

**ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ СВЕТА С ТУРБУЛЕНТНЫМ ПОТОКОМ
ЖИДКОСТИ**

Д. И. Авалиани, С. С. Кутателадзе

(Тбилиси — Новосибирск)

Рассматривается связь между среднеквадратичной пульсацией светового потока и пульсациями плотности в турбулентном потоке жидкости. Установлены критерии воздействия турбулентности среды на коэффициенты преломления и ослабления света. Описываются экспериментальные установки и новые опытные данные.

В литературе имеется сравнительно ограниченное количество данных о взаимодействии света с турбулентной атмосферой [1,2] и о прохождении света через турбулентную жидкость [3,4].

Возникающие в турбулентном потоке флуктуации скорости течения u' вызывают в свою очередь флуктуации давления, температуры и концентрации примесей.

В этой статье ограничимся рассмотрением чистых сред, турбулентность которых характеризуется только пульсациями скорости течения и температуры. Тогда порядок пульсаций давления p' и температуры T' определится формулами

$$(0.1) \quad p' \approx \langle \rho \rangle \langle u \rangle u', \quad T' \approx Lu' \langle u \rangle^{-1} \text{grad} \langle T \rangle$$

Здесь $\langle \rho \rangle$ — средняя плотность жидкости, $\langle u \rangle$ — средняя скорость потока, L — характерная длина, $\langle T \rangle$ — средняя температура.

Соответственно для пульсации плотности среды ρ' имеем

$$(0.2) \quad \rho' \approx \frac{\partial \rho}{\partial T} T' + \frac{\partial \rho}{\partial p} p' \quad (\rho' \ll \langle \rho \rangle)$$

где $\langle p \rangle$ — среднее давление.

Величина $\partial \rho / \partial p$ обратно пропорциональна квадрату скорости распространения звука в данной среде.

1. Флуктуация коэффициента преломления света. Коэффициент преломления n связан с плотностью среды ρ формулой Лорентц — Лоренца [5]

$$(1.1) \quad (n^2 - 1)/(n^2 + 1) = C\rho$$

где C — константа для данного вещества.

Применяя к этой зависимости известные правила Рейнольдса [6], получим следующую связь пульсации коэффициента преломления света n' с пульсацией плотности среды:

$$(1.2) \quad 3 \langle \rho \rangle (\langle n \rangle^2 - 1)^{-1} (n'n' + 2 \langle n \rangle n') - \langle n \rangle^2 \rho' - 2 \langle n \rangle n' \rho - n'n' \rho' = 0$$

Отсюда для осредненных флуктуаций

$$(1.3) \quad 3 \langle \rho \rangle (\langle n \rangle^2 - 1)^{-1} \langle n'n' \rangle = 2 \langle n \rangle \langle n'\rho' \rangle + \langle n'n'\rho' \rangle$$

Формула (1.3) связывает среднеквадратичную пульсацию коэффициента преломления с корреляцией пульсаций коэффициента преломления и

плотности среды. В общем случае (сильно неизотермическое течение газа, поток жидкости при околокритических термодинамических параметрах) пульсации могут быть соизмеримы с осредненным значением плотности. Однако в изотермическом или квазиизотермическом потоке жидкости $\rho' \ll \langle \rho \rangle$ и соответственно $n' \ll \langle n \rangle$. В этом случае

$$(1.4) \quad n' \approx (n^2 - 1)(n^2 + 2)\rho'/6n\langle \rho \rangle$$

Подставляя (1.4) в первый (главный) член правой части (1.3), имеем

$$(1.5) \quad \langle n'n' \rangle \approx [(n^2 - 1)/3\langle \rho \rangle]^2 (n^2 + 2)\langle \rho'\rho' \rangle$$

Здесь следует иметь в виду, что операция осреднения произведена по радиусу корреляции, поскольку время прохождения светом расстояния, равного характерному масштабу турбулентности, много меньше масштаба времени существования турбулентных возмущений.

