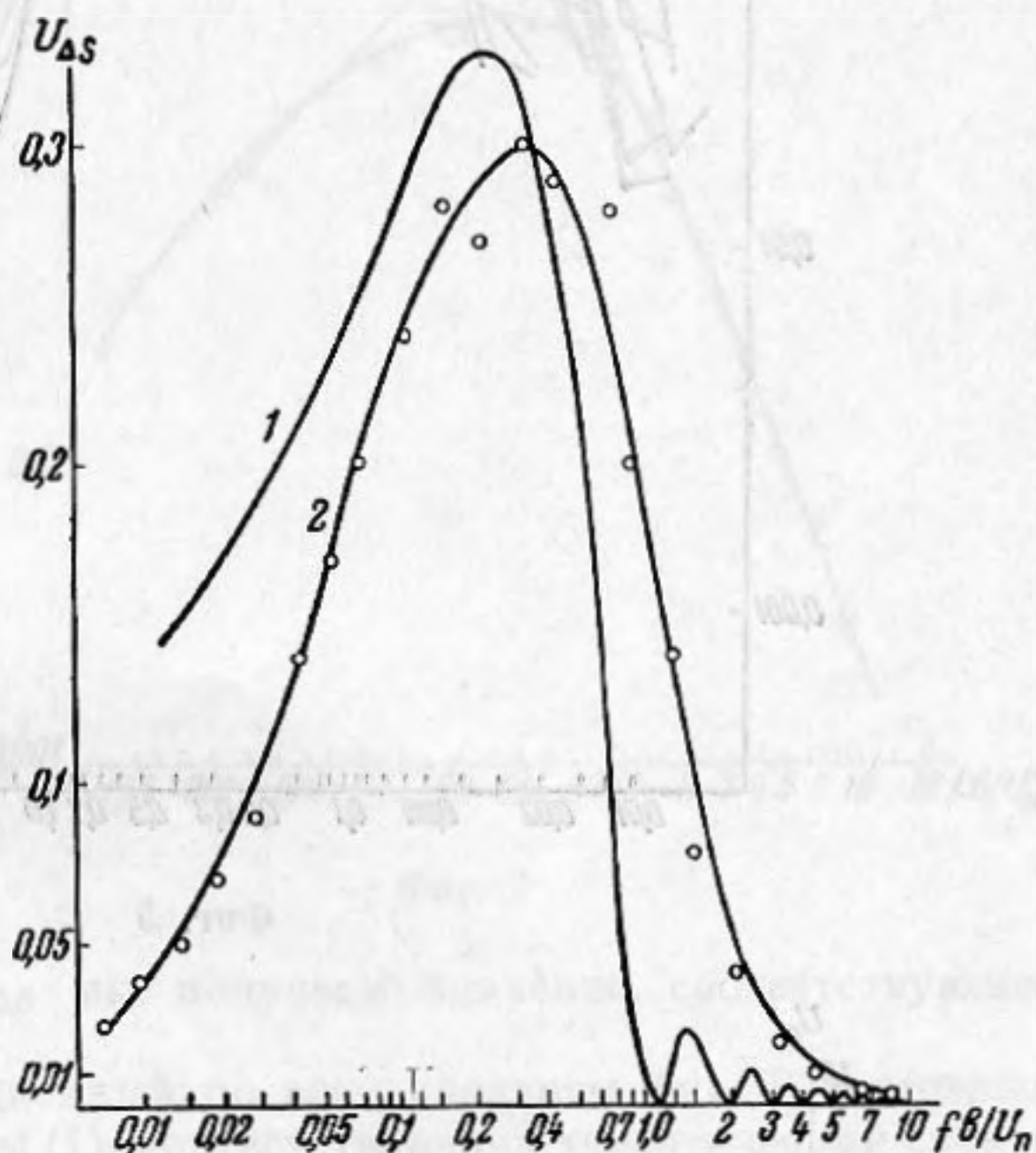
т. е. в области низких частот $f U_{\Delta S}(f) \sim f^{1/2}$. При $b f / v_n \gg 1$ функция

* Заметим, что показатель степени $-\alpha$, в который входит частота f в (8), связан с показателем степени μ в структурной функции $D_n(r) = C_n^2 r^\mu$ соотношением $\alpha = \mu + 2$. Поскольку для всех принципиально возможных структурных функций $\mu > 0$, то отсюда следует, что $\alpha > 2$.

