

УДК 534.641:517.4

**СТРУКТУРА ВЫСОКОЧАСТОТНЫХ ФЛУКТУАЦИЙ ДАВЛЕНИЯ
В ПОТОКАХ ВОДЫ И РАСТВОРОВ ПОЛИМЕРОВ***Грешилов Е. М., Лямшев Л. М., Ткаченко В. Г.,
Широкова Н. Л.*

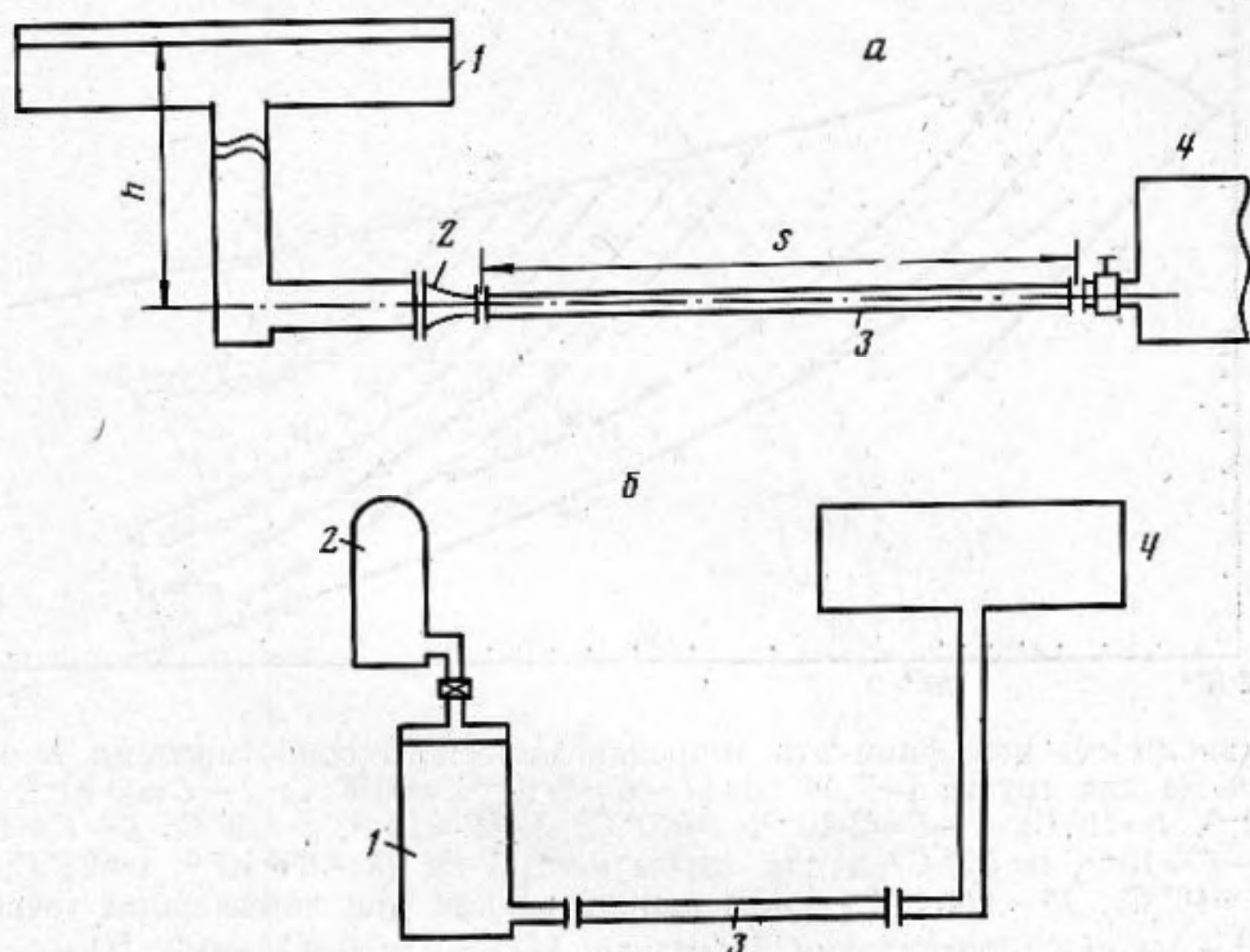
Представлены результаты экспериментального исследования влияния добавок полиэтиленоксида на гидродинамическое сопротивление и пристеночные флуктуации давления при турбулентном течении в трубах. Обсуждается модель порождения высокочастотных пульсаций давления процессами в вязком подслое.

Введение в поток ньютоновской жидкости малых добавок высокомолекулярных полимеров является эффективным методом управления пристенной турбулентностью. Явление снижения гидродинамического сопротивления добавками полимеров, открытое Томсом в 1947 г. [1], сразу же привлекло внимание исследователей, поскольку была очевидна возможность практического использования эффекта, например для увеличения производительности трубопроводов и форсирования хода судов. Позднее было обнаружено, что полимерные добавки не только снижают гидродинамическое сопротивление, но активно влияют и на акустико-гидродинамические явления в турбулентных потоках: гасят пристеночные флуктуации давления [2–5], снижают уровень излучаемого пограничным слоем звука [6], влияют на гидродинамическую кавитацию [7]. Изучение влияния добавок полимеров на ближнее и дальнее поля шумов обтекания может расширить представления об источниках пульсаций давления, которые в настоящее время ограничены. Кроме того, измерение пристеночных пульсаций давления миниатюрными акустическими приемниками является дополнительным инструментом при исследовании влияния добавок на тонкую структуру турбулентности, для раскрытия природы эффекта Томса, единая точка зрения на которую пока отсутствует.

В работах [2–5] приводятся результаты экспериментальных исследований пристеночных флуктуаций давления при турбулентном течении слабых растворов полимеров в каналах. Выявлены основные закономерности воздействия полимерных добавок на турбулентные пульсации давления. Однако постепенно обнаруживаемые многообразные особенности поведения полимерных растворов в турбулентных потоках заставляют пересматривать результаты ранних исследований. Применение растворов полимеров в качестве рабочей жидкости усиливает требования к экспериментальным установкам. Растворы полимера деградируют под действием механических напряжений. Поэтому гравитационные и импульсные установки предпочтительнее циркуляционных. Действительно, снижение уровня пристеночных пульсаций давления, полученное в [2] на установке замкнутого типа, оказалось меньше, чем в гравитационном канале в подобных условиях [4]. Другая особенность полимера — это способность затягивать развитие пограничного слоя. С этой точки зрения недостаточно корректны измерения [3], которые проводились на расстоянии $35d$ (d — диаметр трубы) от входа в трубу, не гарантирующем полного развития турбулентного пограничного слоя при течении раствора полимера большей концентрации, что отмечают сами авторы. В работах [4, 5] описываются исследования, выполненные в канале прямоугольного сечения. Позднее [8] было показано, что течение растворов полимеров в прямоугольном канале имеет особенности по сравнению с круглым из-за вихревых течений в углах канала. В работе [9] отмечалось, что наличие уг-

лов значительно изменяет структуру турбулентности в потоках со снижением сопротивления. На сложность интерпретации результатов, полученных при течении растворов в прямоугольных каналах, указывалось в [10].