Из (1.5) видно, что среднеквадратичная пульсация коэффициента преломления света в турбулентной жидкости отлична от нуля. Это значит, что эффективный коэффициент преломления в турбулированной среде больше, чем определяемый по ее физическим свойствам.

В газах, в частности, при прохождении света через атмосферу Земли существенными обычно являются флуктуации плотности за счет пульсаций температуры.

Для жидких сред, в частности, при прохождении света в океане могут иметь место изотермические условия, и турбулентность будет проявляться через воздействие пульсаций давления, как бы последние не были малы.

Именно этот специфический для жидкостей случай, насколько авторам известно, до сих пор был исследован недостаточно.

При $T = \text{const}$, $T' = 0$ и из (0.1), (0.2), (1.5) следует:

$$(1.6) \quad \langle n'n' \rangle^{1/2} \approx (n^2 - 1)\psi M^2, \quad \psi \approx \langle u'u' \rangle^{1/2} / \langle u \rangle$$

где ψ — степень турбулентности потока, M — число Маха.

В первом приближении, по-видимому, можно полагать, что кажущееся увеличение коэффициента преломления света в турбулентной жидкости Δn_T имеет порядок среднеквадратичной пульсации физического коэффициента преломления, т. е.

$$(1.7) \quad \Delta n_T \approx \langle n'n' \rangle^{1/2}$$

Для определения изменения коэффициента преломления, связанного с турбулентными неоднородностями, была смонтирована экспериментальная установка, принципиальная схема которой показана на фиг. 1.

Основным узлом являлся интерферометр ИТР-1, принцип действия которого основан на явлении дифракции от двойной щели.

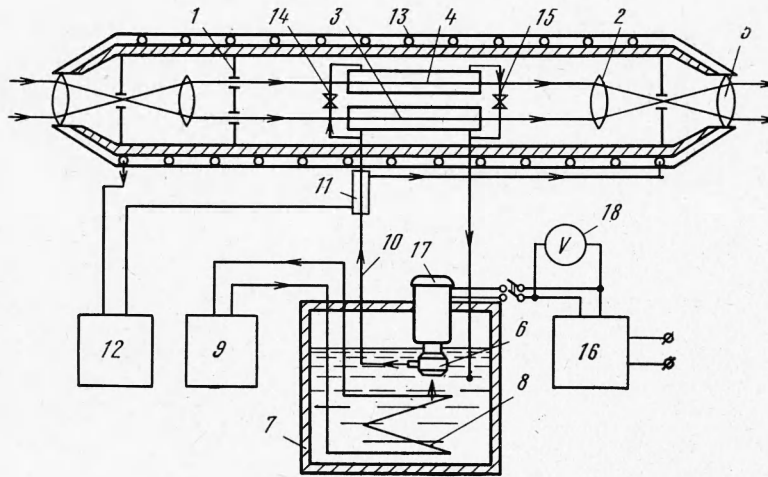
На пути лучей между диафрагмой 1 и объективом 2 ставится двухкамерная кювета 3, 4. Камеры кюветы наполняются исследуемой жидкостью, камера 4 образцовая, в камере 3 жидкость находится в движении.

Различие коэффициентов преломления покоящейся и движущейся жидкости создает сдвиг по фазе между лучами, прошедшими через разные камеры, что приводит к смещению интерференционной картины, наблюдаемой в окуляре 5.

Для исследований использовался бидистиллят, который подавался в камеры кюветы при помощи насоса 6 из резервуара 7. Перед окончательным заполнением установка многократно промывалась спиртом, а затем бидистиллятом воды.

При проведении опытов большое внимание уделялось тщательному термостатированию исследуемой жидкости, так как изменение температуры вызывает изменение коэффициента преломления жидкости.

