

ИЗМЕРЕНИЕ КОНСТАНТЫ НЕЛИНЕЙНОЙ РЕФРАКЦИИ С ПОМОЩЬЮ МОНОХРОМАТИЧНОЙ ПРОСТРАНСТВЕННО-МОДУЛИРОВАННОЙ ВОЛНЫ

Д.Ю. Кузнецов

Различие эффективных фазовых скоростей плоской волны и полностью модулированной компоненты поля предлагается использовать для измерения константы нелинейной рефракции.

Во многих случаях нелинейный отклик среды описывается изменением показателя преломления $n = n_0 + n_2 |E|^2$, где $|E|^2$ — локальная интенсивность. Прямые методы экспериментального определения n_2 связаны с измерениями нелинейного набега фазы плоской волны /1/ и эффективности самодифракции волны с простой поперечной структурой /2/. В настоящей работе для измерения n_2 предлагается использовать хаотичную пространственно-модулированную волну, несущую изображение сложного амплитудного объекта. Если поле представить в виде суперпозиции интенсивной плоской волны и слабой компоненты с полной модуляцией, то нелинейные набеги фаз этих двух компонент различны. Это приводит к тому, что при определенных интенсивностях изображение исчезает (перестает быть видимым), а при других — становится негативом. Измеряя их, можно получать значение константы n_2 .

Пусть пучок (плоская волна плюс полностью модулированная компонента) направлен в однородную слабо нелинейную среду. Рассмотрим поле $E \exp(ikz - i\omega t)$ в параксиальном приближении

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{2ik} \Delta_{\perp} \right) E = i\gamma E E^* E. \quad (1)$$

где $\gamma = kn_2/n_0$. Выделяя плоскую волну и переменную часть, ищем решение в виде

$$E = E_0 + F, \quad E_0 = A + Bf, \quad (2)$$

где A и B зависят только от z ; f — решение однородного уравнения $(\partial/\partial z + \Delta_{\perp}/2ik)f = 0$; F — поле, возникающее в нелинейной среде, причем $F(z=0) = 0$. Не ограничивая общности, потребуем, чтобы $A(0) \geq 0$, $B(0) \geq 0$, $\langle f \rangle_{\perp} = 0$, $\langle ff^* \rangle_{\perp} = 1$. Символ $\langle \rangle_{\perp}$ означает усреднение по поперечному сечению пучка (пучок предполагается достаточно широким). Проектируя правую часть уравнения (1) на постоянную по поперечному сечению и переменную составляющие поля E_0 , получаем:

$$dA/dz = i\langle \gamma E E^* E \rangle_{\perp}, \quad dB/dz = i\langle \gamma E E^* E f^* \rangle_{\perp}, \quad (3)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{\Delta_{\perp}}{2ik} \right) F = P \equiv i\gamma E E^* E - i\langle \gamma E E^* E \rangle_{\perp} - i\langle \gamma E E^* E f^* \rangle_{\perp} f. \quad (4)$$

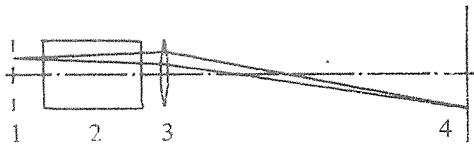
Дальнейшее рассмотрение относится к области значений z , в которой

$$\langle FF^* \rangle_{\perp} \ll BB^*. \quad (5)$$

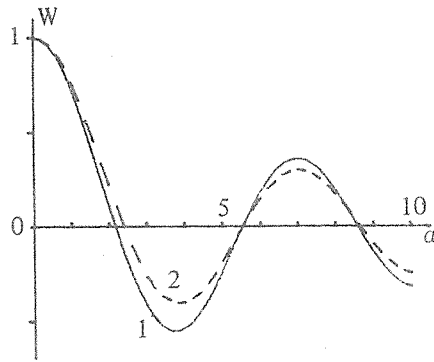
Систему (3) будем решать в приближении $|F| \ll |E|$. Предположим, что поле f хаотично (в частности, $\langle f^2 \rangle_{\perp} = 0$). Считая глубину модуляции малой ($AA^* \equiv a \gg BB^* \equiv b$), при подстановке формул (2) в систему (3) получаем $dA/dz = i\gamma AA^* A$, $dB/dz = 2i\gamma BAA^*$. Отсюда

$$A = A(0) \exp(i\gamma a z), \quad B = B(0) \exp(2i\gamma a z). \quad (6)$$

Нелинейные части фазовых скоростей $v_A = \omega / (k + d \text{Arg}(A) / dz)$ и $v_B = \omega / (k + d \text{Arg}(B) / dz)$ отличаются вдвое.