$U_{\Delta S}(f)$ убывает как $f^{-3/2}$. Характерная частота f_1 , при которой (11) имеет максимум, равна $f_1 = 0,22 \frac{v_n}{b}$, т. е. определяется размером базы и скоростью ветра. Функция (11) изображена на фиг. 4 (теоретическая кривая 1; смысл кривой 2 будет ясен из дальнейшего). Как видно из этой фигуры, наибольший вклад в энергию флюктуаций разности фаз производят неоднородности с размерами порядка длины базы. Следует отметить, что при анализе спектра флюктуаций разности фаз частотным анализатором с полосой пропускания большей, чем v_n/b , провалы в спектре, соответствующие нулям множителя $\sin^2(\pi b f/v_n)$, не будут обнаружены. Кроме того, за счет флюктуаций в скорости переноса неоднородностей положение нулей должно изменяться, что в среднем также приведет к выравниванию спектра. Поэтому форму спектра в высокочастотной области можно получить, заменяя $\sin^2(\pi b f/v_n)$ его средним значением, равным $1/2$:

$$U_{\Delta S}(f) = \frac{f W_{\Delta S}(f)}{\Delta S^2} = \\ = 0,022 (fb/v_n)^{-3/2}$$

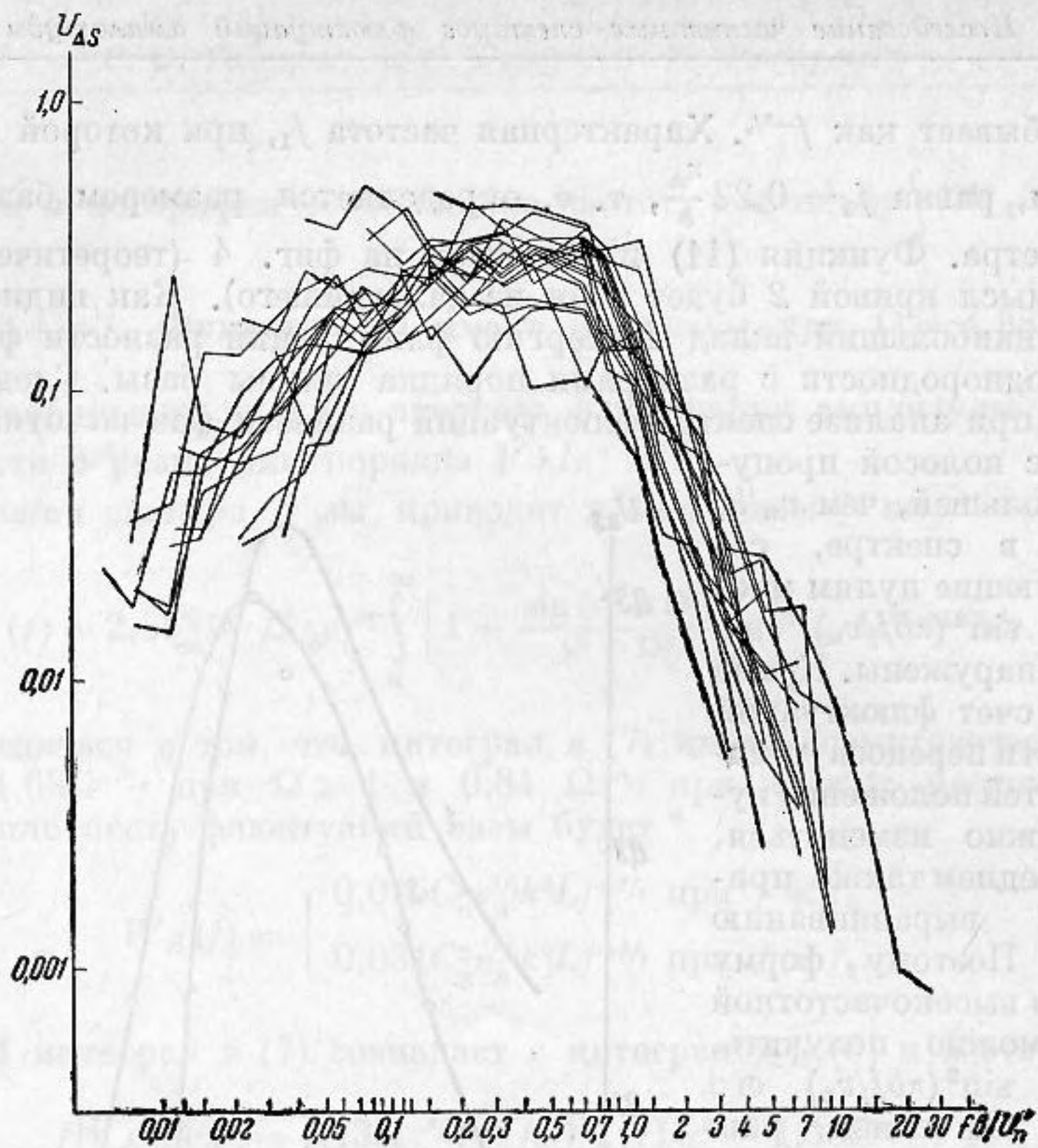
при $f \gg f_1$. (13)