Жидкость в резервуаре 7 термостатировалась при помощи змеевика 8, внутри которого циркулировала жидкость из термостата 9. Резервуаром служил бак ультратермостата УТ-15, имеющий специальную теплоизоляцию. Циркуляционный насос 6 был утоплен в воду до электродвигателя



Фиг. 1

в целях предотвращения засасывания пузырьков воздуха через сальник насоса. Камеры кюветы 3, 4 были соединены с насосом медной трубкой 10 диаметром 12/14 мм. На пути в камеры трубка 10 проходит через теплообменник 11 типа «труба в трубе». В наружной трубке теплообменника циркулировала термостатированная жидкость, подаваемая из термостата 12. Такая схема обеспечивала постоянство температуры исследуемой жидкости. Для уменьшения влияния флуктуации температуры окружающей среды комната специально термостатировалась. Кроме того, на корпус интерферометра был намотан медный трубчатый теплообменник 13, покрытый сверху теплоизоляцией. В теплообменник 13 подавалась вода из термостата 12, прошедшая через теплообменник 11.

Температура в термостатах 9 и 12 поддерживалась одинаковой с точностью до 0.01° и на $2\text{--}3^\circ$ выше комнатной.

Трубка 10, через которую проходила исследуемая жидкость, имела отвод для подачи воды в кювету 4. Таким образом, в обеих камерах кюветы находилась жидкость с одинаковыми температурами. Непосредственно перед каждым опытом при помощи вентиля 14 и 15 менялась вода в камере 4. Расход воды в кювете регулировался трансформатором РНО 16, питающим электродвигатель насоса 17.

Питающий ток контролировался вольтметром 18 класса 0.2. Расход жидкости определялся в зависимости от напряжения тока, питающего электродвигатель насоса 6.

Все опыты проводились при температуре жидкости, равной 293°K , на кюветах длиной 250 и 500 мм.

Выход установки на рабочий режим контролировался стабильностью отсутствия сдвига фазы между лучами, проходящими через камеры кюветы для остановленной жидкости.

При фиксированном расходе воды определялась разность хода лучей, проходящих через слой остановленной и движущейся жидкости, после чего путем стандартного пересчета определялось изменение коэффициента преломления дистиллированной воды Δn_T , вызванное движением. Результаты измерений, проведенных на кювете длиной 250 мм и диаметром 10 мм, показаны на фиг. 2 в зависимости $\Delta n_T = f(K^*)$.

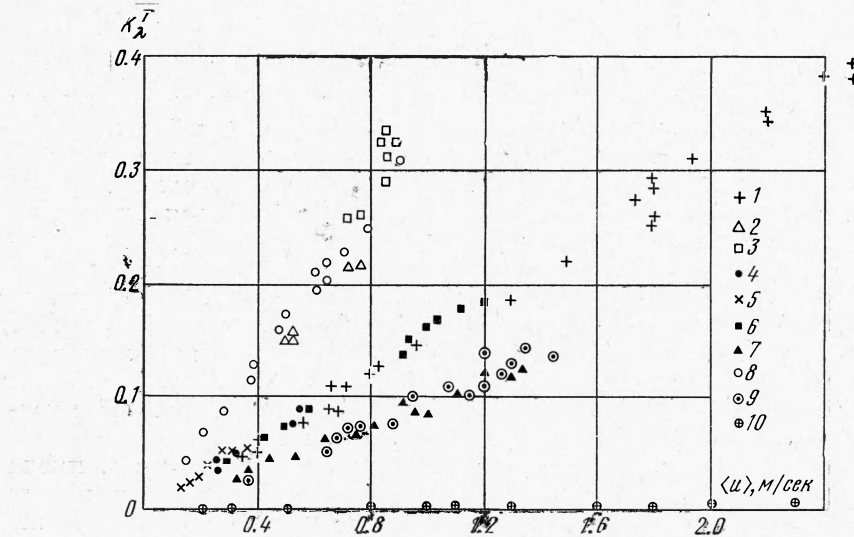
Здесь

$$K^* = (n^2 - 1) M^2 [(n^2 + 2)^{1/2} C_f]^{1/2}$$

где C_f — коэффициент трения.