Р и с. 1. Схема эксперимента по наблюдению расфазировки:
1 - транспарант, 2 - нелинейная среда, 3 - объектив, 4 - экран.



Р и с. 2. Функции $W(a) = \int_{-\infty}^{+\infty} g(t) \cos[ag(t)] dt$ для $g(t) = \exp(-\pi t^2)$ (1) и $g(t) = 1/\operatorname{ch}(\pi t)$ (2).

На рис. 1 изображена схема эксперимента, в котором это отличие может наблюдаться и использоваться для измерения константы n_2 . Плоская волна интенсивности I падает слева на амплитудный транспарант. Поле сразу за ним запишем в виде (2), причем $A(0) = A_0 \sqrt{I}$; $B(0) = B_0 \sqrt{I}$; f_x - вещественная функция поперечных координат x . Положительные константы A_0 и B_0 определяются свойствами транспаранта. За ним на расстоянии порядка дифракционной длины $L_{\text{Д}}$ (на малых расстояниях от транспаранта условие $\langle f^2 \rangle_{\perp} = 0$ нарушено) помещена нелинейная среда протяженности L , а за ней - объектив, дающий на экране изображение транспаранта. Из решения (6) следует, что в точке экрана, соответствующей координатам x на транспаранте, интенсивность

$$I_x = |A(0) + B(0) f_x e^{i\varphi}|^2 = (A_0^2 + 2A_0 B_0 f_x \cos \varphi + B_0^2 f_x^2) I, \quad (7)$$

где расфазировка $\varphi \equiv \operatorname{Arg}(B/A) = \gamma A_0^2 L$. Когда $\varphi = 0$ (мала интенсивность или протяженность среды), на экране имеем обычное (позитивное) изображение транспаранта (его непрозрачным местам соответствуют темные участки изображения). При $|\varphi| = \pi/2$ изображение почти исчезает, оно становится бледным и контурным (самые темные участки изображения соответствуют границам между прозрачными и непрозрачными местами, где $f_x = 0$). При $\varphi = \pm \pi$ на экране получаем негатив: темные участки изображения соответствуют прозрачным местам транспаранта. Зависимость изображения от интенсивности периодическая, так что можно говорить об осцилляциях позитив - негатив. По интенсивности I_1 , при которой изображение в первый раз исчезло, можно найти

$$|n_2| = (n_0/k) (\pi/2 A_0^2 I_1 L). \quad (8)$$

Интенсивности, при которых нелинейность среды становится заметной, достигаются обычно в коротких импульсах, наблюдение изменения изображения в зависимости от интенсивности затруднено. Рассмотрим случай, когда интенсивность в каждой точке изображения осредняется по времени прохождения светового импульса. При этом наблюдается и измеряется величина $W_x = \int I_x dt$. В пренебрежении слагаемыми порядка B_0^2 в формуле (7) $W_x = W_0 (1 + 2f_x W B_0 / A_0)$, где $W_0 = A_0^2 \int I(t) dt$, $W = W_0^{-1} \int I(t) \times \cos[\gamma A_0^2 L I(t)] dt$, вид изображения определяется знаком величины W ($W > 0$ - позитив, $W < 0$ - негатив). Пусть огибающая светового импульса имеет вид колокола высотой \tilde{I} : $I(t) = \tilde{I} g(t)$. Сохраняя функцию $g(t)$, значения \tilde{I} можно регулировать с помощью светофильтров. Экстремальное значение

расфазировки $a \equiv \max|\varphi| = |\gamma| \tilde{I} A_0^2 L$; $W = \int g(t) \cos(ag(t)) dt / \int g(t) dt \equiv W(a)$. Для гладких огибающих $g(t)$ функция $W(a)$ осциллирует. Импульсы с огибающими, имеющими острый максимум и слабо убывающими на бесконечности, не дают нулей функции $W(a)$ и при измерениях предлагаемым способом неудобны. Пронумеруем нули функции $W(a)$. Каждому a_m соответствует значение интенсивности \tilde{I}_m , при котором поперечная модуляция осредненного изображения пропадает. По значениям, например, a_1 , \tilde{I}_1 можно рассчитать

$$|n_2| = (n_0/k) (a_1/LA_0^2 \tilde{I}_1). \quad (9)$$

Для случаев гауссовой $g(t) = \exp(-\pi t^2)$ и гиперболической $g(t) = 1/\operatorname{ch}(\pi t)$ огибающих функция $W(a)$ представлена на рис. 2. Кривые близки, метод нечувствителен к форме огибающей, важно лишь, чтобы она была гладкой и быстро убывала при $|t| \rightarrow \infty$. Если огибающая $g(t)$ имеет сложную форму, значение a_1 можно измерить, используя среду с известной константой n_2 .