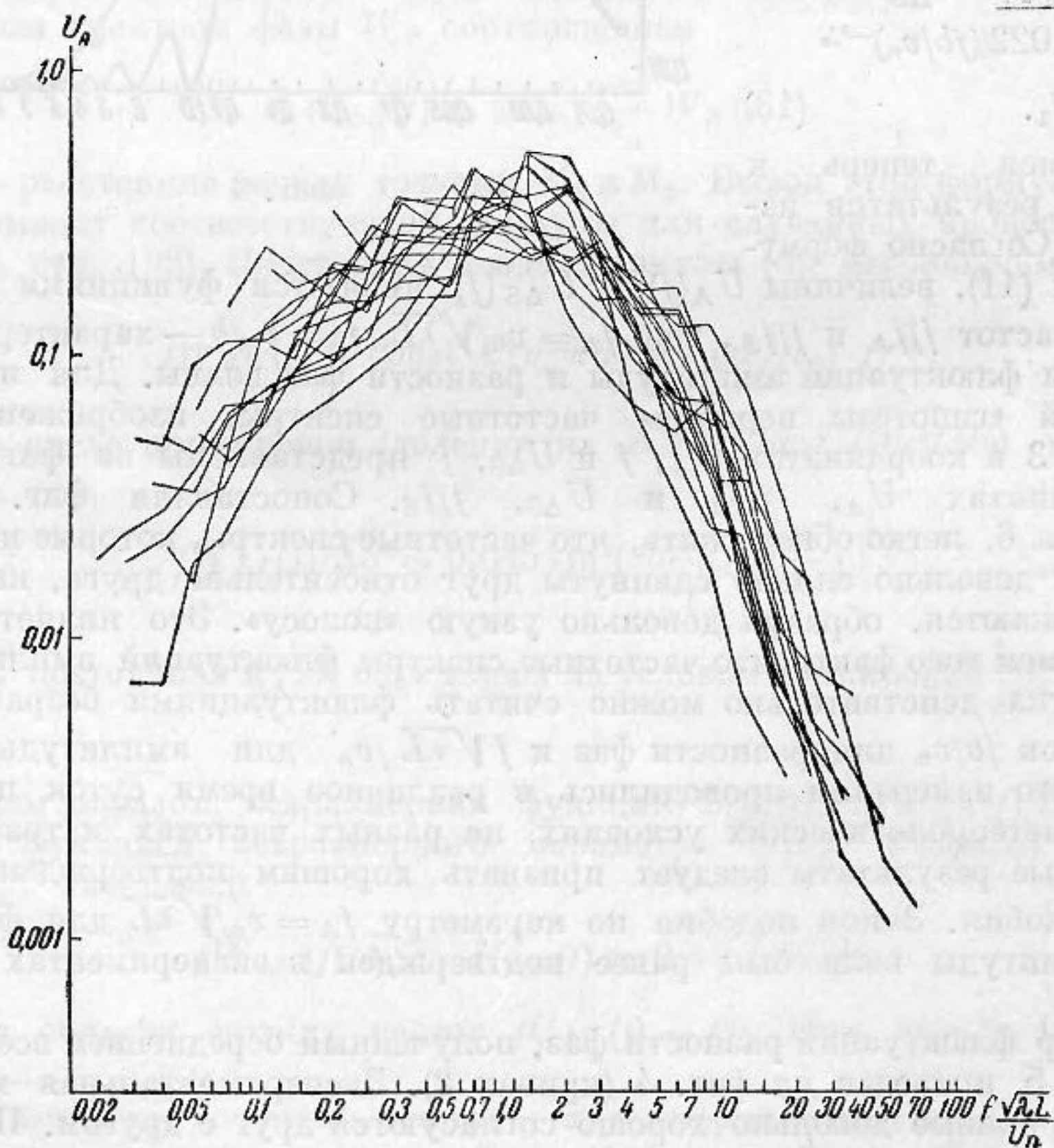
Фиг. 4

Вернемся теперь к анализу результатов измерений. Согласно формулам (6) и (11), величины $U_A(f)$ и $U_{\Delta S}(f)$ являются функциями безразмерных частот f/f_A и f/f_S , где $f_A = v_n/\sqrt{\lambda L}$, $f_S = v_n/b$ — характерные частоты для флюктуаций амплитуды и разности фаз волны. Для проверки указанной «гипотезы подобия» частотные спектры, изображенные на фиг. 2 и 3 в координатах U_A, f и $U_{\Delta S}, f$ представлены на фиг. 5 и 6 в координатах $U_A, f/f_A$ и $U_{\Delta S}, f/f_S$. Сопоставляя фиг. 2 и 3 с фиг. 5 и 6, легко обнаружить, что частотные спектры, которые на фиг. 2 и 3 были довольно сильно сдвинуты друг относительно друга, на фиг. 5 и 6 сближаются, образуя довольно узкую «полосу». Это является подтверждением того факта, что частотные спектры флюктуаций амплитуды и фазы звука действительно можно считать флюктуациями безразмерных аргументов fb/v_n для разности фаз и $f\sqrt{\lambda L}/v_n$ для амплитуды. Если учесть, что измерения проводились в различное время суток при различных метеорологических условиях, на разных частотах и трассах, то полученные результаты следует признать хорошим подтверждением гипотез подобия. Закон подобия по параметру $f_A = v_n/\sqrt{\lambda L}$ для флюктуаций амплитуды волн был ранее подтвержден в экспериментах со светом [14].

Спектр флюктуаций разности фаз, полученный осреднением всех спектров фиг. 5, приведен на фиг. 4 (кривая 2). Экспериментальная и теоретическая кривые довольно хорошо согласуются друг с другом. Провалы, соответствующие высокочастотной части спектра, на экспериментальной кривой отсутствуют по причинам, указанным выше.



