

## ЯРКОЕ ПЯТНО ЗА ТЕНЬЮ ОСВЕЩЕННОГО ТЕЛА (ИЛИ ПРОВАЛА ИНТЕНСИВНОСТИ), ДВИЖУЩЕГОСЯ У ПОВЕРХНОСТИ НЕЛИНЕЙНОЙ СРЕДЫ

Г.А.Аскарьян, А.А.Лерман

Исследован новый вид нелинейной рефракции – образование яркого пятна за краем тени освещенного тела (диск, шар, полуплоскость, полоса), движущегося в луче или изменяющего форму луча перед слоем нелинейной среды. Измерено краевое усиление яркости и приведены фотографии.

Дано объяснение наблюденных эффектов.

В средах, в которых показатель преломления уменьшается при нагреве излучением (к таким средам относятся обычные широко распространенные среды) важное значение имеет особый вид самофокусировки (см.обзор <sup>1</sup>) – самофокусировка в провалах интенсивности (там, где  $(dn/dr) < 0$ ) – так называемая "банановая" самофокусировка, впервые обнаруженная в <sup>2,3</sup> и подробно исследуемая в настоящее время <sup>4–8</sup>. В этом случае в зоне начального уменьшения интенсивности на некотором расстоянии  $L \sim a/\sqrt{\Delta n}$ , превосходящем радиус зоны, возникает фокус, когда изменение показателя преломления достигает достаточно большой величины.

В данной работе исследован новый вид нелинейной рефракции – краевая самофокусировка, возникающая при движении тени или провала интенсивности в потоке излучения – обнаружено яркое пятно, следующее за тенью, причем интенсивность в пятне может быть гораздо ярче, чем в центральной области банановой самофокусировки.

Схема установки дана на рис. 1. Неодимовый лазер 1 на кристалле ГСГГ на длине волн 1,06 мкм с частотой посылок 10 Гц и энергией в каждом импульсе свободной генерации 0,1 Дж направлялся зеркалом 3 в кювету 5 с нелинейной средой (спирт, вода), в которой развивалась нелинейная рефракция <sup>2</sup>. Длина нелинейного слоя 1 была сопоставима с длиной  $l_a$  поглощения света  $l \cong l_a \cong 7$  см. Распределение излучения на поверхности фокусировалось линзой 6 на поверхность визуализатора 7' или вместо него на пластине 7 с отверстием, через которое излучение с локальной интенсивностью попадало на ФЭК – фотокоаксиальный элемент 8, дающий сигнал на осциллограф 9 через интегрирующую ячейку, сглаживающую чеки генерации. Контрольный ФЭК для контроля измерения падающего излучения регистрировал излучение от стеклянной пластиинки 2.

Тело (полуплоскость, полоска, диск), создающее тень (или провал интенсивности) влучение до входа в нелинейную среду, было укреплено на стеклянной пластинке 4, которая с помощью препаратороводителя могла двигаться в нужном направлении. Скорость и ускорение движения тени контролировались по изображению на визуализаторе, и линия движения хорошо трассировалась, что облегчало фотоэлектронное измерение локальной интенсивности.

