



Рис. 2. Изменение параметров пучка после прохождения нелинейной самодиффракционной среды: а — нелинейный набег фаз $\Phi_{нл}$; б — угол отклонения пучка $\theta_{нл}$; в — распределение интенсивности в зависимости от θ .

2, а. Лучи выходят из слоя под разными углами $\theta_{нл}$ (рис. 2, б):

$$\theta_{нл}(r) = \frac{1}{k_0} \frac{\partial \Phi_{нл}}{\partial r} = l \frac{\partial n_{нл}}{\partial r} \quad (4)$$

Наиб. отклонение испытывают лучи, выходящие из области макс. градиента наведенной поперечной неоднородности показателя преломления, расположенной на $r_m = a/2$. Под меньшими углами $\theta < \theta_m$ вдоль каждого направления идут два луча, интерферирующие между собой на большом удалении от нелинейной среды. В зависимости от разности фаз этих лучей $\Delta\phi$ под к.-л. данным углом может наблюдаться минимум или максимум амплитуды — возникает характерная кольцевая структура (рис. 2, в, и рис. 4, а). Это явление наз. **нелинейными абберациями**.

Первое тёмное кольцо образуется при $\Delta\phi = \pi$, второе — при $\Delta\phi = 3\pi$ и т. д. Второе светлое кольцо (внутри внеш. светлого кольца с угл. расходимостью $\theta_{нл}$) образуется при $\Delta\phi = 2\pi$, а последующие — при $\Delta\phi = 2\pi N$. Т. о., число дополнит. светлых колец в абберационной картине дефокусировки равно

$$N = |\Phi_{нл}(0) - \Phi_{нл}(\infty)| / 2\pi = |n_{нл}(E_0^2) l / \lambda_0| \quad (5)$$

Угл. расходимость дефокусированного пучка определяется ф-лой

$$\theta_{нл} = \theta(r_m) \approx 1, 3 n_{нл}(E_0^2) l / a \approx 4 N \theta_{диф} \quad (6)$$

где $\theta_{диф} = 2/ka$ — дифракционная расходимость гауссова пучка.

Тонкую нелинейную линзу удобно характеризовать фокусным расстоянием:

$$F_{нл} = a / \theta_{нл} \approx a^2 / n_{нл} l \approx l_d / 4N, \quad (7)$$

где $l_d = ka^2/2$ — дифракц. длина пучка или протяжённость зоны Френеля дифракции.

Т. о., с увеличением мощности пучка растёт его интенсивность E_0^2 на оси, растут $n_{нл}$ и $\theta_{нл}$, т. е. увеличивается эффект дефокусировки. Чем больше расходимость пучка, тем больше число абберационных колец N . Дефокусировка пучка выражается в том, что с ростом мощности пучка амплитуда и интенсивность уменьшаются, а появление каждого нового тёмного кольца со-

провождается изменением интенсивности в центре пучка в дальнем поле.

Толстая нелинейная линза. В толстом слое нелинейной среды пучок значительно расплывается уже внутри самого слоя и эффективная (интенсивная) дефокусировка идёт на расстоянии порядка $F_{нл} \ll l$. Для оценки $F_{нл}$ толстой линзы можно воспользоваться ф-лой (7), заменив толщину слоя l на $F_{нл}$, получая в результате выражение

$$F_{нл} = a \sqrt{n_0 n_{нл} (E_0^2)}. \quad (8)$$

Нелинейная расходимость пучка при внутр. дефокусировке, т. е. в толстом слое, равная $\theta_{нл} = \sqrt{n_{нл}/n_0}$, слабее зависит от мощности пучка, чем в тонком слое (6). Заметная дефокусировка наблюдается при $\theta_{нл} \approx \theta_{диф}$, откуда можно определить порог этого эффекта.

На практике наиб. часто осуществляется тепловая С. с., обусловленная появлением $n_{нл}$ при нагреве среды в результате поглощения доли энергии светового пучка, $n_{нл} = (T - T_0) dn/dT$, где T_0 — равновесная темп-ра, T — темп-ра после нагрева, k -рая находится из ур-ния теплопроводности:

$$\rho c_p \left(\frac{\partial T}{\partial t} + v \frac{\partial T}{\partial x} \right) = \kappa \Delta T - \frac{c n \alpha}{8\pi} |A|^2, \quad (9)$$

где ρc_p — уд. теплоёмкость, κ — коэф. теплопроводности, α — коэф. поглощения, v — скорость конвективного движения среды (или пучка относительно среды) в направлении, перпендикулярном световому пучку вдоль оси x (рис. 3).



Рис. 3. Самоотклонение светового пучка навстречу поперечному движению нелинейной дефокусирующей среды.

Тепловая линза имеет конечное время релаксации, определяемое теплопроводностью в пучке $\tau_T = \rho c_p a^2 / \kappa$. Короткие импульсы ($\tau \ll \tau_T$, для к-рых $n_{нл} \approx \alpha \int |A|^2 dt$, испытывают нестационарную С. с., пропорциональную поглощённой энергии, а длинные ($\tau \gg \tau_T$) импульсы и непрерывное излучение — стационарную, $n_{нл} \approx \alpha E_0 a^2 / \kappa$. Кроме того, резко различаются случаи неподвижной среды ($v = 0$) и среды с поперечной конвекцией.

При стационарной тепловой дефокусировке в тонком неподвижном слое углы расходимости, фокусное расстояние и число дополнит. светлых колец определяются ф-лами, следующими из (5) и (6):

$$\theta_{нл} = \alpha \frac{dn}{dT} E_0^2 a l / \kappa, \quad F_{нл} = \kappa / \alpha \theta \frac{dn}{dT} E_0^2 l, \quad N = \alpha \left| \frac{dn}{dT} \right| E_0^2 a^2 l / \lambda_0 \kappa. \quad (10)$$

В толстом слое слабопоглощающей среды параметры дефокусированного пучка

$$F_{нл} \approx \left(\kappa / \alpha \left| \frac{dn}{dT} \right| E_0^2 \right)^{1/2}, \quad \theta_{нл} = a \left(\alpha \left| \frac{dn}{dT} \right| E_0^2 / \kappa \right)^{1/2}. \quad (11)$$

Ф-лы (10) и (11) можно получить с помощью теории подобия и размерностей, придав им вид универсальных законов. При переходе от гауссова пучка к др. пучкам меняются только численные коэффициенты.

В движущейся дефокусирующей среде ($n_{нл} < 0$) тепловая дефокусировка проявляется в самоотклонении светового пучка при $dn/dT < 0$ навстречу поперечному потоку в более холодную часть