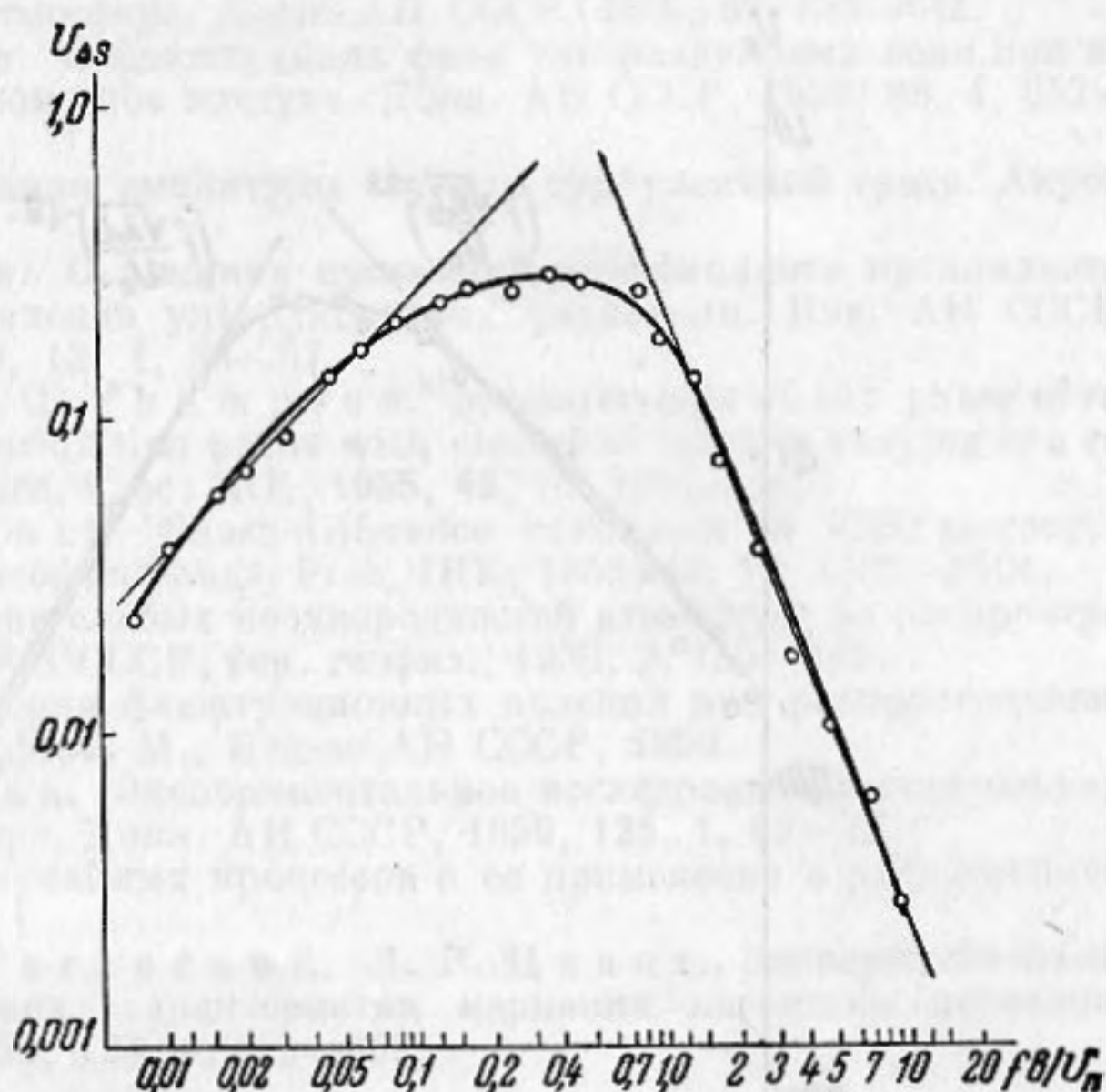
Фиг. 5



Фиг. 6

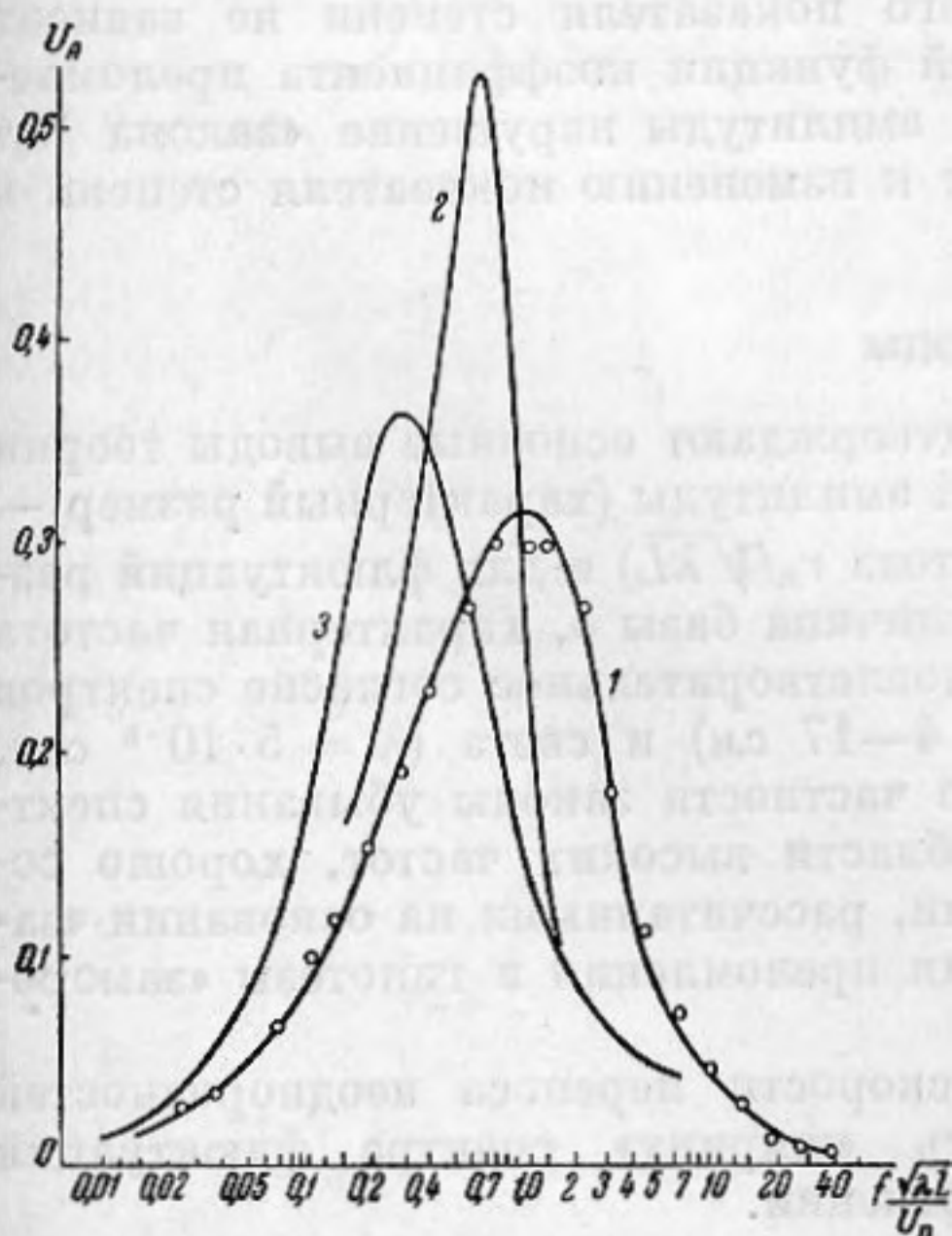
Осредненный спектр флуктуаций разности фаз, представленный в логарифмическом масштабе на рис. 7, убывает с ростом частоты как $(bf/v_n)^{-1.9}$. Здесь показатель степени довольно близок к значению $-1,67$, предсказываемому теорией.

В области низких частот $fW_{\Delta S} \sim f^{0.8}$. Показатель степени 0,8 отличается от теоретического значения 0,33. Это различие вполне естественно, так как низкочастотная часть спектра флуктуаций разности фаз попадает в ту часть спектра турбулентности, где уже нарушается «закон $2/3$ ». (Действительно, как видно из фиг. 2, максимум частотного спектра приходится на частоты порядка 1 гц, что при средней скорости ветра 3—5 м/сек соответствует масштабам 3—5 м, т. е. тем сравнимым с высотой луча масштабам, для которых нарушается «закон $2/3$ ».) Поэтому вместо величины $1/3 = 1 - \mu$ ($\mu = 2/3$) для показателя степени в $U_{\Delta S}$ мы получаем значение, соответствующее меньшему μ .



Фиг. 7

На фиг. 8 приведен осредненный по всем спектрам фиг. 6 частотный спектр флуктуаций амплитуды (1), соответствующий теоретический спектр (2) и спектр, полученный в [14] при измерениях мерцания наземного источника света (3).