В настоящей статье приводятся результаты измерения спектральных и вероятностных характеристик пульсаций давления в достаточно длинных круглых трубах, на участках, где наблюдается полностью развитое турбулентное течение как для потоков воды, так и потоков растворов полимеров. Эксперименты проводились в трубах разного диаметра. Иссле-



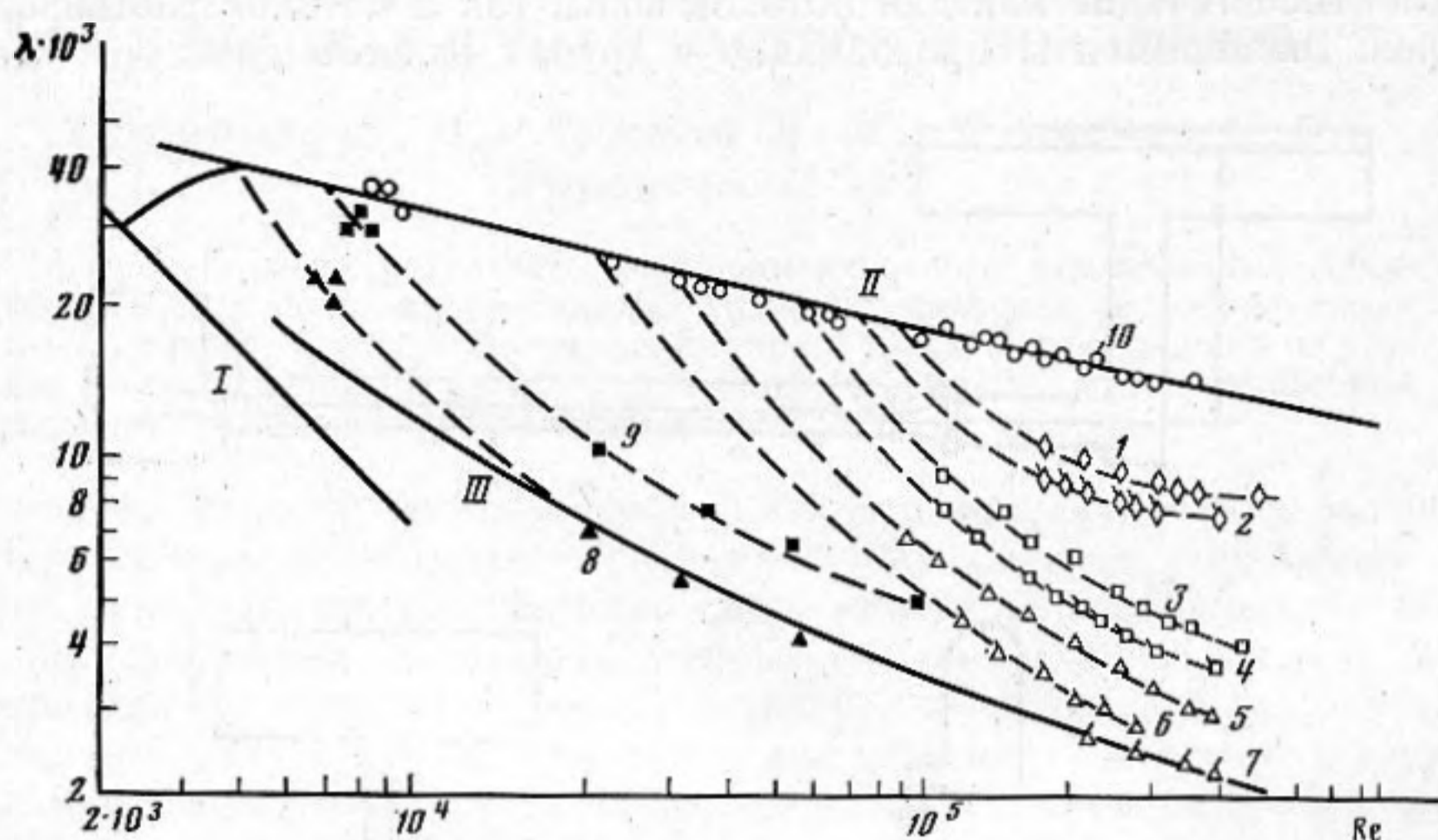
Фиг. 1. Принципиальная схема гравитационной (а) и импульсной (б) установок

довалось влияние температуры на эффект гашения пульсаций давления. Получены сведения о характеристиках пульсаций давления в режиме предельного снижения сопротивления. На основе этих измерений обсуждается структура высокочастотных давлений в потоках воды и растворов полимеров.

Эксперименты проводились на гравитационной и импульсной установках. Принципиальная схема гравитационной гидротрубы приведена на фиг. 1, а. Из бака 1 объемом 14 м^3 , при напоре $h=13,5 \text{ м}$ вода поступала самотеком через конфузор 2 (профиль выполнен по лемнискате Бернулли) в рабочий участок 3, а затем в сливной бак 4. Рабочий участок представлял собой трубу из нержавеющей стали с внутренним диаметром $7,36 \text{ см}$, толщиной стенки $0,8 \text{ см}$ и длиной $s \approx 17 \text{ м}$. Внутренняя поверхность трубы гидравлически гладкая. Средняя скорость течения $U_{\text{ср}}$ определялась трубой Вентури, которая калибровалась расходным методом. Измерения перепадов статического давления выполнялись дифференциальными манометрами, в которых в качестве рабочей жидкости использовалась ртуть или четыреххлористый углерод. Пульсации давления измерялись миниатюрными пьезодатчиками с приемной поверхностью диаметром $0,13 \text{ см}$, заделанными заподлицо с обтекаемой поверхностью. На этой установке измерения пульсаций давления и гидродинамического сопротивления выполнялись на расстоянии от входа в трубу более $200d$. Схема импульсной установки приведена на фиг. 1, б. Здесь исследуемая жидкость выдавливалась из бака 1 с помощью сжатого воздуха 2 через рабочий участок 3 в приемную емкость 4. По окончании рабочего цикла жидкость самотеком поступала из емкости 4 в бак 1. Рабочий участок представлял собой трубу диаметром $1,18 \text{ см}$ и длиной около $1,6 \text{ м}$. Пульсации давления и гидродинамическое сопротивление измерялись на расстоянии

около $130d$. При таких длинных рабочих участках условие полностью развитого турбулентного пограничного слоя в месте измерений выполняется, по всей вероятности, не только для воды, но и для растворов полимеров. В качестве полимера использовался полиэтиленоксид с молекулярной массой $3 \cdot 10^6$.

На фиг. 2 приведены результаты измерения гидродинамического сопротивления λ на обеих установках для растворов с концентрациями $C=2 \cdot 10^{-6}$.



Фиг. 2. Зависимость коэффициента гидродинамического сопротивления λ от числа Рейнольдса Re для трубы $d=7,36$ см (1 — $C=2 \cdot 10^{-6}$, $t=19^\circ$ С; 2 — $C=2 \cdot 10^{-6}$, $t=9^\circ$ С; 3 — $C=2 \cdot 10^{-5}$, $t=16^\circ$ С; 4 — $C=2 \cdot 10^{-5}$, $t=10^\circ$ С; 5 — $C=10^{-4}$, $t=20^\circ$ С; 6 — $C=10^{-4}$, $t=11^\circ$ С; 7 — $C=10^{-4}$, $t=4,5^\circ$ С) и для трубы $d=1,18$ см (8 — $C=10^{-4}$, $t=21^\circ$ С; 9 — $C=2 \cdot 10^{-5}$, $t=16^\circ$ С), 10 — вода. I — закон сопротивления при ламинарном течении $\lambda=64/Re$, II — закон сопротивления Прандтля $1/\sqrt{\lambda}=2 \lg(Re\sqrt{\lambda})-0,8$, III — асимптота Вирка $1/\sqrt{\lambda}=9,5 \lg(Re\sqrt{\lambda})-19,1$

