

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ САМОФОКУСИРОВКЕ СВЕТА

Г. Г. АДОНЦ, В. О. ЧАЛТЫКЯН, Н. В. ШАХНАЗАРЯН

Рассмотрена задача о самофокусировке пучка эллиптически поляризованного излучения в резонансной среде двухуровневых атомов с моментами количества движения в основном и возбужденном состояниях, равными $1/2$ и $3/2$ соответственно. Получены и обсуждаются результаты, описывающие изменение диаметра пучка с расстоянием, а также изменение фронтов круговых компонент излучения и эллипса поляризации с расстоянием и по сечению.

При прохождении интенсивного излучения в двухуровневой резонансной среде происходят явления, отсутствующие в линейной оптике. По своему характеру эти явления разделяются на два класса: многофотонные явления и явления самовоздействия. При большой расстройке резонанса и пренебрежимо малом поглощении все явления самовоздействия связаны с нелинейностью показателя преломления. К числу явлений самовоздействия относятся, в частности, явления самофокусировки и самодефокусировки. Самофокусировка в парах калия впервые наблюдалась в работе [1]. Теоретический анализ нелинейных явлений в резонансной среде обычно основывается на скалярных уравнениях среды. Однако в нелинейном случае при учете поляризации интенсивного излучения возникают специфические явления.

Поляризационные явления рассмотрены в ряде работ. В работе [2] сформулированы уравнения резонансной среды с учетом поляризации волн на языке матрицы плотности; эти уравнения применены к некоторым конкретным случаям (газовые лазеры, спин-эхо, самоиндуцированная прозрачность и т. д.). В работе [3] решается непосредственно уравнение Шредингера, а затем вычисляется поляризуемость среды, входящая в уравнения Максвелла. Таким методом, который является более наглядным, в работе [3] вычислены энергетические сдвиги атомных уровней, изучены поляризационные свойства интенсивной монохроматической волны и влияние поляризации на дисперсионные характеристики среды.

В настоящей работе рассматривается задача о самофокусировке эллиптически поляризованного интенсивного излучения в резонансной среде двухуровневых атомов с моментами количества движения в основном и возбужденном состояниях $j_1 = 1/2$ и $j_2 = 3/2$ соответственно. Если излучение монохроматическое, в одномерном случае для сферических компонент $A^{(\pm)}$ медленно меняющейся амплитуды векторного потенциала, как показано в работе [3], оказывается возможным ввести показатели преломления $n^{(\pm)}$, зависящие от интенсивности следующим образом:

$$n^{(+)} = 1 + \frac{qc}{\omega_0} \left(\frac{3}{\sqrt{1+\xi_1}} + \frac{1}{\sqrt{1+\xi_2}} \right), \quad (1)$$

$$n^{(-)} = 1 + \frac{qc}{\omega_0} \left(\frac{1}{\sqrt{1+\xi_1}} + \frac{3}{\sqrt{1+\xi_2}} \right). \quad (2)$$

Здесь $\xi_{1,2}$ — параметры интенсивности, определяемые выражением

$$\xi_{1,2} = \frac{\omega_0^2 |d|^2}{6c^2 \hbar^2 \varepsilon^2} (3|A^{(\pm)}|^2 + |A^{(\mp)}|^2), \quad (3)$$

$\omega_0 = (E_2 - E_1) \hbar$ — частота перехода невозмущенного атома, $\varepsilon = \omega_0 - \omega$ — расстройка резонанса атомного перехода с излучением частоты ω , d — приведенный матричный элемент перехода атома; величина q в формулах (1), (2) равна $q = \frac{\pi |d|^2 \omega_0 n}{12c \hbar}$, n — плотность атомов.

Для рассмотрения самофокусировки воспользуемся принятой техникой скалярной теории самофокусировки (см., например, [4], [5]) и выражениями (1), (2) для показателей преломления, в которых сохраним лишь члены порядка квадрата поля ($\sim \xi_{1,2}$). Тогда в приближении приосевых лучей получаются следующие уравнения для „диаметров пучков“ f_{\pm} компонент $A^{(\pm)}$ (z, r) излучения (r — расстояние от оси пучка):

$$f'_+ = -\frac{1}{f_+^3} - \frac{3}{5} \alpha f_+ / f_+^4, \quad (4)$$

$$f'_- = -\frac{1}{f_-^3} - \frac{3}{5} \alpha f_- / f_-^4. \quad (5)$$

Здесь штрихи означают производную по безразмерному расстоянию $x = z/R_{\pm}$; R_{\pm} — расстояние самофокусировки, определяемое как $1/R_{\pm}^2 =$

$$= (10c/\omega_0 \alpha_{\pm}^2) \lambda q B_{\pm}, \quad \alpha_{\pm} = \text{„диаметры пучков“ } A^{(\pm)} \text{ на входе, } \lambda = \omega_0^2 |d|^2 / 6c^2 \hbar^2 \varepsilon^2,$$

