

$\pm 153,6 \cdot 10^{-5}$ рад. В этом угловом интервале наблюдалось 97 разрешимых точек, т. е. было достигнуто потенциально возможное разрешение. Быстродействие изучаемой двухкаскадной системы при мощности источника питания $P=2$ Вт составило $\tau_6 \approx 100$ мкс.

Таким образом, проведенный эксперимент показал перспективность использования двухкаскадной системы для создания электрооптических дефлекторов дифракционного типа с большой разрешающей способностью.

1. М. И. Елинсон, Л. Ю. Захаров, Н. А. Морозов, О. Н. Филиппова. *Микроэлектроника*, 3, 459 (1974).
2. М. Г. Никулин, М. И. Елинсон. *Радиотехника и электроника*, 19, 1793 (1974).
3. Y. Nipomiya. *IEEE J. QE-9*, 791 (1973).
4. Y. Nipomiya. *IEEE J. QE-10*, 358 (1974).

Московский государственный
университет им. М. В. Ломоносова

Поступило в редакцию
5 сентября 1979 г.

V. A. Dianova, A. P. Kuznichenko, E. R. Mustel'. **A Diffraction Electrooptic Light Deflector.**

A study has been made of a multistage electrooptic deflector of a blazed grating type. It is shown that the multistage system features high resolution under relatively low control voltages. Results are presented of an experimental investigation of a two-stage LiNbO₃ crystal deflector.

«Квантовая электроника», 7, № 3 (1980)

УДК 621.373.826

В. В. Ивахник, В. М. Петникова, В. С. Соломатин, В. В. Шувалов

КОМПЕНСАЦИЯ ИСКАЖЕНИЙ ВОЛНОВОГО ФРОНТА В ТОЛСТОЙ НЕОДНОРОДНОЙ СРЕДЕ

Рассмотрен процесс компенсации искажений волнового фронта, возникающих при распространении сигнального излучения через толстую неоднородную среду, с учетом разрешающей способности преобразователя. Оценки удовлетворительного качества восстановления выполнены для случая квадратичной зависимости показателя преломления от поперечной координаты. Экспериментально получена компенсация искажений волнового фронта при двухпроходном усилении сигнального излучения и его передаче по одномодовому волокну. На нелинейном кристалле арсенида галлия достигнута эффективность преобразования порядка единицы. При разрешающей способности системы компенсации 8 лин./мм реализовано значение коэффициента усиления около 11.

Проводимые ранее исследования процесса компенсации фазовых искажений методом обращения волнового фронта в объемных неоднородных средах [1] не позволяют утверждать, что дифракция рассеянного пучка успевает развиться на расстояниях порядка длины самой искажающей среды. Если такое дифракционное расплывание несущественно, то искажающую среду можно считать тонкой и ее действие на падающую волну может быть описано фазовым множителем $\exp(-i\varphi(\rho))$, где ρ — радиус-вектор в полярной системе координат. В общем случае связь полей на входе и выходе неоднородной среды определяется функцией Грина $G(\rho, \rho')$:

$$E(\rho, L) = \int E(\rho', 0) G(\rho, \rho') d\rho', \quad (1)$$

где $E(\rho, 0)$ и $E(\rho, L)$ — поля на входной и выходной гранях искажающей среды.

После вторичного прохождения обращенной волны через неоднородную среду условие восстановления волнового фронта при идеальном фазовом сопряжении имеет вид

$$\int G(\rho, \rho'') G^*(\rho'', \rho') d\rho'' \sim \delta(\rho - \rho'). \quad (2)$$

Это соотношение может быть выполнено в предположении отсутствия зависимости коэффициента усиления или поглощения неоднородной среды от поперечной координаты. Реальный процесс обращения волнового фронта, например, с помощью вырожденного трехчастотного [2] или четырехчастотного [3] взаимодействий характеризуется функцией разброса $\Gamma(\rho)$. При этом амплитуда поля $E_2(\rho, 0)$ после вторичного

прохождения неоднородной среды уже не повторяет полностью вид начального сигнала $E_1^*(\rho, 0)$:

$$E_2(\rho, 0) = \int G(\rho, \rho_1) \Gamma(\rho_1 - \rho_2) G^*(\rho_2, \rho_3) E_1^*(\rho_3, 0) d\rho_1 d\rho_2 d\rho_3. \quad (3)$$

В этом случае допустимую ширину функции разброса будет определять выбранный критерий восстановления.