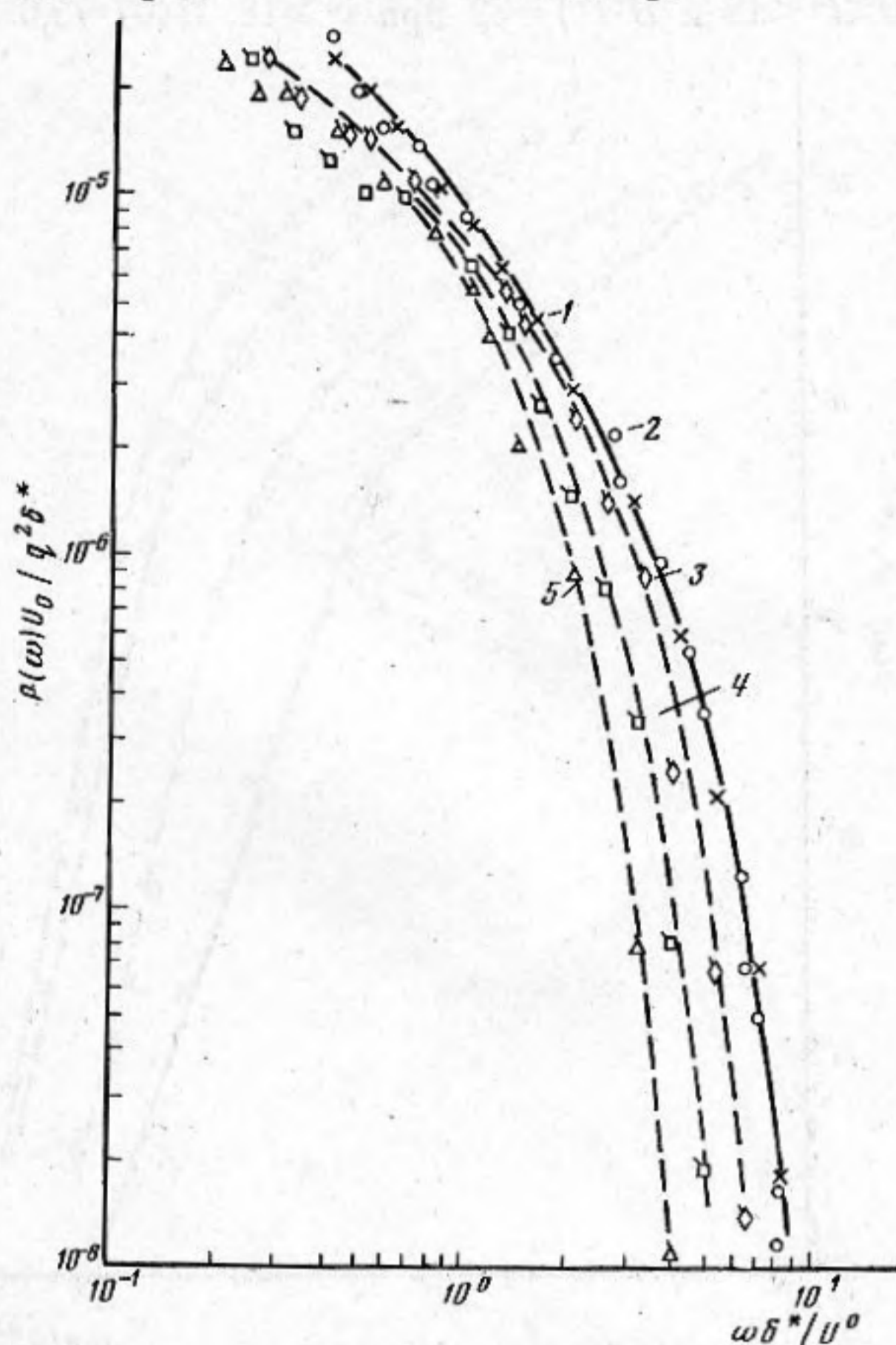
$10^{-6}-10^{-4}$ при температурах среды $t=4-20^\circ$ С и скоростях течения $U_{cp}=2-10$ м/с¹. Коэффициент λ представлен в функции числа Рейнольдса $Re=dU_{cp}/\nu$, где ν — кинематическая вязкость раствора. Полученные закономерности изменения λ совпадают с результатами других авторов [11, 12]. Как видно, при данном Re величина эффекта снижения турбулентного трения увеличивается с ростом концентрации раствора и с понижением его температуры, пока не достигается некоторое минимальное сопротивление (асимптота Вирка). Здесь же можно проследить зависимость эффекта Томса от диаметра трубы: в трубе меньшего диаметра снижение сопротивления начинается при меньших значениях Re , чем в трубе большого диаметра.

Рассмотрим результаты измерения спектров плотности мощности пульсаций давления при течении воды и растворов полиэтиленоксида в трубе большого диаметра. На фиг. 3 спектры плотности мощности пульсаций давления $P(\omega)$, приведенные к безразмерному виду с помощью внешних параметров пограничного слоя (U_0 — осевая скорость, q — гидродинамический напор, δ^* — толщина вытеснения), представлены без корректировки на размер датчика. Здесь же нанесен спектр для воды, полученный в [3]. Как видно, спектры при течении воды по нашим измерениям в трубе $d=7,36$ см и по измерениям [3] в трубе $d=5,08$ см удовлетворительно совпадают практически во всем диапазоне частот, поскольку они получены при близких значениях чисел Re и D/δ^* (D — диаметр датчика). Заметим, что спектр для воды в трубе малого диаметра $d=1,18$ см отличался в области высоких частот, так как в этом случае D/δ^* значительно больше, чем в большой трубе. По приведенным здесь же спектрам для течения

¹ В организации гидродинамических измерений большую помощь оказал ныне покойный Б. В. Липатов.

растворов полимера с концентрациями $C=2 \times 10^{-6}$, 2×10^{-5} и 10^{-4} ($t=10^\circ \text{C}$) можно судить о влиянии полимера на пульсации давления.

Толщина вытеснения δ^* в потоке полимерного раствора рассчитывалась на основе измерения отношения $U_0/U_{\text{ср}}$ трубкой Пито диаметром около 3 мм. Расчет выполняется по формуле $\delta^*=(U_0-U_{\text{ср}})r/2U_0$, где r — радиус трубы. В нашем эксперименте уменьшение δ^* составляло не более 25% в режиме предельного снижения сопротивления. В эксперимен-



Фиг. 3. Спектры плотности мощности пульсаций давления, нормированные внешними параметрами пограничного слоя, при течении воды (1 — по нашим результатам, 2 — по результатам [3]) и растворов полиэтиленоксида (3 — $C=2 \cdot 10^{-6}$, 4 — $C=2 \cdot 10^{-5}$, 5 — $C=10^{-4}$) в трубе $d=7,36$ см, $U_{\text{ср}}=5,3$ м/с, $t=10^\circ \text{C}$

тах [3] толщина вытеснения в растворе полимера уменьшалась в 2 раза (δ^* также определялось по $U_0/U_{\text{ср}}$). Этот факт подтверждает сделанное выше замечание о том, что на установке [3] при течении полимера не наблюдалось полностью развитого пограничного слоя.

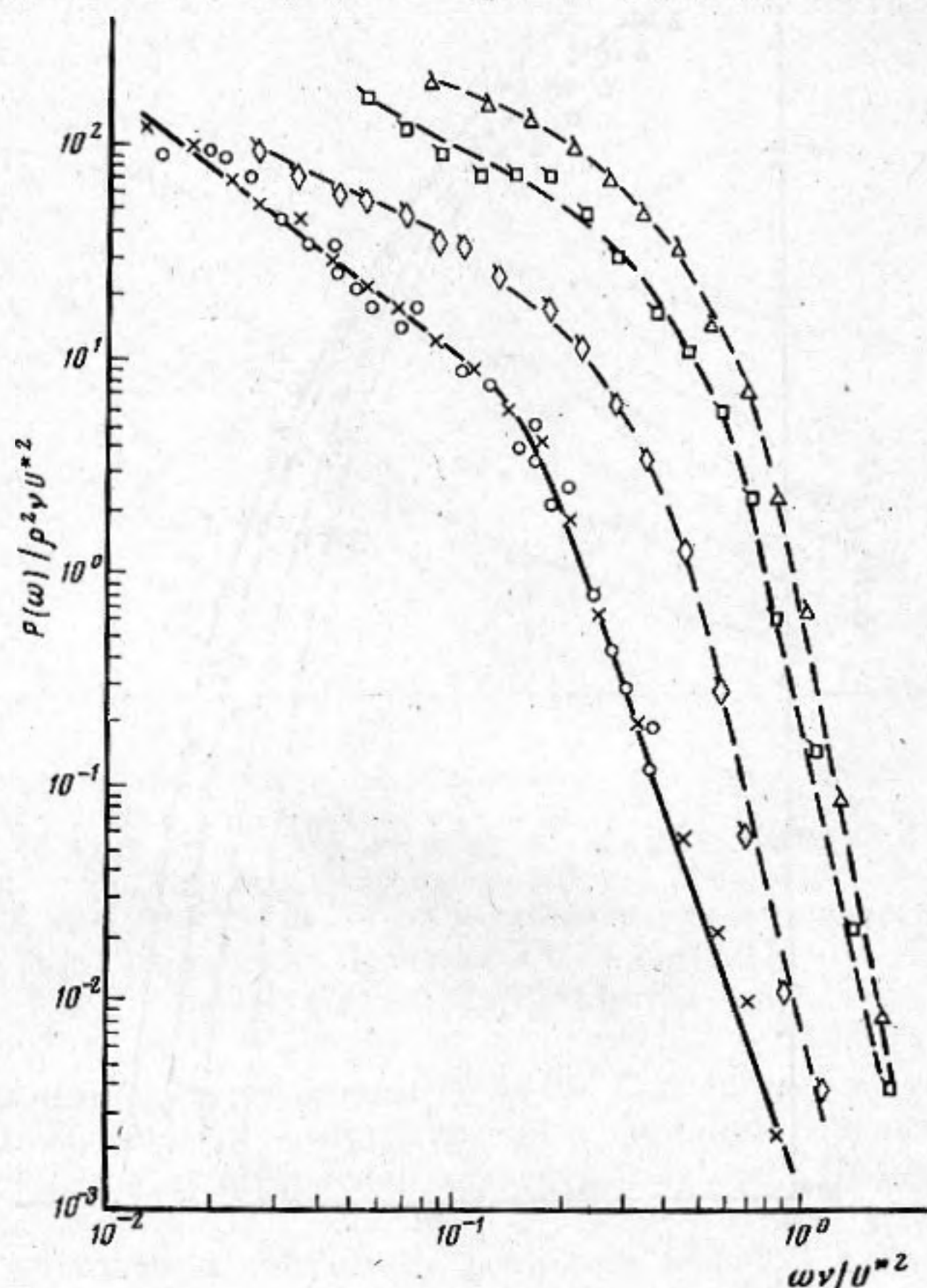
На фиг. 4 представлены те же спектры, что и на фиг. 3, но нормировка осуществлялась внутренними параметрами пограничного слоя, ν/U^* — масштаб длины, ν/U^{*2} — масштаб времени, U^* — динамическая скорость. Спектры, характеризующие течение растворов полимера, лежат выше по сравнению с уровнями для воды, что можно рассматривать как проявление изменения характерных масштабов источников флуктуаций давления. Пытаясь найти универсальный способ представления спектров пульсаций давления при течении воды и растворов полимеров, мы использовали внутренние параметры пограничного слоя с учетом утолщения вязкого подслоя в растворе:

$$\frac{P(\omega)}{\rho^2 \nu U^{*2}} \left(\frac{\delta_{\text{в}}^+}{\delta_{\text{н}}^+} \right)^4 \sim \frac{\omega \nu}{U^{*2}},$$

где δ_v^+ и δ_n^+ — безразмерные толщины вязкого подслоя соответственно в воде и растворе полимера. Такая нормировка будет обсуждаться ниже. При течении полимера величина рассчитывалась на основе соотношения, предложенного в [13]:

$$\delta_n^+ = A \ln \delta_v^+ + B(t^+),$$

где $A=2,46$, $t^+ = (\theta U^2)/\nu$, θ — время релаксации раствора. $B(t^+) = 1,454 t^+ + B(0)$ при $0 \leq t^+ < 18$ и $B(t^+) = 32$ при $t^+ \geq 18$, $B(0) = 5,6$. Время релак-



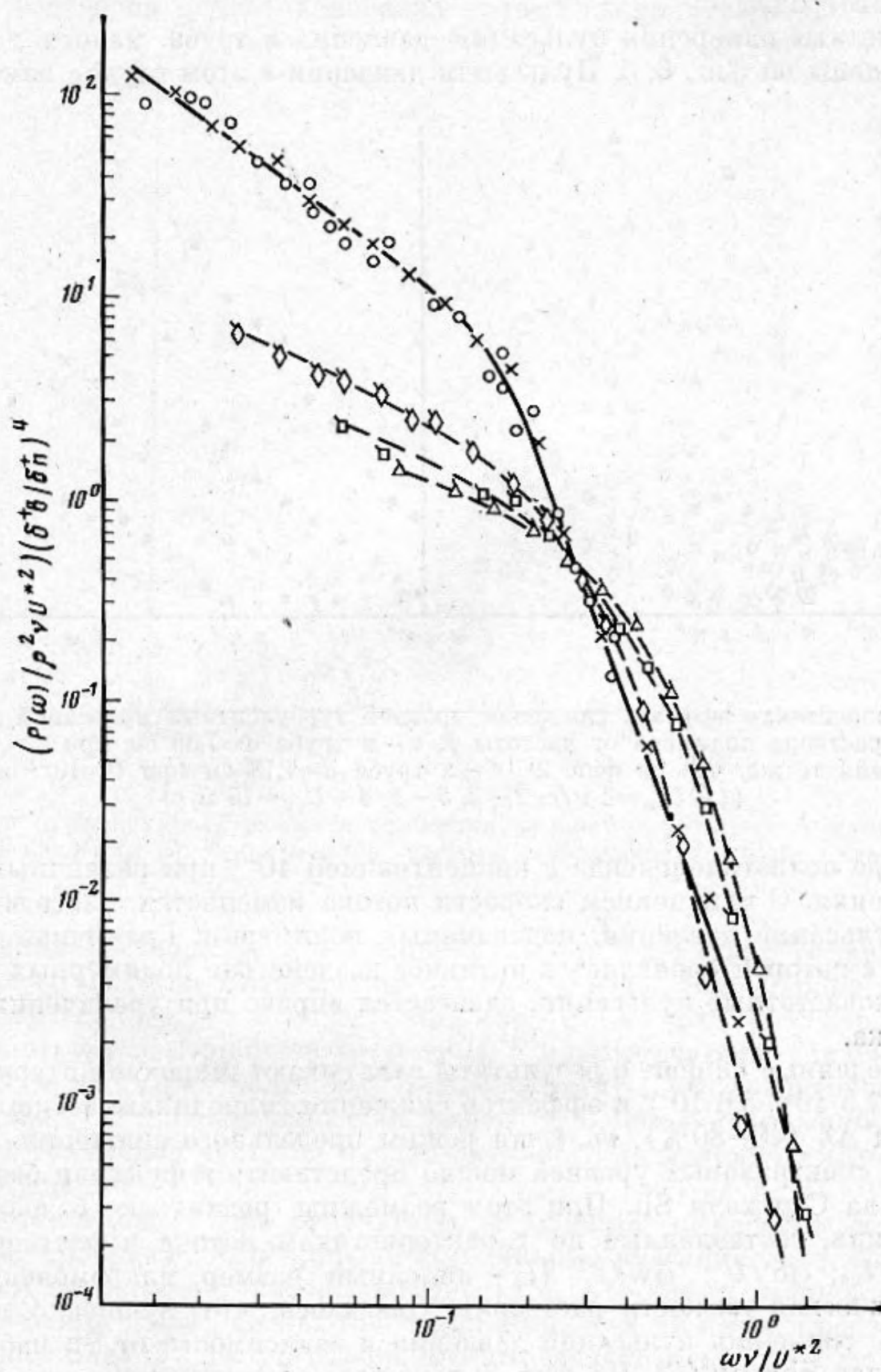
Фиг. 4. Те же спектры, нормированные внутренними параметрами пограничного слоя

сации раствора оценивалось по формуле $Re_{кр} \sqrt{\lambda_{кр}} = d \sqrt{8/\nu \theta}$ [14], где $Re_{кр}$ и $\lambda_{кр}$ — критические значения числа Рейнольдса и коэффициента сопротивления, соответствующие началу эффекта снижения сопротивления. Для определения последних экспериментальные кривые сопротивления для растворов продолжались до пересечения с кривой Прандтля. Для данного полимера времена релаксации при $C=10^{-4}$, $2 \cdot 10^{-5}$, $2 \cdot 10^{-6}$ и $t=10^\circ \text{C}$ равны соответственно $3 \cdot 10^{-3}$; $7,5 \cdot 10^{-4}$; $3 \cdot 10^{-4}$ с, а отношение безразмерных толщин вязкого подслоя составляет 3,53; 3,02; 1,98. Спектры плотности мощности пульсаций давления для течения воды и растворов полиэтиленоксида при выбранном нами способе нормировки приведены на фиг. 5. Как видно, спектры для воды и растворов различных концентраций удовлетворительно совпадают в высокочастотной области при $(\omega \nu / U^2) > 0,3$.