В качественном отношении и по порядку величин эти результаты хорошо согласуются с приведенными выше теоретическими оценками.

2. Коэффициент ослабления луча. На фиг. 3 показана зависимость ослабления интенсивности лазерного луча от скорости течения и вязкости жидкости. В качестве исследуемой жидкости были использованы: дистиллированная вода, фреон-113, полиметилсилоксановые жидкости ПМС-1,5 и ПМС-50.



Фиг. 3

Экспериментальные данные, представленные на фиг. 3, получены при следующих размерах экспериментальных труб и параметрах жидкости.

Дистиллированная вода: *a* — точки 1, 2 и 3 соответствуют опытам в трубах диаметром $d = 50$ мм и длиной $l = 2.65$ м при следующих вязкостях: $\nu = 1 \cdot 10^{-6}$, $0.44 \cdot 10^{-6}$ и $0.42 \cdot 10^{-6}$ соответственно; *b* — точки 4 соответствуют $d = 100$ мм, $l = 2.65$ м и $\nu = 1 \cdot 10^{-6}$; *c* — точки 5 соответствуют $d = 140$ мм, $l = 2.65$ м и $\nu = 1 \cdot 10^{-6}$; *g* — точки 6 соответствуют $d = 72$ мм, $l = 1.4$ м и $\nu = 1 \cdot 10^{-6}$.

Этиловый спирт: точки 7 соответствуют $d = 72$ мм, $l = 1.4$ м и $\nu = 1.5 \cdot 10^{-6}$.

Фреон-113: точки 8 соответствуют $d = 50$ мм, $l = 2.65$ м и $\nu = 0.45 \cdot 10^{-6}$.

ПМС-1,5: точки 9 соответствуют $d = 72$ мм, $l = 1.4$ м и $\nu = 1.5 \cdot 10^{-6}$.

ПМС-50: точки 10 соответствуют $d = 28$ мм, $l = 1$ м и $\nu = 50 \cdot 10^{-6}$.

Как видно, в ламинарном течении (большая вязкость) влияние движения практически не сказывается на ослаблении луча света. При турбулентном течении это влияние оказывается существенным.

Рассеивание света на турбулентных пульсациях вызывает ослабление света по ходу луча, дополнительное к тому, которое осуществляется молекулярным механизмом. Допуская простое суммирование этих эффектов, запишем формулу Бугера применительно к рассматриваемому случаю в виде

$$(2.1) \quad dI = -(K_\lambda + K_\lambda^T) I dx$$

Здесь K_λ — коэффициент ослабления, K_λ^T — турбулентный коэффициент ослабления, I — интенсивность излучения.

Коэффициент ослабления (рассеивания) луча на турбулентных пульсациях можно полагать некоторой функцией величины Δn_T степени турбулентности (т. е. характерного числа Рейнольдса потока) и обратно пропорциональным числу столкновений с мелкомасштабными турбулентными образованиями Λ_{\min} , внутри которых свет взаимодействует с веществом только на молекулярном уровне.

Полагая

$$(2.2) \quad \Lambda_{\min} \approx \nu (\langle u'u' \rangle)^{-1/2}$$

имеем с точностью до степени турбулентности критерий [7]

