

Тем не менее соотношение (12) позволяет неявным образом указать класс состояний, для которых равенство (3) справедливо тождественно. Из соотношения (12) следует, что соответствующие температурные распределения должны удовлетворять условию

$$\int \rho c \frac{\partial T}{\partial t} \left(1 - \frac{T_k}{T} \right) dV = 0 \quad (16)$$

которое с учетом (8) может быть переписано как

$$\int [(\mathbf{j} \cdot \mathbf{E}) - \operatorname{div} W] \left(1 - \frac{T_k}{T} \right) dV = 0 \quad (17)$$

Таким образом, показано, что, даже когда справедлив принцип минимума производства энтропии, мощность, диссипируемая в стационарном состоянии дуги, не минимальна по сравнению с мощностью, диссипируемой в нестационарных состояниях, которые близки к стационарному, вопреки выводу, сделанному в [1]. В то же время, поскольку соотношение (2) при определенных ограничениях эквивалентно уравнению Эленбааса — Геллера, возможен вариационный подход к расчету стационарных режимов дугового разряда, основанный на принципе минимума производства энтропии. Экстремальность диссипируемой мощности также может быть использована в виде (4), но не для произвольных температурных распределений, а лишь для тех, которые удовлетворяют условию (17). В частности, легко показать, что условию (17) удовлетворяют температурные распределения, соответствующие приближению «канальной» модели столба дуги, описанной, например, в [2].

Поступила 5 VI 1972

ЛИТЕРАТУРА

1. Peters T., Über den Zusammengang des Steenbeckschen Minimumprinzips mit dem thermodynamischen Prinzip der minimalen Entropieerzeugung. Z. Phys., 1956, Bd 144, № 5
2. Финкельбург В., Меккер Г. Электрические дуги и термическая плазма. М., Изд-во иностр. лит., 1961.
3. Гроот С. Р. де, Мазур П. Неравновесная термодинамика. М., «Мир», 1964.
4. Аронзон Н. З. О теоретическом обосновании принципа минимума напряжения дуги. Электричество, 1958, № 3, стр. 56.

УДК 532.516 : 535.36

ОБ ИЗМЕНЕНИЯХ СО ВРЕМЕНЕМ ХАРАКТЕРИСТИК РАССЕЯНИЯ СВЕТА ВОДНОЙ СРЕДОЙ ПРИ ЕЕ ГИДРОДИНАМИЧЕСКОМ ВОЗМУЩЕНИИ

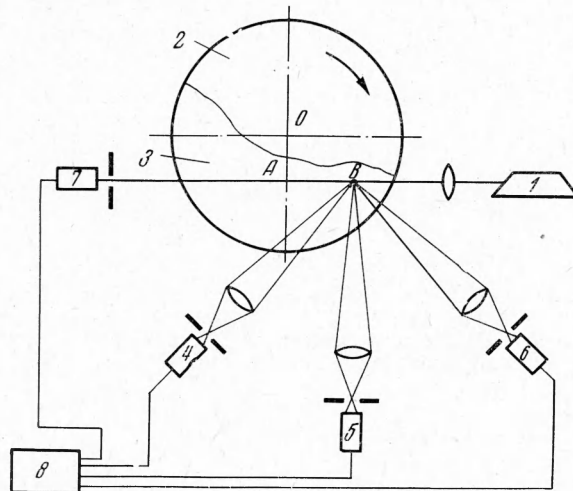
В. М. Сысак, А. М. Трохан

(Москва)

В работе приводятся результаты экспериментального исследования зависимости характеристик рассеяния лазерного излучения дистиллированной водой при внесении в нее гидродинамических возмущений. Обнаружено, что после внесения возмущения световой поток, рассеиваемый жидкостью, возрастает. Эффект возникает только в устоявшейся воде. Рассмотрено влияние магнитного поля.

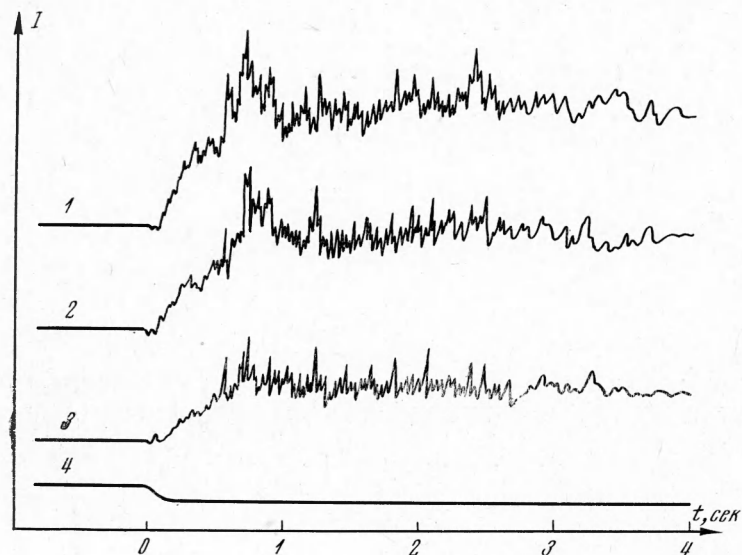
В работе [1] исследованы флуктуации лазерного излучения, рассеиваемого неподвижной жидкостью, в которую вводится разовое возмущение с помощью падающего тела. В данной работе рассмотрены эффекты рассеяния водой, заключенной между двумя соосными дисками, при этом учитывалась предыстория рассеивающей среды, а гидродинамическое возмущение создавалось вращением одного из дисков.