При анализе влияния различных параметров на турбулентные пульсации давления удобно рассматривать величину эффекта снижения спектральных уровней пульсаций давления $\Delta L = L_1 - L_2$ (L_1 и L_2 — уровни пульсаций в воде и растворе соответственно). Эффект снижения уровня ближнего поля турбулентных шумов определяется теми же параметрами течения и раствора, что и эффект Томса: диаметром трубы, скоростью по-

тока, концентрацией раствора и его температурой, а, кроме того, частотой. На фиг. 6, а приведены эффекты снижения пульсаций давления в трубе диаметром $d=7,36$ см при скорости потока $U_{cp}=5,3$ м/с для разных концентраций и температур раствора.

Растворы малой концентрации ($C=2 \cdot 10^{-6}$ при $t=19^\circ$ С) снижают пульсации давления на частотах $f < 400$ Гц ($\omega \delta^+ / U_0 < 1$) и $f > 1200$ Гц ($\omega \delta^+ / U_0 > 4$), тогда как в диапазоне частот $400 < f < 1200$ Гц полимер практически

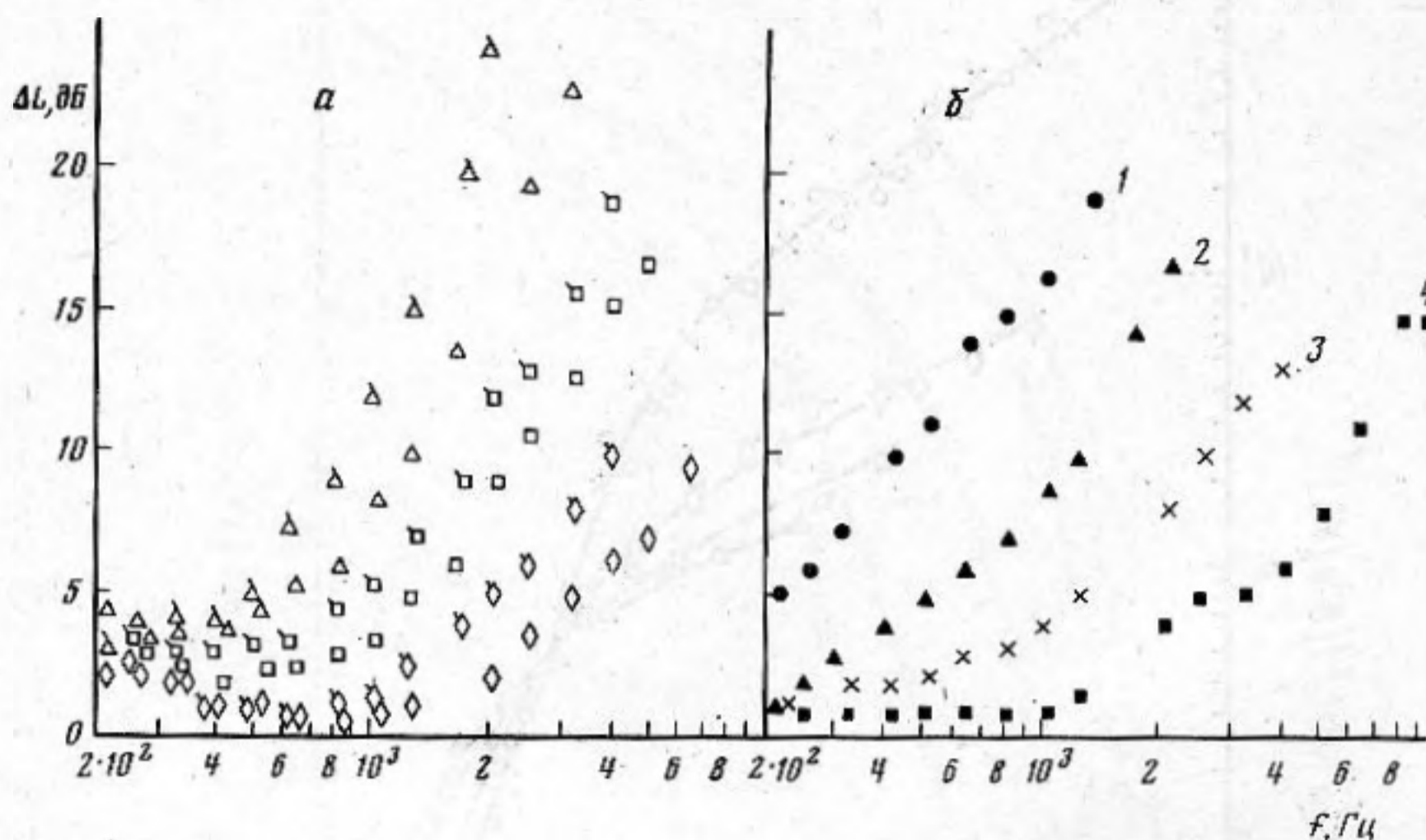


Фиг. 5. Те же спектры в координатах $\frac{P(\omega)}{\rho^2 \nu U^2} \left(\frac{\delta_b^+}{\delta_n^+} \right)^4 \sim \frac{\omega \nu}{U^2}$

не действует на пульсации давления. С увеличением концентрации раствора расширяется область частот, где проявляется действие полимера. При этом эффективность полимера в отношении гашения низкочастотных пульсаций слабо зависит от концентрации, тогда как в высокочастотной области спектра концентрация раствора сильно влияет на эффект снижения пульсаций давления. Можно говорить о некоторой граничной частоте, начиная с которой при фиксированной скорости потока эффект снижения высокочастотных пульсаций давления существенно нарастает. Для выбранного режима течения у сильно разбавленных растворов ($C=2 \cdot 10^{-6}$)

такой частотой является 1500–2000 Гц. Растворы большей концентрации подавляют возмущения на более низких частотах: для концентраций $2 \cdot 10^{-5}$ и 10^{-4} граничными частотами можно считать 700 и 300 Гц. Заметно увеличение наклона кривых с ростом концентрации раствора. На этой фигуре видно, что с уменьшением температуры уровни пульсаций давления снижаются. Наиболее сильная температурная зависимость наблюдается при концентрации 10^{-4} , она составляет на высоких частотах величину порядка 1 дБ/град.

Результаты измерения пульсаций давления в трубе малого диаметра представлены на фиг. 6, б. Пульсации давления в этом случае измерялись



Фиг. 6. Зависимость эффекта снижения уровней турбулентных пульсаций давления в потоке раствора полимера от частоты f : а — в трубе $d=7,36$ см при $U_{cp}=5,3$ м/с (обозначения те же, что на фиг. 2), б — в трубе $d=1,18$ см при $C=10^{-4}$ и $t=21^\circ\text{C}$ (1 — $U_{cp}=2$ м/с, 2 — 3, 3 — 5, 4 — $U_{cp}=10$ м/с)