B_{\pm} определяют интенсивности компонент $A^{(\pm)}$ на входе, а $\alpha = B_- / B_+$ определяет эллиптичность излучения на входе. В частном случае циркулярно-поляризованной волны имеем $\alpha = 0$ (правый круг), либо $\alpha = \infty$ (левый круг). В этом случае при прохождении циркулярность не меняется и самофокусировка происходит обычным образом, а уравнение (4) (либо (5)) решается аналитически и определяет длину самофокусировки R_{\pm}^c из условия $f(z) = 0$. То же самое имеет место в случае линейно-поляризованной падающей волны. В этом случае $\alpha = 1$ и уравнения (4), (5) дают

$$f_{\pm}(z) = f_{\mp}(z) = (1 - z^2/R_{\pm}^c{}^2)^{1/2}, \quad (6)$$

где $R'_+ \simeq 0,8R_+^c$, т. е. линейно-поляризованная волна фокусируется раньше, чем составляющие ее циркулярно-поляризованные волны в отдельности. Таким образом, при прохождении сохраняется линейность

поляризации; обе компоненты $A^{(\pm)}$ излучения фокусируются одинаковым образом и в одну точку.

Наиболее интересным является случай эллиптически поляризованного падающего излучения, поскольку его составляющие $A^{(+)}$ и $A^{(-)}$ проходят по-разному (см. (1), (2)), взаимно влияя друг на друга, в результате картина фокусировки значительно меняется. Так как для произвольных α уравнения (4), (5) аналитически не решаются, приведем результаты машинных решений для значений параметра α , равных 0,1 и 0,5.

На рис. 1 представлены кривые изменения „диаметров“ f_{\pm} пучков с расстоянием. В обеих парах кривых верхняя относится к $f_{-}^{(x)}$, а нижняя — к $f_{+}^{(x)}$. Поскольку на входе интенсивность $A^{(-)}$ меньше,

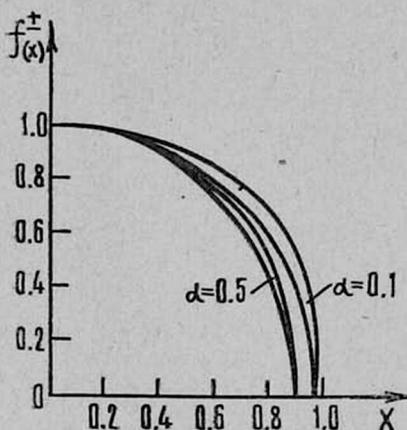


Рис. 1. Зависимость „диаметров пучков“ f_{\pm} от расстояния

$$x = \frac{z}{R_+} \text{ для различных значений } \alpha.$$

ше, то ее схлопывание происходит быстрее, но взаимодействие компонент $A^{(+)}$ и $A^{(-)}$ приводит к тому, что схлопывание происходит в одной точке.

На рис. 2 приведены фронты компонент $A^{(+)}$ и $A^{(-)}$ по сечению для различных значений x в случае $\alpha=0,5$. Видно, что фронты остаются параболами, причем фронт компоненты $A^{(-)}$ заостряется медленнее. Фронт всей волны, определяемый интенсивностью $y = (y_+ + y_-)/2$, также остается параболой.

Рис. 3 дает поведение эллипса поляризации при прохождении. Последний испытывает вращение (см., например, [3]) и деформируется как по длине, так и по сечению пучка. На рисунке приведены эллипсы при различных z и g . Отметим, что вращение и деформация эллипса

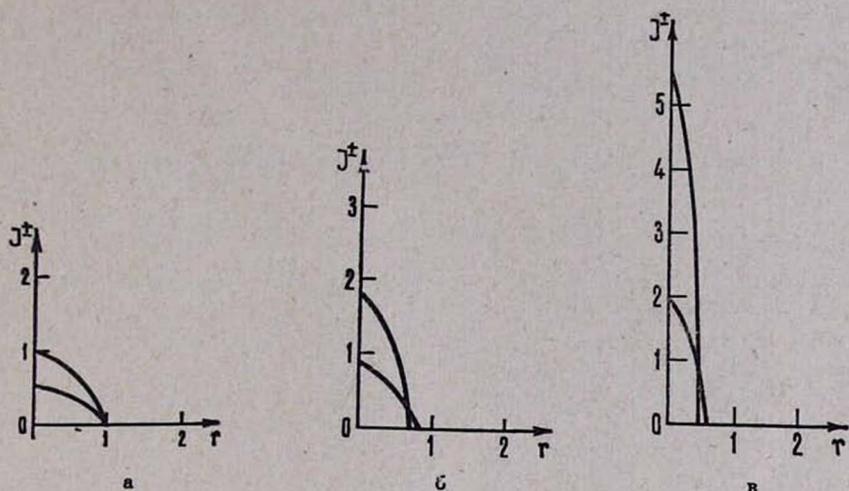


Рис. 2. Изменение фронтов компонент $A^{(+)}$ (верхняя кривая) и $A^{(-)}$ (нижняя кривая) по сечению при различных значениях x : а) $x = 0$, б) $x = 0,6$, в) $x = 0,8$. Кривые приведены для случая $\alpha = 0,5$.