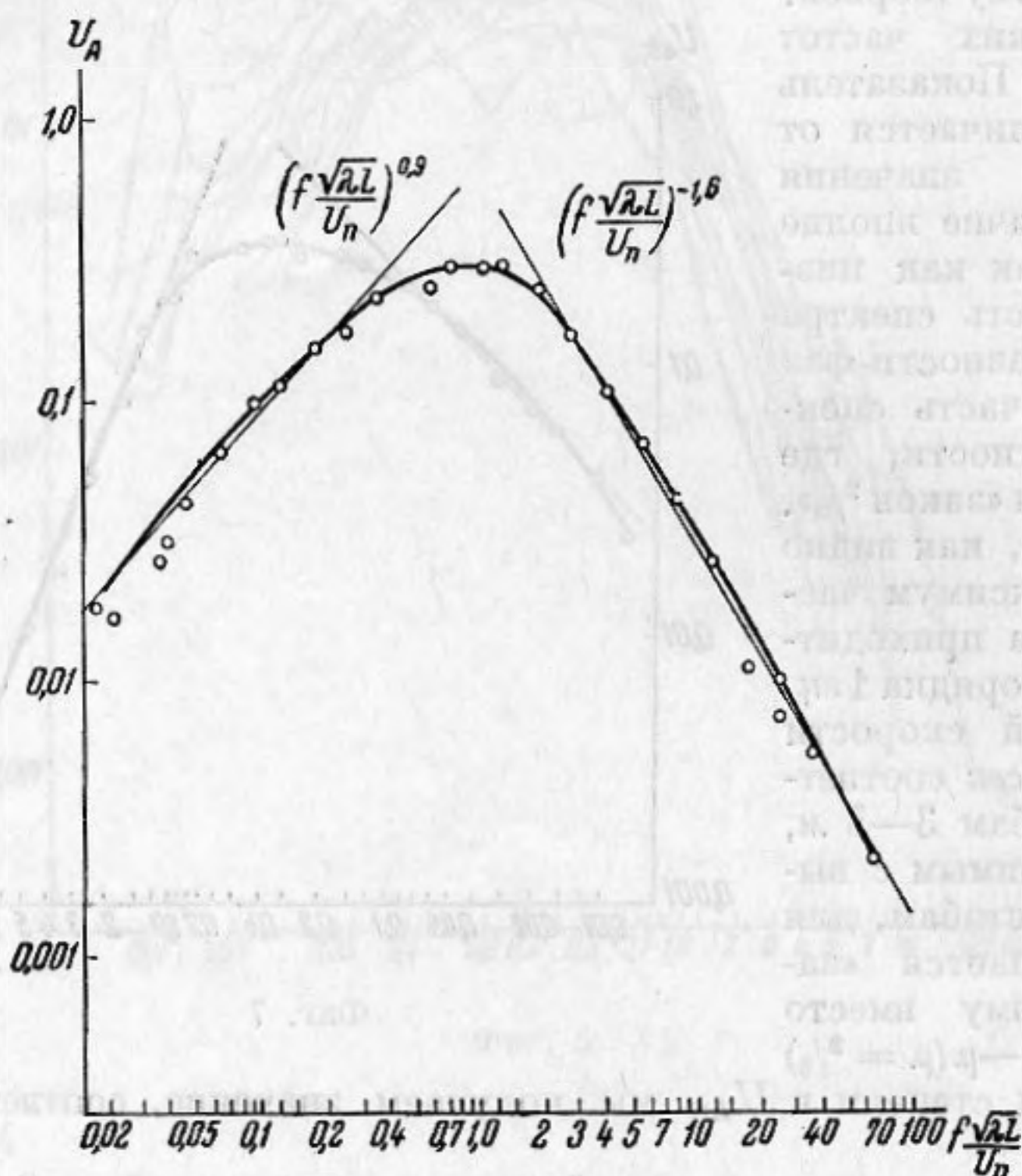


Фиг. 8

Спектр флуктуаций амплитуды для звука, так же как и для света, шире и ниже, чем теоретический спектр. Расплывание и уменьшение максимума спектра может быть объяснено флуктуациями скорости переноса неоднородностей по трассе. Можно объяснить также некоторый сдвиг спектра для света влево, а для звука — вправо от теоретического. Размер зоны Френеля для света был порядка нескольких сантиметров, что уже близко к внутреннему масштабу турбулентности. Для звука же, наоборот, размер зоны Френеля составлял 1—2 м, т. е. уже был сравним с внешним масштабом турбулентности (в нашем случае средней высотой луча над землей).

