Письма в ЖЭТФ

Т. 9 1969 Вып. 1

21

ИСКРИВЛЕНИЕ ТРАЕКТОРИЙ АСИММЕТРИЧЕСКИХ ПУЧКОВ СВЕТА В НЕЛИНЕЙНЫХ СРЕДАХ

А.Е.Каплан

При изучении самовоздействия пучков света в нелинейных средах внимание исследователей, начиная с пионерских работ [1 – 3], привлекает, в основном, явление самофокусировки и самоканализации света (см., например, [4]). Можно указать, однако, как минимум, еще один интересный случай самовоздействия света, являющийся следствием нелинейной рефракции, – искривление и "закручивание" траекторий несимметричных пучков света в средах, показатель преломления которых зависит от интенсивности поля. Действительно, в отличие от самофокусировки, когда интенсивность распределена симметрично по сечению пучка и все лучи вследствие нелинейной рефракции стремятся собраться в центре пучка (где показатель преломления максимален) – в случае несимметричного распределения пучок будет искривляться весь как целое в том направлении, где преломление максимально.

В приближении геометрической оптики радиус кривизны траектории пучка в каждой точке и оптимальное (с точки зрения проявления "чистого" эффекта искривления) распределение интенсивности по сечению непосредственно следуют из основной формулы геометрической оптики:

$$1/R = \mathbf{N}(\nabla n/n), \qquad (1)$$

где R – радиус кривизны траектории, $\mathbf{N}$ – единичный вектор главной нормали, n – показатель преломления (определяемый, в нашем случае, интенсивностью поля в данной точке, $n = n(E^2)$). Считая "чистым" вращением случай, когда все лучи пучка в любом фиксированном его сечении вращаются вокруг одной оси, характерной для данного сечения, и следовательно, $\nabla = -\mathbf{N}(d/dR)$, из формулы (1) получаем

$$n(R) = \text{const}/R. \qquad (2)$$

Из формулы (2) следует вид функции распределения интенсивности поля по сечению $E^2(R)$ в случае "чистого" вращения, если задаться конкретным видом зависимости $n(E^2)$. Зададим зависимость $n(E^2)$ в виде $n = n_0 + n_2 E^2$ и рассмотрим двумерный ограниченный в поперечнике пучок света. В силу обычно выполняемого в оптике условия $n_0 >> n_2 E^2$ поперечный размер пучка много меньше характерных размеров, связанных с нелинейностью (в частности, и радиуса кривизны). Поэтому оптимальное распределение интенсивности (2) может быть записано в этом случае в виде:

$$E^2_{\text{опт}}(z) \simeq \begin{cases} E_\perp^2 + \Delta E^2\left(1 - \dfrac{2z}{a}\right), & -\dfrac{a}{2} < z < \dfrac{a}{2} \\ 0, & |z| > \dfrac{a}{2} \end{cases}, \qquad (3)$$

где z – направление нормали к оси пучка (z отсчитывается в сторону, противоположную оси вращения), a – поперечный размер пучка ($a << R$). ΔE^2 – наиболее важный (с точки зрения вращения траектории) параметр асимметрии пучка. При этом радиус кривизны траектории всего пучка R определяется в соответствии с формулой (2)

$$R = \frac{n_0 a}{n_2 \Delta E^2}. \qquad (4)$$

Очевидно, что формулы (2) и (4) справедливы и для трехмерного пучка, в поперечном сечении которого интенсивность света (там, где она отлична от нуля) не зависит от координаты вдоль оси вращения. Если такой пучок имеет в сечении форму прямоугольника со сторонами a и b, а поле в нем определяется только асимметричной компонентой ($E_1^2 = 0$), то полная мощность пучка равна $P = (n_0 c / 8\pi) a b \Delta E^2$, и формула (4) может быть записана в виде

$$R = \frac{n_0^2 c a^2 b}{8 n_2 \pi P}. \qquad (5)$$

Для случая $a = b = 0{,}5$ *мм*, $P = 10$ *мвт*, $n_2 = 9 \cdot 10^{-12}$ CGSE (сероуглерод) это составляет величину $R \sim 300$ *см*. При длине кюветы $l = 30$ *см* угловое отклонение такого пучка от его первоначального направления составляет величину $\phi \approx l/R \sim 6°$.

Это угловое отклонение на выходе из нелинейной среды может быть использовано для осуществления сканирования светового пучка по углу путем манипулирования его входной мощностью.

Еще более интересные эффекты должны появляться в том случае, когда пучок света представляет собой не плоскую, а сходящуюся волну (скажем, сфокусированный извне или самофокусирующийся пучок).