$$(2.3) \quad \tilde{K}_\lambda^T = \nu K_\lambda^T / \langle u \rangle$$

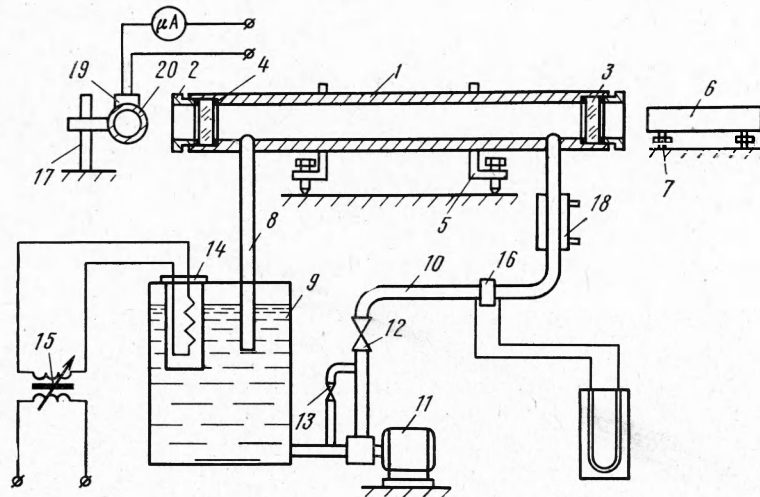
так что

$$(2.4) \quad K_\lambda^T = f(\text{Re}, \Delta n_T)$$

Эксперименты по определению величины K_λ^T производились на установке, схема которой дана на фиг. 4. В качестве объекта с однородной по ходу луча турбулентностью было выбрано приосевое течение в круглой трубе. На торцах трубы 1 имелись сальники 2, закрепляющие оптические кварцевые стекла 3. Уплотнением служили фторопластовые прокладки 4. Патрубки 8 и 10 использовались для подачи и отвода жидкости в экспериментальный канал. Вся система, включая циркуляционный насос 11, выполнена из нержавеющей стали. Холодильник 18 служил для отбора тепла, возникающего в контуре вследствие гидродинамического трения. Бак 9 емкостью ~ 100 л снабжен электрическим нагревателем 14, питаемым через регулирующий трансформатор 15. Расход циркулирующей жидкости измеряется острой шайбой 16. Плавность регулировки расхода обеспечивается байпасной линией и вентилями 12 и 13. Юстировка экспериментального канала осуществляется с помощью подставок 5. Источником света служат оптические квантовые генераторы 6, крепящиеся на подставке с юстировочными винтами 7.

Луч лазера юстировался вдоль оси экспериментального канала. Приемным устройством служило отверстие в дюралевой сфере 20, внутренняя поверхность которой была покрыта слоем барита с большим коэффициентом

отражения. Диаметр отверстия 25 мм, диаметр сферы 115 мм. Стойка 17 позволяла осуществлять перемещение фотоприемника в вертикальном и горизонтальном направлениях. В верхнюю часть сферы вмонтирован фотоэлемент 19 марки ФСК-1, питаемый стабилизированным током. Опыты



Фиг. 4

производились при постоянном контроле изотермичности потока жидкости. Жидкость тщательно очищалась и дегазировалась. Определялась интенсивность света, проходящего через неподвижную жидкость I_1 , и затем интенсивность I_2 при заданной скорости течения.

Коэффициент ослабления луча турбулентными пульсациями

$$(2.5) \quad K_{\lambda}^T = -l^{-1} \ln I_2 / I_1$$

где l — длина хода луча в экспериментальном участке.

Как уже указывалось, движение жидкости существенно влияет на ослабление проходящего через нее луча света при нарушении ламинарного режима течения. В переходной области чисел Рейнольдса наблюдались значительная флуктуация значений I_2/I_1 , обусловленная эффектом перемежаемости. В области развитой турбулентности величина ослабления луча была устойчивой.

Число Рейнольдса

$$(2.6) \quad Re = \langle u \rangle d / \nu$$

менялось за счет изменения средней расходной скорости жидкости $\langle u \rangle$, диаметра трубы d и кинематической вязкости ν . Последняя для данной жидкости изменялась за счет повышения температуры с помощью нагревателя 14.

В изучаемом диапазоне гидродинамических параметров влияние длины волны света в пределах от 0.51 до 0.63 мкм не наблюдалось.