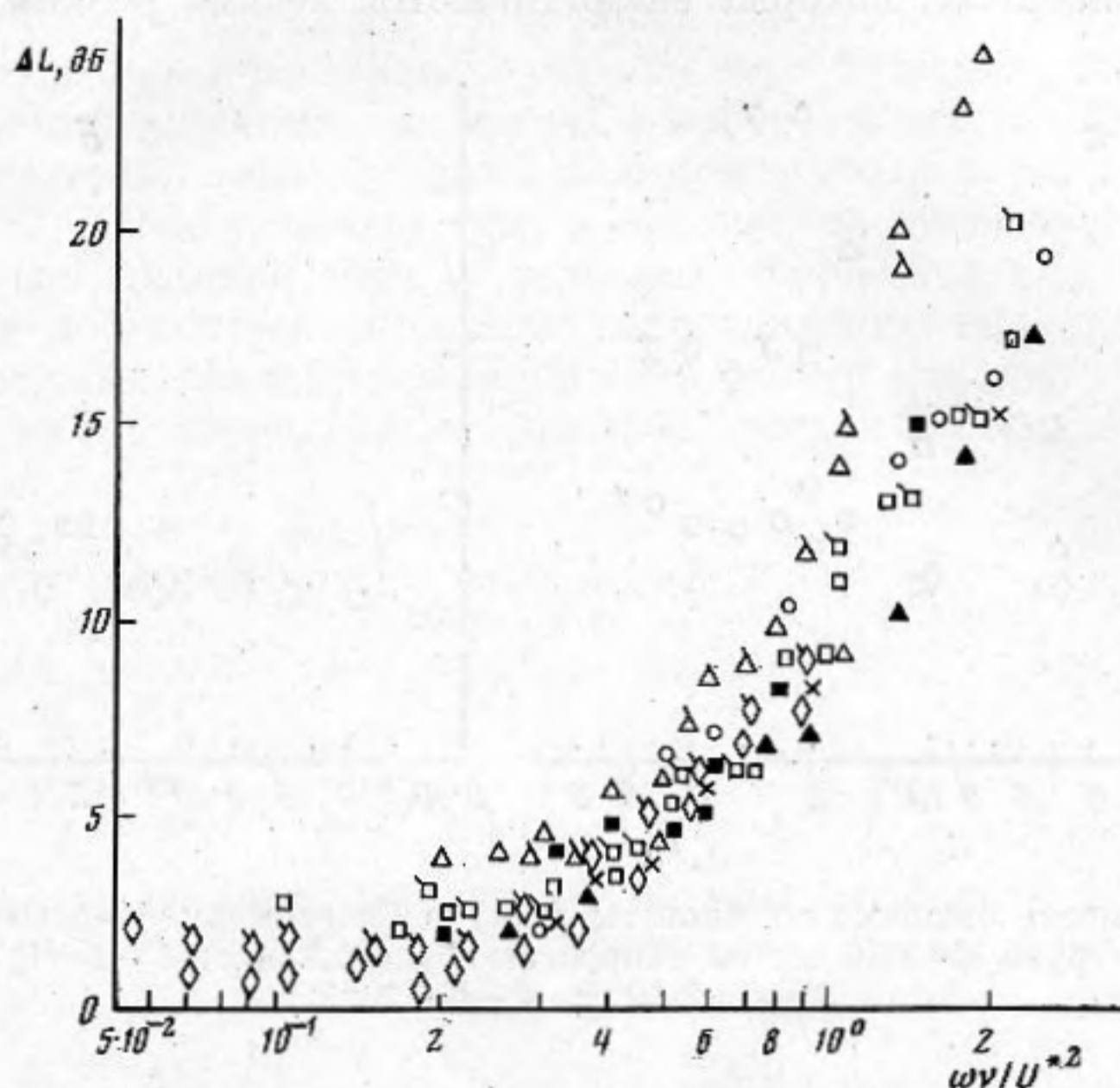
в растворе полиэтиленоксида с концентрацией 10^{-4} при различных скоростях течения. С изменением скорости потока изменяется частотный диапазон пульсаций давления, подавляемых полимером. Граничная частота, начиная с которой проявляется активное воздействие полимерных добавок на высокочастотные пульсации, сдвигается вправо при увеличении скорости потока.

Приведенные на фиг. 6 результаты охватывают широкие интервалы чисел Re ($2,5 \cdot 10^4 - 3,6 \cdot 10^5$) и эффектов снижения гидродинамического сопротивления ΔL (40–80%), включая режим предельного снижения. Эффект гашения спектральных уровней можно представить в функции безразмерного числа Струхала Sh . При этом возможны различные базразмерные комбинации, составленные по характеристикам потока и раствора: $\omega \delta^* / U_0$; $\omega l_0 / U_0$; $\omega \delta^* / U^*$; $\omega \nu / U^{*2}$ (l_0 — линейный размер макромолекул, ν — кинематическая вязкость раствора). Оказалось, что лучшее совпадение эффектов снижения пульсаций давления и зависимости от Sh наблюдается в случае $Sh = \omega \nu / U^{*2}$. На фиг. 7 показаны эффекты снижения в функции $\omega \nu / U^{*2}$ по данным, приведенным на фиг. 6, а, б. Видно, что активное подавление высокочастотных пульсаций давления начинается при $\omega \nu / U^{*2} > 0,2 - 0,3$. Заметим, что представленная на фиг. 7 зависимость $\Delta L = \varphi(\omega \nu / U^{*2})$ описывает эффекты в определенном интервале чисел Re и ΔL и ей не удовлетворяет случай исчезающе малых эффектов.

Турбулентные пульсации давления являются случайной функцией пространства и времени, поэтому важно знание закона распределения вероятностей для этой функции. Сигнал с пьезодатчика записывался на магнитофон и затем обрабатывался на ЭВМ согласно программе. В результате получены данные о коэффициенте эксцесса $\mu = p^4 / (p^2)^2$. При нормальном законе распределения вероятности $\mu = 3$. В турбулентном пограничном слое ньютоновской жидкости распределение пульсаций дав-

ления близко к нормальному в области низких и средних частот и только в высокочастотной области $\mu > 3$ [15]. В работах [16, 17] показано, что мелкомасштабная турбулентность имеет перемежающийся характер, причем степень перемежаемости тесно связана с коэффициентом эксцесса: малая величина коэффициента перемежаемости приводит к увеличению μ .

На фиг. 8, а приведены значения эксцесса в функции частоты для воды и растворов полиэтиленоксида разных концентраций. Как видно,



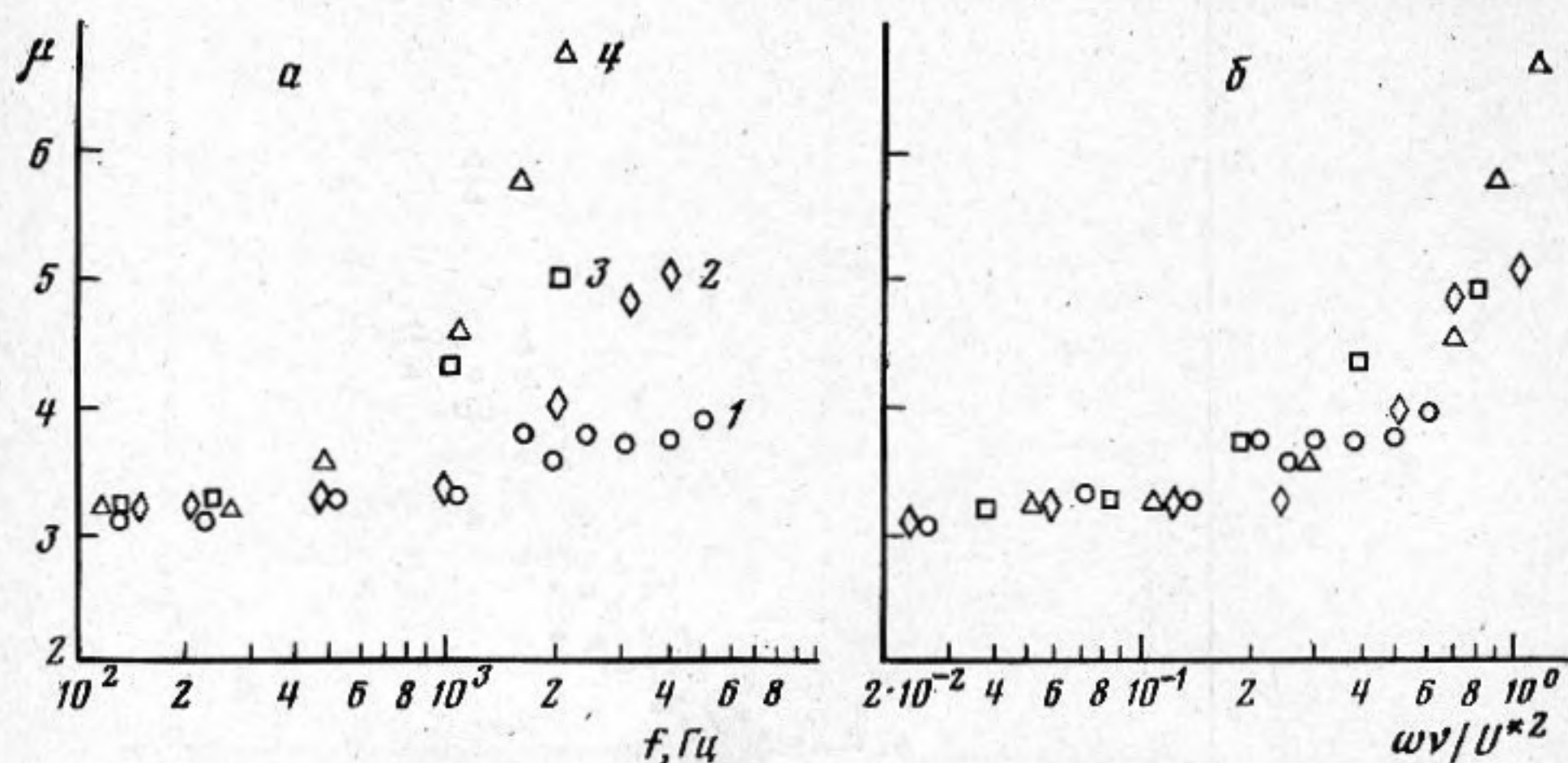
Фиг. 7. Зависимость эффекта снижения уровней турбулентных пульсаций давления от безразмерной частоты (обозначения те же, что на фиг. 6)