Схема экспериментальной установки приведена на фиг. 1. Луч гелий — неоновый лазера 1, сфокусированный длиннофокусным объективом, направляется в промежуток между дисками 2 и 3, помещенными в сосуд с дистиллированной водой. Диаметр дисков 90 мм, расстояние (h) между дисками регулировалось. Луч равноудален от плоскостей дисков. Регистрировалось излучение, рассеянное под углами $\alpha = 45, 90$ и 135° к оси



Фиг. 1

луча, при помощи фотоумножителей 4, 5 и 6 из объема порядка 0.4 мм^3 . Объем фиксированный и общий для всех трех направлений. Заданная область светового пучка вырезалась щелями, расположенными в плоскостях изображения объективов непосредственно перед фотокатодами фотоумножителей. Дополнительно при помощи фотоумно-

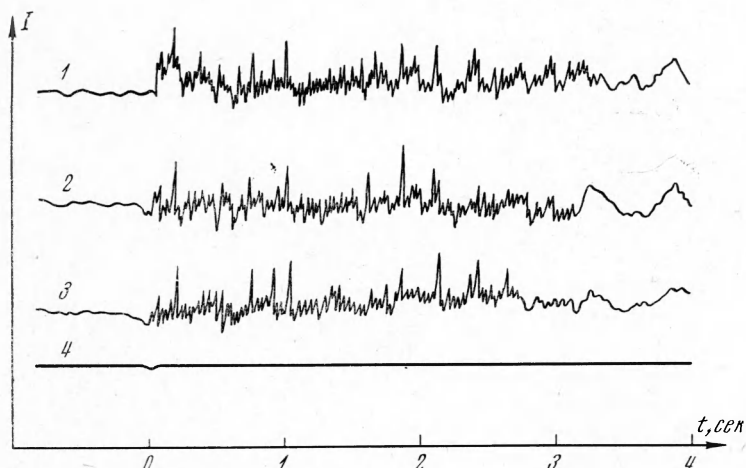


Фиг. 2

жителя 7 регистрировалось изменение интенсивности излучения, прошедшего сквозь сосуд. Диафрагма защищает фотоумножитель 7 от излучения, рассеянного вперед под малыми углами.

Каркас сосуда, диски и все остальные погружаемые в воду детали установки изготовлены из латуни, черненной методом оксидирования. Окна — из полированного оконного стекла. Гидродинамическое возмущение вносилось вращением верхнего дис-

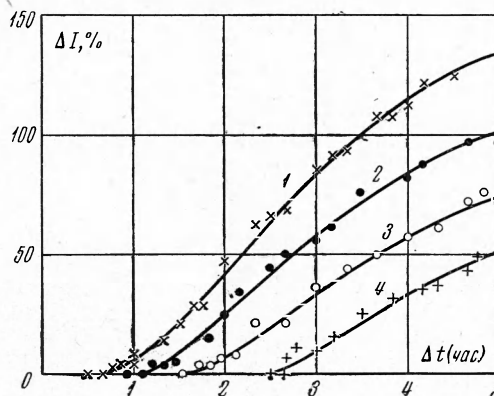
ка. Начальная скорость вращения порядка 4 об/сек , время вращения до полной остановки $\sim 3 \text{ сек}$. В дальнейшем на протяжении всего эксперимента диски оставались неподвижными. Одновременная регистрация по всем четырем каналам велась при помощи микроамперметров (фототоки фиксировались при неподвижных дисках) и шлейфового осциллографа δ с низкочастотными вибраторами.



Фиг. 3

На фиг. 2 и 3 приведены характерные осциллограммы изменения интенсивности рассеянного света для углов, равных 45° , 90° , 135° (соответственно кривые 1, 2 и 3), и света, прошедшего сквозь сосуд (кривая 4). По горизонтальной оси отложено текущее время ($t = 0$ — момент внесения возмущения), по вертикальной — токи фотоумножителей.

Промежуток времени с момента предыдущего возмущения (Δt) для фиг. 2 равен 60 час , для фиг. 3 — 5 мин . Для обеих фигур начальные фототоки для кривых 1, 2, 3 примерно одинаковы и равны 30 мка , для кривых 4 — 200 мка , $h = 2.5 \text{ мм}$. Из осциллограмм на фиг. 2 видно, что среднее значение интенсивности рассеянного излучения в устоявшейся воде после внесения в нее разового возмущения увеличивается, причем тем значительней, чем меньше угол рассеяния. Новые величины фототоков превышают свои начальные значения на 200, 170 и 100% для углов α , равных 45° , 90° и 135° . Свет, прошедший сквозь сосуд, ослабляется примерно на 5%. Внесение возмущения в не устоявшуюся достаточное время воду не приводит к изменению оптических свойств воды (фиг. 3). Пульсации интенсивности рассеянного излучения имеют для обеих фигур примерно одинаковый характер.



