Письма в ЖЭТФ, том 11, стр. 303 – 305 *20 марта 1970 г.*

О ФОКУСИРОВКЕ СВЕТА В КУБИЧНЫХ СРЕДАХ

В.И.Таланов

Интерпретация накопленного в настоящее время большого экспериментального материала по разрушению прозрачных сред сфокусированным лазерным излучением в значительной мере затруднена отсутствием детальных численных расчетов картины его самофокусировки, подобных тем, что были выполнены для коллимированных пучков [1–3]. Отдельные численные данные, приведенные в работе [4], не меняют общей картины, так как относятся лишь к двум значениям параметра фокусировки $\nu = ka^2/F$.

В связи с этим полезно обратить внимание на то, что имеется взаимно-однозначное соответствие между решениями уравнения нелинейной квазиоптики для сред с квадратичным эффектом Керра ($\epsilon^{NL} = \epsilon_0(1 + \epsilon'|E|^2)$):

$$2ik\frac{\partial E(z, \mathbf{r}_\perp)}{\partial z} = \Delta_\perp E + k^2\epsilon'|E|^2 E \qquad (1)$$

в случаях фокусировки падающего излучения линзами с различным фокусным расстоянием F. Это соответствие устанавливается заменой переменных

$$\eta = \frac{zF}{z+F}; \qquad \rho_{\perp} = \frac{\eta}{z}\, r_{\perp}$$

$$\tilde{E}(\eta, \rho_{\perp}) = \frac{z(\eta)}{\eta}\, E\left(z(\eta), \frac{z(\eta)}{\eta}\rho_{\perp}\right) e^{-ik\left(1-\frac{z(\eta)}{\eta}\right)\rho_{\perp}^{2}/2\eta} \tag{2}$$

относительно которой уравнение (1) инвариантно. Преобразованию (2) отвечает отображение поля $E(z, r_{\perp})$ тонкой линзой с фокусным расстоянием F. Таким образом для кубичной среды нет необходимости в проведении дополнительных расчетов самофокусировки предварительно сфокусированных пучков, если известно решение уравнения (1) для коллимированных пучков той же поперечной структуры.

Из (2), в частности, следует, что длина самофокусировки $\eta_{сф}(F)$ предварительно подфокусированного (расфокусированного) пучка удовлетворяет соотношению

$$\frac{1}{\eta_{сф}(F)} - \frac{1}{F} = \frac{1}{z_{сф}}, \tag{3}$$

где $z_{сф}$ – длина самофокусировки коллимированного пучка той же мощности. Закон (3) сложения оптических сил линейной и нелинейной линз, известный из теории безаберрационной самофокусировки, справедлив, следовательно, для произвольных пучков. Поскольку он строго выполняется лишь при кубичной нелинейности, его можно использовать для экспериментальной проверки характера нелинейности среды.

Интересно проследить движение точки схлопывания $\eta_{сф}$ при изменении мощности излучения сфокусированного пучка. При увеличении мощности дл значений $P > P_{кр}$ ($P_{кр}$ – критическая мощность самофокусировки) точка схлопывания $z_{сф}$ коллимированного пучка приближается из бесконечности к передней границе нелинейной среды. Для коллимированного пучка $E(0, r_{\perp}) = E^*(0, r_{\perp})$ и, следовательно, в соответствии с (1) $E(-z, r_{\perp}) = E^*(z, r_{\perp})$. Фокусировка такого пучка при $P > P_{кр}$ приводит к возникновению двух точек схлопывания, разбегающихся из фокуса $\eta = F$ в разные стороны [1)], причем скорость удаления с ростом P точки $\eta^{+}_{сф} = F z_{сф}/(z_{сф} - F) > F$ от фокуса будет выше, чем

1) В связи с этим отметим, что обнаруженное в [4] возникновение точек схлопывания кольцевых зон за линейным фокусом и приближение их к линзе с ростом мощности противоречит результату работы [2], где указано, что для коллимированного пучка точки схлопывания кольцевых зон возникают на бесконечности и с ростом мощности приближаются к началу нелинейной среды.

точки

$\eta^{-}_{сф} = F z_{сф}/(F + z_{сф}) < F$ [1]; при $z_{сф} < F$ останется только одна точка схлопывания $\eta^{-}_{сф} < F$ [2].

Перечислим еще некоторые приложения преобразования (2). Во-первых, оно устанавливает те же правила построения изображений в линзе для кубичной среды, что и для линейной (в пределах справедливости уравнения (1)). Преобразование (2) применимо и к нестационарным задачам, если ϵ^{NL} является линейным временным функционалом от интенсивности поля (учет времени релаксации анизотропии, нестационарная тепловая самофокусировка ($\Delta\epsilon^{NL} \quad \int_0^t |E|^2 dt$) и т. п.) [3]. Оно применимо и к задачам смещения частот на кубичной нелинейности (например, к эффекту утроения частоты) в случае линейного синхронизма. Из него, в частности, следует, что коэффициент преобразования частоты при синхронизме на участке от линзы до фокуса (линза примыкает к нелинейной среде) не зависит от фокусного расстояния линзы и равен коэффициенту преобразования частоты в полубесконечном коллимированном пучке. На основе преобразования (2) может анализироваться двухфотонное поглощение и вынужденное комбинационное рассеяние сфокусированных пучков.

В заключении отметим, что преобразование (2) неприменимо в случае астигматизма линзы, например, при цилиндрической фокусировке (в последнем случае требуется нелинейность $\Delta\,\epsilon^{NL} \quad |E|^4$). Однако им можно воспользоваться в некоторых случаях пространственно-временной фокусировки излучения ленточных частотно-модулированных пучков в диспергирующих кубичных средах.

Поступила в редакцию
11 февраля 1970 г.

Литература

[1] В.Н.Гольдберг, В.И.Таланов, Р.Э. Эрм. Изв. высш. уч. зав., Радиофизика, 10, 674, 1967.

[2] А.Л.Дышко, В.Н.Луговой, А.М.Прохоров. Письма в ЖЭТФ, 6, 655, 1967.

[3] E.L.Dawes, T.H.Marburger. Phys. Rev., 179, 86, 1969.

[4] А.Л.Дышко, В.Н.Луговой, А.М.Прохоров. ДАН СССР, 188, 792, 1969

[5] Н.Г.Басов, В.А.Бойко, О.Н.Крохин, Г.В.Склизков. ДАН СССР, 173, 538, 1967.

---

[1] Возможно с этим эффектом связано различие в скоростях разбегания искр из фокуса линзы при пробое в воздухе [5].

[2] Отсутствие разрушений в прозрачных средах за линейным фокусом может быть объяснено поглощением мощности в окрестности первой точки схлопывания.

[3] При нестационарной стрикционной самофокусировке преобразование (2) не имеет места ввиду зависимости времени установления нелинейности от размеров поперечного сечения пучка.