при течении раствора распределение пульсаций давления отличается от нормального на более низких частотах, чем у воды. Чем больше концентрация, тем сильнее это отличие. Как следует из фиг. 8, б, зависимость эксцесса от безразмерной частоты $\omega\nu/U^2$ можно считать универсальной для воды и растворов полимера. Важно отметить, что безразмерная граничная частота, характеризующая резкое усиление перемежаемости, совпадает с граничной частотой начала активного подавления высокочастотных возмущений.

Представленные выше результаты измерений позволяют высказать некоторые соображения о природе источников пульсаций давления в турбулентном пограничном слое. Известно [18], что спектр мощности пульсаций давления даже для ньютоновской жидкости не имеет простого универсального вида. Ранее считалось, что это связано с неконтролируемыми возмущениями, имеющими место в различных установках. Дальнейшее развитие представлений о механизме порождения турбулентности на основе обнаруженной Клайном [19] сильной трехмерной неустойчивости пограничного слоя привело к мысли о принципиальной невозможности представления спектра $P(\omega)$ в широком диапазоне частот и при существенно различных числах Рейнольдса с помощью одной лишь пары нормирующих параметров [20]. По-видимому, впервые в работе [21] было отмечено, что необходимо учитывать два различных явления переноса, генерирующих поле флуктуаций давления на обтекаемой поверхности: пронос вихрей турбулентного ядра (или пронос квазизамороженной турбулентности, сформировавшейся выше по потоку в результате сложных процессов порождения турбулентности) и пронос вихрей Клайна или полосчатой структуры вязкого подслоя. Первый тип источников пульсаций

давления достаточно изучен (модель Коркоса [22]), тогда как второй практически не исследован.

Можно предложить качественную модель источников пульсаций давления, связанных с процессами в вязком подслое, т. е. с процессами порождения турбулентности. Согласно [19], визуальная картина вязкого подслоя представляет собой полосы замедленной жидкости, формирующейся с ясно выраженным шагом по ширине потока Λ . Полосы медленно всплывают и, достигнув расстояния от стенки $y^+ = yU^*/\nu \approx 5-15$; начинают совершать колебания, которые заканчиваются весьма резким разрушени-



Фиг. 8. Зависимость эксцесса от частоты f (а) и безразмерной частоты $\omega\nu/U^{*2}$ (б) для течения в трубе $d=7,36$ см со скоростью $U_{\text{ср}}=5,3$ м/с: 1 - $C=0$; 2 - $C=2 \cdot 10^{-6}$; 3 - $C=2 \cdot 10^{-5}$; 4 - $C=10^{-4}$.

ем (взрывом). Этот процесс квазипериодичен в пространстве и времени и характеризуется сильной перемежаемостью. Перенос колеблющихся полос создает в непосредственной близости от чувствительной поверхности приемников давления флуктуации с частотой $f=U/\Lambda$, где U — скорость переноса и Λ — пространственный масштаб структур, зависящий от внутренних параметров: $\Lambda=\Lambda^+\nu/U^*$. Если в качестве скорости переноса возьмем осредненную скорость потока на границе вязкого подслоя, т. е. $U=\delta^+U^*$, то минимальная характерная граничная частота пульсаций давления, вызываемых проносом колеблющихся структур вблизи стенки, определяется следующим выражением: $f_0=U/\Lambda=(\delta^+/\Lambda^+)(U^{*2}/\nu)$.

Для течения растворителя $\delta^+ \sim 5$ и $\Lambda^+ \sim 100$ [19], поэтому первичная неустойчивость вихрей Клайна порождает флуктуации давления на частоте $f_0 \sim 0,05U^{*2}/\nu$, или $\omega_0 \sim 0,3U^{*2}/\nu$, а разрушение вихрей Клайна порождает флуктуации на частотах $\omega > \omega_0$.

Анализируя характеристики флуктуаций давления можно заметить, что именно при $\omega > 0,3U^{*2}/\nu$: усиливается перемежаемость (см. фиг. 8), наблюдается эффект действия полимерных добавок (см. фиг. 7), наблюдается влияние внутренней части пограничного слоя [3, 20, 23].

С предлагаемой моделью высокочастотных флуктуаций давления достаточно хорошо согласуются и результаты измерения пристеночных флуктуаций сверхминиатюрными приемниками давления, приведенные в [24]. В этой работе показано, что интегральный уровень псевдозвука резко возрастает, как только размер приемника становится меньше $100\nu/U^*$, т. е. флуктуации с масштабами вихрей Клайна и более мелко-масштабные структуры порождают флуктуации давления, сравнимые по величине с флуктуациями, создаваемыми более крупномасштабными структурами. Поскольку интенсивность флуктуаций давления резко спадает с расстоянием от источника, то источники высокочастотных пульсаций должны находиться в непосредственной близости от обтекаемой поверхности. Такими источниками могут быть всплывающие колеблющиеся низкоскоростные полосы (первичная неустойчивость вихрей Клайна) и

мелкомасштабные структуры образующиеся при взрыве этих полос (разрушение вихрей Клайна).

Добавки полимера способствуют стабилизации пристеночного слоя, что проявляется в замедлении формирования полос и увеличении масштаба вихревых структур, средний пространственный размер которых Λ . Как показали измерения [25], шаг Λ^+ увеличивается с ростом величины снижения гидродинамического сопротивления. Увеличение Λ^+ и утолщение вязкого подслоя δ^+ это два взаимосвязанных процесса. Можно предположить, что в растворе полимера увеличение масштаба структур и изменение скорости их переноса происходит так, что безразмерная граничная частота пульсаций давления, связанных с проносом вихрей Клайна, в растворе определяется тем же соотношением, что и в воде $\omega_0 \sim 0,3U^{*2}/\nu$ (см. фиг. 7, 8), а это означает, что в потоках растворителя и раствора $\Lambda^+/\delta^+ \sim \text{const}$ (по крайней мере в условиях, близких к условиям наших опытов, когда достигалось снижение сопротивления порядка 40–80%).

В соответствии с анализом размерностей спектр мощности флуктуаций давления, имеющих характерные масштабы вихрей Клайна Λ и U имеет вид:

$$\frac{P(\omega)}{\rho^2 U^4} \frac{U}{\Lambda} = \varphi\left(\frac{\omega \Lambda}{U}\right)$$

или с учетом $\Lambda = \Lambda^+ \nu / U^*$

$$U = \delta^+ U^* \frac{P(\omega)}{\rho^2 \nu U^{*2} (\delta^+)^4} \frac{\delta^+}{\Lambda^+} = \varphi\left(\frac{\delta^+}{\Lambda^+} \cdot \frac{\omega \nu}{U^{*2}}\right).$$

Поскольку, как выяснилось выше, $\delta^+/\Lambda^+ \sim \text{const}$, то спектр мощности высокочастотного псевдозвука ($\omega \geq \omega_0$) и в потоках растворителя, и в потоках растворов полимеров должен допускать следующую единую нормировку:

$$\frac{P(\omega)}{\rho^2 \nu U^{*2}} \left(\frac{\delta_v^+}{\delta_n^+}\right)^4 \sim \varphi\left(\frac{\omega \nu}{U^{*2}}\right).$$

Результаты наших измерений в таком представлении приводились на фиг. 5. Можно отметить, что такая нормировка существенно сближает экспериментальные точки (δ_v^+/δ_n^+ оценивалось с точностью $\sim 10\%$). Систематическое расслоение кривых и увеличение их наклона в области высоких частот — по-видимому результат влияния размера приемника (добавки увеличивают разрешающую способность приемника из-за уменьшения параметра D/Λ) и подавления мелкомасштабных флуктуаций макромолекулами полимера.