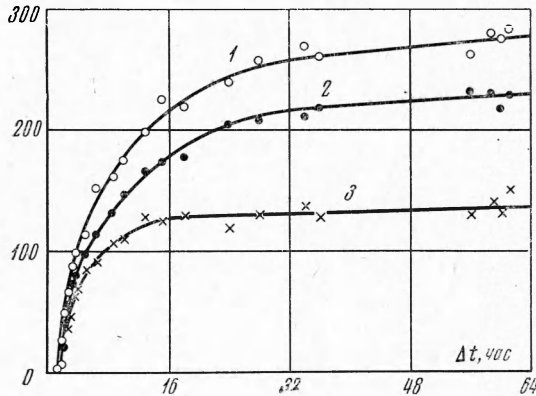
Фиг. 4

Все приведенные осциллограммы записаны для точки B (см. фиг. 1). Процессы в точке A отличаются меньшей на порядок длительностью переходного периода изменения интенсивности рассеянного излучения от начальной (непосредственно перед возмущением) до конечной величины. Различие обусловлено направлением возмущающего движения относительно лазерного луча — вдоль луча (в точке A) или поперек (в точке B).

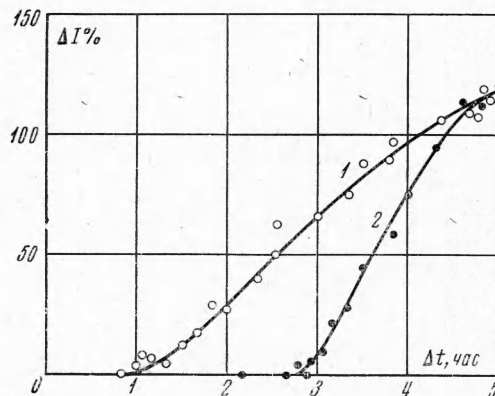
Применялся следующий порядок проведения измерений. Через заданный промежуток времени с момента последнего возмущения записывались токи по всем четырем каналам, включался на запись осциллограф, вносилось очередное возмущение и через $5 \div 10 \text{ сек}$ записывались новые значения токов. Затем запись токов повторялась еще несколько раз в течение последующих $20 \div 30 \text{ сек}$. Подсчитывались их средневзвешен-

ные значения, и по последним — относительное превышение этих токов над начальными, которые принимались за 100%.

В дальнейшем изменение интенсивности рассеянного и прошедшего сквозь сосуд излучения принималось пропорциональным изменениям соответствующих фототоков. Использование для анализа экспериментальных данных относительных изменений токов вместо их абсолютных значений позволило существенно уменьшить аппаратную погрешность. На фиг. 4, 5 и 6 приведены некоторые характерные графики, построенные по экспериментальным данным. Везде по горизонтальной оси отложены отрезки времени между предыдущим и очередным (в момент измерений) возмущениями (Δt), по вертикальной — относительные приращения (в процентах) интенсивности рассеянного излучения после возмущения (ΔI).



Фиг. 5



Фиг. 6

ке $\Delta t > 24$ час. Эти соотношения справедливы и для других h . При $\Delta t > 24$ час, хотя кривые и идут почти горизонтально, некоторый рост ΔI с увеличением Δt сохраняется.

На фиг. 6 приведены графики для случая $h = 1.5$ мм, $\alpha = 45^\circ$. Кривая 1 записана в тех же условиях, что и предыдущие графики, кривая 2 — в поле постоянного магнита. Магнитное поле задерживает начало возникновения эффекта, который возникнув, однако, через 2–3 час начинает достигать тех же значений, что и при отсутствии магнитного поля. В дальнейшем обе кривые практически совпадают. Ориентация магнитного поля безразлична.

На фиг. 4 приведены графики, соответствующие различным расстояниям между дисками при $\alpha = 90^\circ$ ($h = 1.0, 1.5, 2.0, 2.5$ мм — соответственно кривые 1, 2, 3 и 4). Как видно из графиков, рассматриваемый эффект начинает проявляться через определенный для каждого h интервал времени, затем линейно растет на протяжении ~ 2 час, после чего кривые становятся положе. Этот интервал времени тем меньше, а прирост эффекта идет тем быстрее и достигает тем больших значений, чем меньше h . Приведенные соотношения справедливы для всех α .

На фиг. 5 приведены графики, соответствующие $h = 1.5$ мм для углов α , равных $45, 90$ и 135° (кривые 1, 2 и 3). Эффект растет тем быстрее и достигает тем больших величин, чем меньше α , а момент возникновения почти не зависит от α .

С ростом Δt увеличивается расхождение между кривыми для разных α примерно от отношения 1.0 : 1.1 : 1.2 на начальном участке, до отношения 1.0 : 1.6 : 2.0 на участке

Поступила 16 II 1972

ЛИТЕРАТУРА

1. Верховых Н. П., Верховых Ю. Ф., Сысак В. М., Трохан А. М. О рассеянии света турбулентной жидкостью. ПМТФ, 1970, № 1.