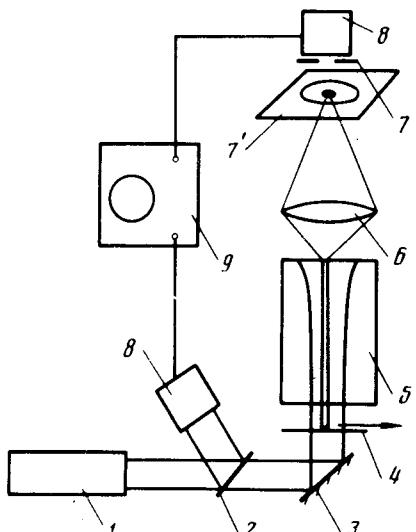


Рис. 1. Схема установки

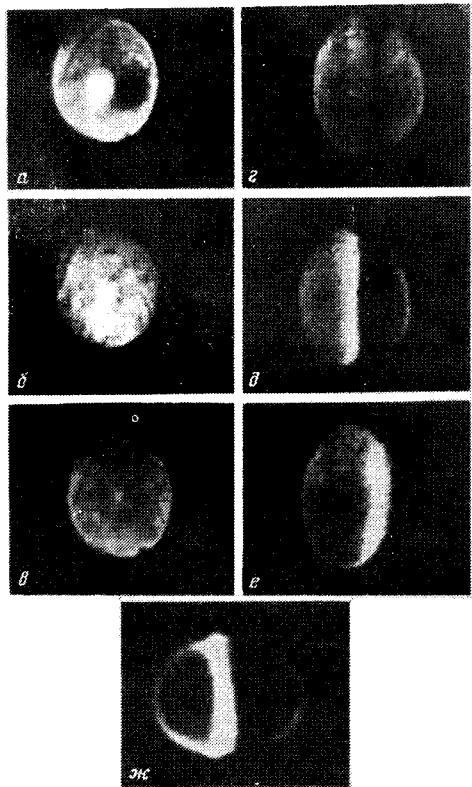


Рис. 2

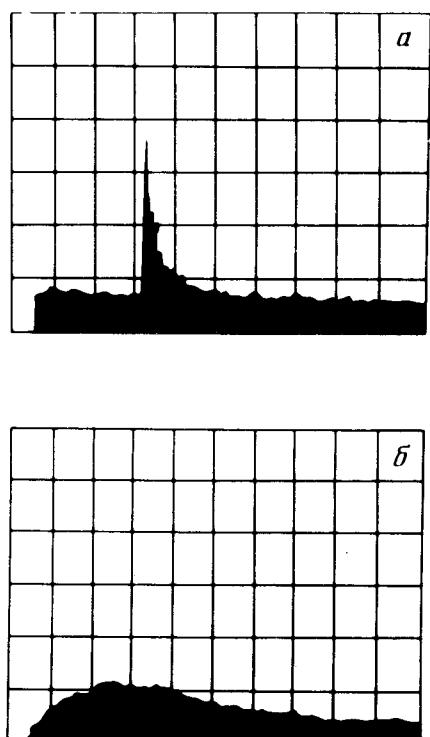


Рис. 3

Рис. 2. Осциллографмы при фотоэлектронной регистрации изменения распределения интенсивности на границе слоя среды: а – при движении тела, б – при банановой самофокусировке. Разворотка 1 с/дел.

Рис. 3. Фотографии изображения на границе среды: а – при движении (слева направо) круглого тела, б – при нестационарной и в – стационарной банановой самофокусировке, г – при неподвижной полоске, д – при движущейся (слева направо) полоске и е – движущейся полуплоскости.

Фотографии изображения на расстоянии 15 см от границы среды, ж – при движении полоски слева направо

При неподвижном диске на поверхности среды при включении заданной мощности возникало светлое пятно нестационарной банановой самофокусировки, которое при установлении процесса (смене вещества из-за конвекции) ослабевало. В этой точке устанавливалось отверстие, пропускающее излучение к измерителю.

Движение тела приводило к появлению движущегося темного пятна, за которым сразу двигалось очень яркое пятно света (см. рис. 2, *a* и для сравнения нестационарный банан 2, *b* и стационарный 2, *c*).

Измерения показали, что яркость светлого пятна при движении в несколько ( $3 \div 5$ ) раз больше яркости пятна банановой самофокусировки в этих условиях (см. рис. 3, *a* и *b*). Максимальные усиления наблюдались в начале движения.

Приведенные осциллограммы сигнала с фотоприемника показывают величину и длительность увеличения яркости при движении пятна. При скорости  $v$  движения 0,5 см/с, размере пятна  $1 \div 2$  мм длительность увеличения яркости 0,3 с (по спаду в  $e$  раз).

Условия появления яркого пятна связаны с нелинейным изменением контраста показателя преломления  $\Delta n l^2/a \cong a$ , т.е.  $n'_T l^2/Cpl_a v \cong a$ , где  $I$  – интенсивность света,  $l_a$  – длина поглощения,  $Cp$  – объемная теплоемкость, и формированием распределенной линзы, которая вызвана процессами нагрева и релаксации и из-за геометрического и контрастного факторов оказалась более эффективной, чем при банановой самофокусировке.

Была исследована также рефракция вблизи края прямой тени полоски или полуплоскости, движущейся в луче до входа излучения в среду, т.е. исследована рефракция при изменении формы луча. Наиболее наглядные изображения были наблюдены для движущейся полоски, когда было видно сопоставление яркостей излучения перед тенью полоски и за ней (см. рис. 2, *г* и *д*), где яркая полоска увеличенной интенсивности сопровождает движение тени 2, *д*, 2, *г* – изображение при неподвижной полоске при тех же условиях, 2, *е* – при движении плоскости вправо.