На фиг. 9 осредненный экспериментальный спектр флуктуаций амплитуды звука представлен в логарифмическом масштабе. Как видно из фигуры, форма экспериментального осредненного спектра хорошо согла-

суется с теоретической. При $\Omega \geq 1$ эксперимент дает убывание спектра с частотой $f^{-1,6}$, теория — $f^{-1,67}$. При $\Omega \ll 1$ эксперимент дает степень роста 0,9; теоретический показатель степени равен 1.



Фиг. 9

Теоретическое значение последнего показателя степени не зависит от показателя степени в структурной функции коэффициента преломления и поэтому в случае флюктуаций амплитуды нарушение «закона $2/3$ » в области низких частот не приводит к изменению показателя степени в спектре флюктуаций амплитуды.

Выводы

1. Проведенные эксперименты подтверждают основные выводы теории о масштабах подобия для флюктуаций амплитуды (характерный размер — зона Френеля $\sqrt{\lambda L}$, характерная частота $v_n/\sqrt{\lambda L}$) и для флюктуаций разности фаз (характерный размер — величина базы b , характерная частота v_n/b). Об этом же свидетельствует удовлетворительное согласие спектров флюктуаций амплитуды звука ($\lambda = 4-17$ см) и света ($\lambda = 5 \cdot 10^{-5}$ см).

2. Форма полученных спектров, в частности законы убывания спектральной плотности флюктуаций в области высоких частот, хорошо согласуются с теоретическими спектрами, рассчитанными на основании «закона $2/3$ » для флюктуаций показателя преломления и гипотезы «замороженной» турбулентности.

3. Предположение о постоянстве скорости переноса неоднородностей не позволяет полностью объяснить «ширину» спектра флюктуаций амплитуды и фазы и нуждается в уточнении.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. М. Бовшеверов и В. А. Красильников. Предварительные опыты по акустическому зондированию атмосферы монохроматическим лучом. Докл. АН СССР, 1941, 32, 7, 44—46.

2. В. А. Красильников. О распространении звука в турбулентной атмосфере. Докл. АН СССР, 1945, 47, 7, 486—489.
3. В. А. Красильников. О флуктуациях амплитуды звука при его распространении в турбулентной атмосфере. Докл. АН СССР, 1947, 58, 7, 1353—1356.
4. В. А. Красильников, К. М. Иванов-Шиц. Некоторые новые опыты по распространению звука в атмосфере. Докл. АН СССР, 1949, 67, 639—642.
5. В. А. Красильников. О флуктуациях фазы ультразвуковых волн при их распространении в приземном слое воздуха. Докл. АН СССР, 1953, 88, 4, 657—660.
6. Б. А. Сучков. Флуктуации амплитуды звука в турбулентной среде. Акуст. ж., 1958, 4, 1, 85—91.
7. В. А. Красильников. О влиянии пульсаций коэффициента преломления в атмосфере на распространение ультракоротких радиоволн. Изв. АН СССР, сер. геогр. и геофиз., 1949, 13, 1, 33—57.
8. J. W. Herbstreit, M. C. Thompson. Measurements of the phase of radio waves received over transmission paths with electrical lengths varying as a result of atmospheric turbulence. Proc. IRE, 1955, 43, 10, 1391—1401.
9. A. P. Deam V. M. Fannin. Phase-difference variations in 9350 megacycle radio signals arriving at spaced antennas. Proc. IRE, 1955, 43, 10, 1402—1404.
10. А. М. Обухов. О влиянии слабых неоднородностей атмосферы на распространение звука и света. Изв. АН СССР, сер. геофиз., 1953, 2, 155—165.
11. В. И. Татарский. Теория флуктуационных явлений при распространении волн в турбулентной атмосфере. М., Изд-во АН СССР, 1959.
12. М. А. Каллистратова. Экспериментальное исследование рассеяния звука в турбулентной атмосфере. Докл. АН СССР, 1959, 125, 1, 69—72.
13. Б. Р. Левин. Теория случайных процессов и ее применение в радиотехнике. Сов. радио, 1957.
14. А. С. Гурвич, В. И. Татарский, Л. Р. Цванг. Экспериментальное исследование статистических характеристик мерцания наземного источника света. Докл. АН СССР, 1958, 123, 4, 655—658.

Институт физики атмосферы АН СССР
Москва

Поступила в редакцию
28 августа 1959 г.