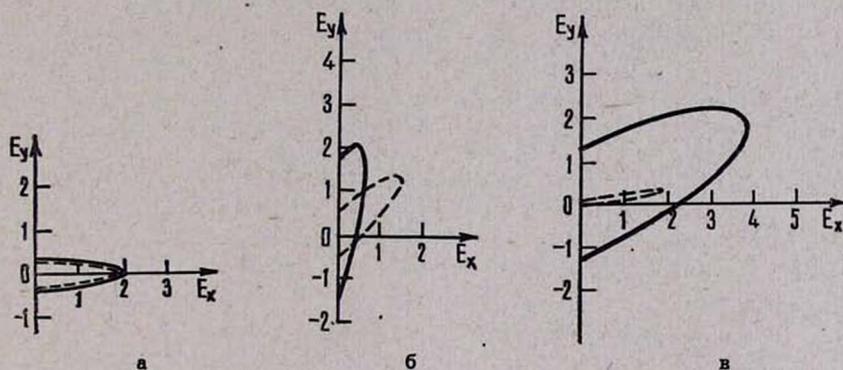


Рис. 3. Эллипс поляризации при различных значениях x и r : а) $x = 0$, б) $x = 0,4$, в) $x = 0,8$. Сплошные кривые соответствуют $r = 0$, пунктирные — $r = 0,4$. Все кривые представлены для случая $\alpha = 0,5$.

поляризации происходят очень быстро и хаотично, так что вблизи фокуса усредненное по сечению излучение фактически деполаризованно.

В заключение выражаем благодарность В. М. Арутюняну за постановку задачи и обсуждения.

Институт физических исследований
АН АрмССР
Ереванский государственный университет

Поступила 5.V.1972

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. D. Grischkowsky. Phys. Rev. Lett., 24, 866 (1970).
2. А. И. Алексеев. Докторская диссертация, М., 1969.
3. В. М. Арутюнян, Э. Г. Канециан, В. О. Чалтыкян. Препринт ИФИ-71-02, Ереван, 1971; ЖЭТФ, 62, 908 (1972).

4. В. М. Арутюнян, К. В. Карменян, Р. Н. Нагдян, Ю. С. Чилиндарян. Оптика и спектроскопия, 29, 783 (1970).
5. С. А. Ахманов, А. П. Сухоруков, Р. В. Хохлов. УФН, 93, 19 (1967).

ԲԵՎԵՌԱՑՄԱՆ ԷՖԵԿՏՆԵՐԸ ԼՈՒՅՍԻ ԻՆՔՆԱՖՈԿՈՒՍԱՑՄԱՆ ԺԱՄԱՆԱԿ

Գ. Գ. ԱԴՈՆՑ, Վ. Հ. ՉԱԼԹԻԿՅԱՆ, Ն. Վ. ՇԱՀՆԱԶԱՐՅԱՆ

Դիտարկվում է էլիպտիկ բևեռացված լույսային փնջի ինքնաֆոկուսացման խնդիրը երկմակարդակ ատոմների ռեզոնանսային միջավայրում, ատոմների հիմնական և զրգոված վիճակների շարժման քանակի մոմենտները ենթադրվում են հավասար $1/2$ և $3/2$ համապատասխանաբար: Ստացված են և քննարկվում են կորեր, որոնք նկարագրում են փնջի տրամագծի փոփոխությունը ըստ միջավայրի երկարության, ինչպես նաև ճառագայթման շրջանային բաղադրիչների ճակատների և բևեռացման էլիպսի փոփոխությունները ըստ միջավայրի երկարության և ըստ փնջի կտրվածքի:

THE POLARIZATION EFFECTS AT THE SELF-FOCUSING OF LIGHT

G. G. ADONTS, V. H. CHALTIKIAN, N. V. SHAKHNAZARIAN

The problem of the self-focusing of an elliptically polarized light beam in the resonant medium of two-level atoms having angular momenta of ground and excited states corresponding to $1/2$ and $3/2$ respectively is considered.

The dependences of the beam diameter, the change of profiles of radiation spherical components and the deformation of polarization ellipse on the medium length and the cross section of the beam are obtained and analyzed.