Рассмотрим, например (в приближении геометрической оптики), случай сходящегося пучка, сфокусированного в вещество внешней линзой и имеющего амплитудный профиль (3). Если предположить при этом, что пучок очень тонкий, т.е. что $a << f$ (где f – расстояние от точки входа луча в среду до фокуса), то радиус кривизны траектории в каждой точке определяется попрежнему формулой (5), где необходимо положить $a = a_0(1-(s/f))$, $b = b_0(1-(s/f))$; здесь a_0 и b_0 – поперечные размеры пучка на входе в среду, s – длина траектории от точки входа до данной точки. (Эти соотношения определяют уменьшение поперечника пучка при приближении к фокусу). Тогда формула (5) запишется в виде

$$R = R_0(1-(s/f))^3, \tag{6}$$

где $R_0 = (n_0^2 c a_0^2 b_0)/(8 n_2 \pi P)$ – радиус кривизны на входе в среду. Поскольку $R = ds/d\phi$, где ϕ – угол наклона касательной к траектории пучка, то, интегрируя (6), получаем

$$s/f = 1 - a^{1/2}/[2(\phi - \phi_\infty)]^{1/2}, \tag{7}$$

где $a = f/R_0$, $\phi_\infty = -a/2$ (если принять, что при $s = 0$ $\phi = 0$). Отсюда, с учетом (6), следует зависимость $R = R(\phi)$

$$R/f = a^{1/2}/[2(\phi - \phi_\infty)]^{3/2}. \tag{8}$$

Таким образом, видно, что траектория сфокусированного пучка ($s > 0$) представляет собой сворачивающуюся к точке спираль. При $s < 0$ уравнения (6), (8) описывают траекторию расходящегося пучка в нелинейной среде; из (7) и (8) видно, что это – кривая, стремящаяся к ассимптоте, угол наклона которой равен ϕ_∞.

Если зависимость $E^2(z)$ кроме линейной составляющей (3) имеет еще и квадратичную компоненту

$$E_0^2 = \Delta E_0^2\left(1 - \frac{2z}{a_0}\right) + \delta E_0^2\left(1 - \frac{4z^2}{a_0^2}\right),$$

то в пучке происходит самофокусировка, обусловленная этой компонентой. Темп самофокусировки (при условии, что фронт волны на входе был плоским) определяется формулой [4]:

$$a(s) = a_0\sqrt{1 - \left(\frac{x}{f_c}\right)^2},$$

где $f_C = \frac{a_0}{2}\sqrt{\frac{n_0}{n_2 \delta E_0^2}}$ – длина нелинейного "фокусного расстояния".

Отсюда, согласно (5) (с учетом того, что $b/b_0 = a/a_0$), имеем

$$R_C = R_0[1 - (x/f_C)^2]^{3/2}. \qquad (9)$$

Этому уравнению соответствует следующая зависимость $R(\phi)$

$$R_C/f_C = a^2/(a^2 + \phi^2)^{3/2}. \qquad (10)$$

Из формулы (10) видно, что темп сворачивания траектории в спираль для самофокусировки намного скорей, чем в случае внешней фокусировки с теми же значениями R_0 и f, что и следовало ожидать.

Приведенные выше формулы, описывающие поведение траектории пучка в целом, справедливы, как уже указывалось, лишь в приближении геометрической оптики. Наличие же дифракции приводит к искажению первоначального амплитудного профиля пучка и как следствие этого – к отклонению от расчетных траекторий – окружности (для несфокусированного пучка) или спирали (в случае фокусировки). Например, в первом случае из-за сглаживания амплитудного профиля и его уширения, связанного с дифракцией, радиус кривизны всего пучка непрерывно увеличивается вдоль пучка до тех пор, пока его траектория не превратится в прямую линию (при этом пучок может перейти в самофокусированную нить, если входная мощность была достаточно велика). Считая, что оптимальная структура профиля (3) почти полностью разрушается на расстоянии, равном дифракционной длине пучка $l_Д \sim n_0 k_0 a^2$, где $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ – волновое число в вакууме (здесь мы полагаем $a = b$), можно приблизительно оценить угол отклонения этой прямой от первоначального направления пучка в точке его входа в среду величиной

$$\phi_m \sim \frac{l_Д}{R_0} = \frac{2\pi a}{\lambda_0} n_2 \Delta E^2 = \frac{16\pi^2 n_2 P}{\lambda_0 n_0^2 c a}. \qquad (11)$$

Для приведенного ранее примера этот угол составляет величину $\sim 60°$. В случае же фокусировки дифракция, разрушая начальный профиль пучка, должна приводить, по-видимому, к тому, что сворачивающаяся к центру спираль, начиная с некоторого витка, станет "разворачиваться" до тех пор, пока не перейдет в прямую линию.

Вообще же необходимо отметить, что в рассматриваемых явлениях с теоретической точки зрения дифракция не играет такой роли, как при автофокусировке, а именно – она не обусловливает пороговости эффекта; нетрудно видеть, что искривление траекторий асимметричеких пучков света в нелинейных средах будет происходить при любой входной мощности. Необходимо отметить также, что если для реализации самофокусировки необходимо условие $n_2 > 0$, то для получения искривления траектории луча знак n_2 не играет никакой роли, определяя лишь направление отклонения пучка (при $n_2 < 0$ пучок отклоняется в сторону минимальной интенсивности поля); это позволяет использовать сильные "тепловые" нелинейности.

Институт радиотехники
и электроники
Академии наук СССР

Поступило в редакцию
14 октября 1968 г.

Литература

[1] Г.А.Аскарьян. ЖЭТФ, 42, 1567, 1962.

[2] В.И.Таланов. Изв. высш.уч.зав., Радиофизика, 7, 564, 1964.

[3] R. Chiao, E. Garmire, C. Townes. Phys. Rev. Lett., 13, 479, 1964.

[4] С.А.Ахманов, А.П.Сухоруков, Р.В.Хохлов. УФН, 93, 1, 19, 1967.