Из приведенного анализа следует важный вывод о том, что воздействие полимерных растворов на спектр флуктуаций давления в области высоких частот непосредственно связано с влиянием добавок на пристенные структуры. Известно [26], что добавки полимера снижают не только пристеночные флуктуации давления, но и высокочастотные флуктуации давления в ближнем поле свободной струи. Этот факт позволяет предположить, что снижение высокочастотных флуктуаций давления в турбулентном пограничном слое происходит как за счет стабилизации процесса формирования полос (перестройка вихрей Клайна), так и подавления мелкомасштабных структур, возникающих при распаде полос в стадии взрыва. В пользу этого предположения свидетельствуют и результаты измерения вероятностных характеристик флуктуаций давления. Если источником высокочастотных флуктуаций давления считать взрывные процессы, то, действительно, они локально сконцентрированы в потоке, отличаются сильной перемежаемостью и, как следствие, большой величиной эксцесса.

В заключение сформулируем основные выводы.

Спектры мощности пульсаций давления для воды и растворов полимера различных концентраций обнаруживают приближенное подобие в высокочастотной области, будучи представлены во внутренних параметрах пограничного слоя с учетом утолщения вязкого подслоя.

Эффект снижения спектральных уровней пульсаций давления ΔL удовлетворительно описывается безразмерной частотой $\omega \nu / U^{*2}$. Зависи-

мость коэффициента эксцесса распределения вероятностей флуктуаций давлений от этой же безразмерной частоты можно считать универсальной для потоков воды и растворов полимеров.

Температура раствора существенно влияет на эффективность снижения сопротивления трения и флуктуаций давления.

Воздействие добавок полимера на ближнее поле шумов обтекания, проявляющееся в гашении высокочастотных флуктуаций давления, происходит за счет стабилизации формирования полосчатых структур вязкого подслоя и подавления мелкомасштабных вихрей при взаимодействии последних с макромолекулами полимера.

На основе наших результатов и результатов других авторов [19, 20, 24, 25] предлагается качественная модель порождения псевдозвука. Спектр пристеночных флуктуаций давления формируется источниками разной природы. В области средних частот, где наблюдается подобие спектра мощности и взаимного по пространству спектра, псевдозвук порождается проносом над приемником квазизамороженной турбулентности: вихрей различных масштабов, возникших выше по потоку в результате сложных процессов порождения турбулентности (инерционная «пассивная турбулентность»). Другим типом источников являются пристеночные процессы порождения турбулентности («активная турбулентность»). Высокочастотные флуктуации давления ($\omega v/U^* > 0,3$) связаны с проносом колеблющихся полосчатых структур пристеночного слоя (вихри Клайна) и мелкомасштабных структур, образовавшихся при взрыве. Ход спектральных кривых мощности пульсаций давления в высокочастотной области определяется характерными параметрами вихрей Клайна.

Авторы выражают благодарность Пилипенко В. Н. и Смольякову А. В. за ряд полезных замечаний при подготовке рукописи к печати.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Toms B. A.* Some observation on the flow of linear polymer solutions through straight tubes at large Reynolds numbers. Proc. I Internat. Congress on Rheology. North Holland Publ. Co. 1948, v. 2, p. 135–141.
2. *Блюдзе Ю. Г., Чекалова Л. А.* О связи между средними и пульсационными характеристиками в турбулентном течении растворов полимеров в круглой трубе. — Инж.-физ. ж., 1973, т. 25, № 6, с. 1016–1022.
3. *Millward A., Lilley S. M.* Turbulent pressure fluctuations in water with drag reducing additives. — Proc. Intern. Conf. on drag reduction, Cambridge 1974, p. 1–21, Cranfield.
4. *Грешилов Е. М., Евтушенко А. В., Лямшев Л. М., Широкова Н. Л.* Некоторые особенности влияния полимерных добавок на пристеночную турбулентность. — Инж.-физ. ж., 1973, т. 25, № 6, с. 999–1005.
5. *Грешилов Е. М., Евтушенко А. В., Лямшев Л. М.* Гидродинамические шумы и эффект Томса. — Акуст. ж., 1975, т. 21, № 3, с. 396–404.
6. *Barker S. J.* Radiated noise from turbulent boundary layers in dilute polymer solutions. — Phys. Fluids, 1973, v. 16, № 9, p. 1387–1394.
7. *Hoyt J. W.* Jet cavitation in water containing polymer additives. Report on XIII-th Internat. touring tank conference. Berlin – Hamburg, 1972, September, p. 4–14.
8. *Грешилов Е. М., Белоконов В. С., Липатов Б. В.* Некоторые особенности влияния полимеров на сопротивление турбулентного трения. — В кн.: Турбулентные течения. М.: Наука, 1981.
9. *Mizushima T., Usui H.* Reduction of eddy diffusion for momentum and heat in viscoelastic fluid flow in circular tube. — Phys. Fluids, 1977, v. 20, № 10, part II, p. 100–108.
10. *Patterson S. K., Chosnek J., Zakin J. L.* Turbulent structure in drag reducing polymer solutions. — Phys. Fluids, 1977, v. 20, № 10, part II, p. 89–99.
11. *Носелевич В. А., Пилипенко В. Н.* Турбулентный пограничный слой жидкости с полимерными добавками. Итоги науки и техники. — МЖГ, 1978, т. 11, с. 245–271.
12. *Virk P. S.* Drag reduction fundamentals. — AIChE Journal, 1975, v. 21, № 4, p. 625–656.
13. *Savins J. G., Seyer F. A.* Drag reduction scale-up criteria. — Phys. Fluids, 1977, v. 20, № 10, part II, p. 78–84.
14. *Elata S., Lehrer J., Kahanovitz A.* Turbulent shear flow of polymer solutions. — Israel J. Technol., 1966, v. 4, № 1, p. 87–95.
15. *Петровский В. С.* Гидродинамические проблемы турбулентного шума. Л.: Судостроение, 1966.
16. *Batchelor G. K., Townsend A. A.* The nature of turbulent motion at large wave-number. — Proc. Roy. Soc., ser. A, 1949, v. 199, № 1055, p. 238–255.

17. Ueda H., Hinze J. O. Fine-structure turbulence in the wall region of a turbulent boundary layer.— J. Fluid Mech., 1975, v. 67, № 1, p. 125–143.
18. Мимиович И. Я., Перник А. Д., Петровский В. С. Гидродинамические источники звука. Л.: Судостроение, 1972.
19. Клайн С., Рейнольдс У., Шрауб Ф., Ранстедлер П. Структура турбулентного пристенного слоя.— В кн.: Механика, 1969, т. 4, № 116, с. 41–78.
20. Блэк Т. Дж. Некоторые практические приложения новой теории турбулентного пристенного слоя.— В кн.: Достижения в области теплообмена. М.: Мир, 1970.
21. Haddle G. P., Scudrzyk E. J. The physics of flow noise.— J. Acoust. Soc. Amer., 1969, v. 46, № 1, part II, p. 130–157.
22. Corcos G. M. Resolution of pressure in turbulence.— J. Acoust. Soc. America, 1963, v. 35, № 2, p. 192–199.
23. Ефимцов Б. М. Критерии подобия полей пристеночных пульсаций давления турбулентного пограничного слоя.— II Всес. симп. по физике акустико-гидродинамических явлений и оптоакустике. Тез. докл. М.: Наука, 1979, с. 35–36.
24. Willmarth W. W., Bogar T. J. Survey and new measurements of turbulent structure near the wall.— Phys. Fluids, 1977, v. 20, № 10, part II, p. 9–21.
25. Oldaker D. K., Tiederman W. G. Spatial structure of the viscous sublayer in drag-reducing channel flows.— Phys. Fluids, 1977, v. 20, № 10, part II, p. 133–144.
26. Акимов В. Г., Грешилов Е. М., Широкова Н. Л. Некоторые результаты исследования струйных течений слабых полимерных растворов.— Тр. IX Всес. акуст. конф., М.: Наука, 1977.

Акустический институт
им. Н. Н. Андреева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
10.III.1981