На фиг. 5 представлены экспериментальные данные по ослаблению луча света при прохождении вдоль оси течения в трубах диаметром более 50 мм в координатах $C^* = f(K^*)$, соответствующих зависимости (2.4). Здесь

$$C^* = \frac{\nu K_{\lambda}^T}{\langle u \rangle} \left(\frac{2}{C_f} \right)^{1/2}$$

Исследуемой жидкостью служили: дистиллированная вода (точки 1 — $\nu = 1 \cdot 10^{-6}$, 2 — $\nu = 0.8 \cdot 10^{-6}$, 3 — $\nu = 0.44 \cdot 10^{-6}$; 4 — $\nu = 0.42 \cdot 10^{-6}$), этиловый спирт (точки 6 — $\nu = 1.5 \cdot 10^{-6}$), фреон-113 (точки 5 — $\nu = 0.45 \cdot 10^{-6}$), ПМС-1.5 (точки 7 — $\nu = 1.5 \cdot 10^{-6}$).

В исследованном диапазоне параметров через экспериментальные точки может быть проведена некоторая прямая. В трубах диаметром менее 50 мм отмечается значительное уменьшение величины K_{λ}^T при прочих равных условиях. Характер этого изменения показан ниже.

d (мм),	20	8.5	26	5	28	5	38	3.2	≥ 50	0.8	≥ 50	0.4
$\langle u \rangle$ (м/сек)												
K_{λ}^T			0.02	0.045	0.065	0.085			0.12		0.065	

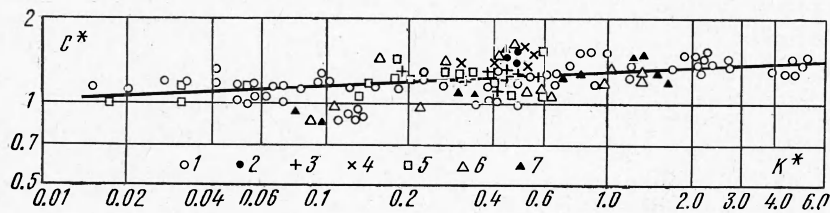
Характеристики экспериментальных труб и применяемых лазерных установок приведены в табл. 1 и 2.

Таблица 1

Размеры экспериментальных участков

Трубы из нержавеющей стали		Трубы из латуни	
d , мм	l , мм	d , мм	l , мм
20	1000, 2650	26	1000
28	1000	72	1400
38	1000		
50	1000, 2650		
100	2650		
140	2650		

3. Флуктуации интенсивности света. Для измерения флуктуации интенсивности света в установке (фиг. 4) приемником света служил ФЭУ-22,



Фиг. 5

который был помещен в специальный металлический корпус в целях уменьшения наружных помех.

Таблица 2

Характеристики ОКГ, использованных в описываемых экспериментах

Тип	Газ	Длина волны, мкм	Мощность, мвт	Диаметр луча, мм
ЛГ-106	аргон	0.51	1000	3.0
ЛГ-75	гелий-неон	0.63	20	4.0
ЛГ-56	гелий-неон	0.63	2	2.5
ОКГ-12	гелий-неон	0.63	10	10.0
ЛГ-36	гелий-неон	0.63	40	4.0

Светочувствительное окно, в которое попадал луч света, было закрыто диафрагмой с ценой деления 7 мкм. Сигнал от ФЭУ поступал на осциллограф С-1-15.

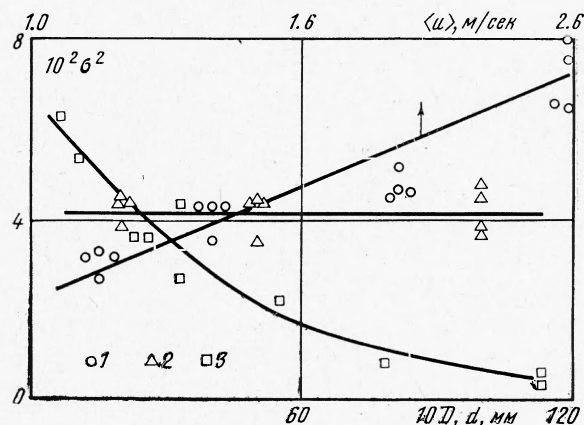
Кривые флуктуации, наблюдаемые на экране осциллографа, фотографировались и обрабатывались по формуле