Оценим верхний предел, накладываемый на интенсивность I условием (5). Из правой части уравнения (4) следует, что $\langle F \rangle_{\perp} = \langle FF^* \rangle_{\perp} = 0$. Предположим, что поле F модулировано хаотично и независимо от f . Ограничиваясь линейными по F слагаемыми в правой части (4), можно получить оценку $\langle FF^* \rangle_{\perp} \sim \langle P_0 P_0^* \rangle LL_{\perp} \sim \gamma^2 a^2 b LL_{\perp}$, где $P_0 \equiv P(F=0)$, L_{\perp} — дифракционная длина. Более общий вывод можно найти в [3]. Наш подход применим, пока $\langle FF^* \rangle_{\perp} / b \sim \varphi^2 L_{\perp} / L \ll 1$, т. е. $I_0 A_0^2 \ll 1/|\gamma| \sqrt{L_{\perp} L}$. При $|\varphi| \geq \pi/2$ должно выполняться условие $L \geq 10L_{\perp}$. Это особенно существенно в случае самофокусирующей среды ($n_2 > 0$), когда L_{\perp} определяется слабыми, но крупномасштабными возмущениями исходной плоской волны. Из [4,5] следует, что на длине L интенсивность таких возмущений вырастает в $\exp 2\varphi$ раз. Расфазировку $\varphi \sim \pi/2$ можно использовать для измерений, а при $\varphi \geq \pi$ самофокусирующая неустойчивость нарушит идеализированную картину, и предложенная оценка интенсивности помех неприменима. В самодефокусирующей среде ($n_2 < 0$) крупномасштабные возмущения сглаживаются и L_{\perp} порядка дифракционной длины исходного поля даже при больших значениях φ .

Рассмотрим пример: пусть $k \sim 10^5 \text{ см}^{-1}$, $L \sim 10 \text{ см}$, $n_0 \sim 1$, $n_2 \sim 10^{-14} \text{ см}^2/\text{Вт}$, тогда расфазировка $\varphi \sim \pi/2$ достигается уже при интенсивностях порядка 10^8 Вт/см^2 . Если размер поперечных неоднородностей $l_{\perp} \sim 10^{-3} \text{ см}$ ($L_{\perp} \sim 2kl_{\perp}^2$), то для пренебрежения краевыми эффектами нужен пучок с шириной $L_{\perp} \geq 1 \text{ см}$. Чтобы уменьшить необходимую мощность исходного пучка, среду можно поместить в волновод из плоскопараллельных зеркал. Тогда для измерений будет достаточна мощность порядка 10^8 Вт . При этом относительная интенсивность помех $\langle FF^* \rangle_{\perp} / b \sim 0,01$, так что ограничение (5) не является принципиальным для возможности использования предлагаемого метода.

Ситуация, когда влияние нелинейности сводится к изменению видности изображения транспаранта, реальна. Измерив интенсивность I_1 , при которой видность минимальна, можно по формуле (8) (а в случае импульсного источника излучения — по формуле (9)) рассчитать значение n_2 .

Автор благодарен И.М.Гельфанду и А.В.Масалову за помощь и ценные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Моган М. J., Ше С., Сарман Р. L. IEEE J. Quantum Electronics, QE-11, 6, 259 (1975).
2. Васильева М. А. и др. Квантовая электроника, 12, № 6, 997 (1985).
3. Кузнецов Д.Ю. Препринт ФИАН № 270, М., 1985.
4. Беспалов В. И., Литвак А. Г., Таланов В. И. В кн. Нелинейная оптика. Новосибирск, Наука, 1968, с. 428.
5. Баранова Н. Б., Зельдович Б. Я. Изв. ВУЗов, Радиофизика, 19, 1832 (1976).

Поступила в редакцию 12 ноября 1985 г.