Были исследованы также аналогичные эффекты на некотором расстоянии от нелинейной среды, для чего убиралась линза, а визуализатор и измеритель помещались на расстоянии 15 см. от среды. Для сравнения приведем случай движущейся полоски рис. 2, *ж*.

Дадим описание наблюденного эффекта. Покажем сначала, что усиление интенсивности должно быть всегда за движущимся телом. Вводя начальную (до падения на слой) интенсивность света в виде  $I(x - vt)$  получим, что угол наклона  $\theta \cong \frac{\partial n}{\partial x} l = \frac{n'_T l}{Cpl_a} \frac{\partial}{\partial x} \int I dt \sim -\frac{1}{v} I$  (так как для  $v = \text{const}$ ;  $\frac{\partial}{\partial x} = -\frac{1}{v} \frac{\partial}{\partial t}$ ) и  $\theta > 0$  при направлении по часовой стрелке в сторону увеличения  $n$ .

Тогда условие сгущения лучей  $\frac{\partial \theta}{\partial x} < 0$  будет соблюдаться при  $-\frac{n'_T}{v} \frac{\partial I}{\partial x} < 0$ , а для  $n'_T < 0$ , т.е. при  $\frac{1}{v} \frac{\partial I}{\partial x} < 0$ , т.е. позади открывающего края, а направление наклона лучей в сторону направления движения.

Можно задать открытие интенсивности, например, в виде  $I \sim 1 - \exp\{-\alpha(x_t - x)\}$  или в виде  $I \sim (x_t - x)^m$ , где  $x_t = vt$  – координата фронта открытия и для равномерного движения сразу получим  $\theta \sim \frac{\partial}{\partial x} \int_{tx}^t I dt \cong I$ . Это позволяет для анализа выбирать любые виды функций, не заботясь об их интегрировании.

Например, движущуюся полоску просто моделировать в виде гипергауссовой функции.  $I \sim 1 - \exp\{-(x - vt)^2 m/a^{2m}\}$  и  $\theta \sim (-n'_T) \frac{1}{v} I$ . Для любых видов движения  $v(t)$  удобно для определения  $\theta$  использовать случай резкого края. В этом случае  $\Delta n \sim n'_T \int_{tx}^t I dt$ , где  $t_x$  – момент прохождения края через точку  $x$ . Из задания  $x_k(t)$  получим  $t_k(x)$  и  $\theta \sim \frac{\partial n}{\partial x} \sim -n'_T \frac{\partial t_k}{\partial x} I = -\frac{n'_T}{v(t)} I$ , таким образом сразу видно, что наклон лучей в сторону движения края тела.

Отметим, что в плоскости изображения соответствующая координата луча  $X = x + \theta(x)l$  и максимумы сгущения лучей определяются из условия  $X'_x \cong 0$ .

■ Для сред с  $n'_T > 0$  положение максимума перемещается перед движущимся краем.

Сразу видны возможности усиления эффекта подбором  $\psi(t)$ , кривизной поверхности или заданием  $I(x, t)$ . Именно этими возможностями фокусировки отличается рассмотренная геометрия от более слабых эффектов у края движущегося сплошного луча, который дает расфокусирующую рефракцию у изогнутого края тени перед движущимся лучом.

Описанные явления могут иметь место при освещении тел, движущихся у нелинейной среды или при движении среды и быть использованы для усиления яркости света, улучшения выявления и т.д.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность И.А.Щербакову за предоставление великолепного по эффективности и однородности генерации кристалла ГСГГ.

### Литература

1. Аскарьян Г.А. УФН, 1973, 111, 249.
2. Аскарьян Г.А., Студенов В.Б. Письма в ЖЭТФ, 1969, 10, 113.
3. Аскарьян Г.А., Чистый И.Л. ЖЭТФ, 1970, 58, 133.
4. Аскарьян Г.А., Михалевич В.Г., Студенов В.Б., Шипуло Г.П. ЖЭТФ, 1970, 59, 1917.
5. Ахманов С.А., Воронцов М.А., Кандидов В.П., Сухоруков А.П. Чесноков С.С. Изв. ВУЗ., Радиофизика, 1980, 23, № 1.
6. Трофимов В.А. Изв. ВУЗ., Радиофизика, 1985, 28, 624.
7. Сухоруков А.П., Тимофеев В.В., Трофимов В.А. Вестн. МГУ, Физика, астрономия, 1985, 26, 55.
8. Воробьев В.В., Муравьев Н.И., Сорокин Ю.М., Шеметов В.В. КЭ, 1977, 4, 2330.