$$(3.1) \quad \beta = [(\langle I \rangle - I)^2 \langle I \rangle^{-2}]^{1/2}$$

Зная величину флуктуации интенсивности света β , можно вычислить дисперсию логарифма флуктуации интенсивности σ^2 по следующей формуле:

$$(3.2) \quad \sigma^2 = \ln(1 + \beta^2)$$

Результаты некоторых опытов, полученных на дистиллированной воде в трубах $d = 50$ мм и $l = 2.65$ м, представлены на фиг. 6 (точки 1). Как видно, с увеличением скорости течения турбулентной жидкости дисперсия логарифма флуктуации интенсивности света увеличивается.



Фиг. 6

Влияния диаметра экспериментальной трубы на величину σ^2 при диаметре приемной апертуры 3.3 мм и $Re = 6.5 \cdot 10^4$ не обнаружено (см. фиг. 6, точки 2). Однако наблюдаемый эффект зависит от размеров приемной апертуры. В опытах величина диаметра приемной апертуры D менялась от 0 до 11.5 мм (см. фиг. 6, точки 3). Дисперсия логарифма флуктуации интенсивности света с увеличением диаметра падает и потом насыщается около диаметра приемной апертуры, приблизительно равному диаметру луча света, выходящего из экспериментальной трубы. Опытные данные, представленные на фиг. 6, получены на дистиллированной воде.

Кроме ослабления и флуктуации интенсивности, луч света, проходя через турбулентную жидкость, претерпевает дополнительное уширение.

Эксперименты по измерению уширения луча лазера ЛГ-75 были проведены на установке (фиг. 4). Луч света, выходящий из экспериментальной трубы, попадал на диафрагму с отверстием 7 мкм. Диафрагма могла передвигаться в горизонтальной плоскости перпендикулярно оси светового луча и была жестко соединена с фотоэлектронным умножителем. Фотоумножитель ФЭУ-62 передвигался вместе с диафрагмой при помощи

микрометрического винта с ценой деления 10 мкм. Сигнал от ФЭУ подавали через усилитель на микроамперметр М-26 класса 0.5. По показанию микроамперметра можно было четко определить границы светового пучка.

Таблица 3

$l, \text{ м}$	$M \cdot 10^4$							
	6.8	8.2	8.8	9.2	10.3	12.3	13	13.7
2	23	—	—	34	—	38	—	47
2.65	20	—	34	—	—	41	—	44
3.8	18	24	—	—	29	33	35	—

В табл. 3 приведена зависимость уширения луча лазера $\Delta R/l \cdot 10^6 \text{ м}$ от числа Маха (M) в турбулентном режиме течения по одной из серий опытов на дистиллированной воде при различных длинах труб.

Поступила 29V1972

ЛИТЕРАТУРА

1. Зуев В. Е. Распространение видимых и инфракрасных волн в турбулентной атмосфере. М., «Советское радио», 1970.
2. Татарский В. И. Распространение волн в турбулентной атмосфере. М., «Наука», 1967.
3. Бенедек Дж. Спектроскопия оптического смещения и ее приложения к задачам физики, химии, биологии и техники. Усп. физ. н., 1972, т. 106, № 2.
4. Уленбек Г. Фундаментальные проблемы статистической механики. Усп. физ. н., 1971, т. 103, № 2.
5. Лоренц Г. А. Теория электронов и ее применение к явлениям света и теплового движения. М., Гостехиздат, 1956.
6. Reynolds O. Phyl. Trans of the R. S., 1895.
7. Кутателадзе С. С., Авалиани Д. И. Ослабление луча света на турбулентных пульсациях. Докл. АН СССР, 1971, т. 198, № 5.