В качестве примера рассмотрим неоднородную среду толщиной L с квадратичным законом изменения показателя преломления $n = n_0 - 1/2 n_1 \rho^2$. С помощью такой модели можно описать, например, одномодовый световод или оптический усилитель в котором благодаря тепловому действию лампы накачки наводится регулярная тепловая неоднородность показателя преломления. При этом разница между волноводом и усилителем заключается прежде всего в том, что в последнем величина n_0 является комплексной. Тем не менее эффект восстановления волнового фронта исходной волны будет наблюдаться в случае постоянного коэффициента усиления.

Рассмотрим процесс восстановления основной моды волновода, т. е. зададим поле на входной грани неоднородной среды в виде

$$E_{10}(\rho, 0) = (2/\pi)^{1/2} W^{-1} \exp(-\rho^2/W^2). \quad (4)$$

Для конкретного гауссова вида функции разброса

$$\Gamma(\rho) = (\gamma/\pi) \exp(-\gamma\rho^2) \quad (5)$$

коэффициент восстановления основной моды τ_0 определяется выражением

$$\tau_0 = \frac{2\gamma |W|^2}{2\gamma \operatorname{Re}(W^2) + 1} e^{2\alpha L}, \quad (6)$$

где α — коэффициент усиления среды. В случае световода $\alpha = 0$, поэтому, выбрав в качестве критерия удовлетворительного восстановления условие $\tau_B \geq 0,7$, найдем

$$\gamma W_B^2 \geq 1,2. \quad (7)$$

В случае оптического усиления сигнала необходимо исключить коэффициент усиления из определения коэффициента восстановления, т. е. рассмотреть величину $\tau_y = \tau_0 \exp(-2\alpha L)$. Учитывая малость мнимой части n_0 и по-прежнему полагая $\tau_y \geq 0,7$, получаем условие восстановления, совпадающее с (7) при замене $W_B^2 \rightarrow \operatorname{Re}(W_y^2)$.

Таким образом, для успешного восстановления волнового фронта рассеянного квадратичной средой поля необходимо выбрать параметры системы компенсации в соответствии с условием (7).

Если поле на входе неоднородной среды описывается несколькими модами, то более точные оценки качества восстановления можно получить, рассматривая матрицу коэффициентов восстановления τ_{nm} , которые вводятся аналогично τ_0 :

$$\tau_{nm} = \int_{-\infty}^{+\infty} \psi_n(x_1) \Gamma(x_1 - x_2) \psi_m^*(x_2) \exp[i(\beta_n - \beta_m)L] dx_1 dx_2. \quad (8)$$

Здесь $\psi_n(x)$ — собственные функции неоднородной среды [4], а β_n — постоянная распространения мод в волноводе. Для обычно используемых систем функция разброса оказывается четной, поэтому матрица τ_{nm} эрмитова. Диагональные элементы матрицы восстановления τ_{nn} являются коэффициентами восстановления амплитуды поля в заданной моде ($E_{2n} = \tau_{nn} E_{1n}$), недиагональные элементы позволяют найти долю поля, рассеянного из n -й моды в m -ю ($\Delta E_{2m} = \tau_{mn} E_{1n}$).

На рис. 1 приведена зависимость первых диагональных элементов матрицы восстановления τ_{nn} от параметра γW^2 для случая квадратичной зависимости показателя

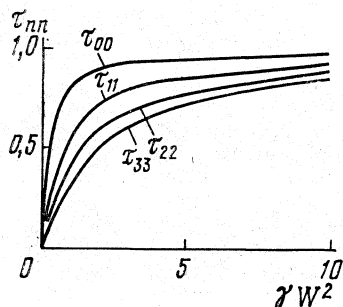
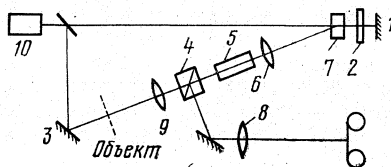


Рис. 1. Зависимость первых диагональных элементов матрицы восстановления от безразмерного параметра γW^2

Рис. 2. Схема экспериментальной установки



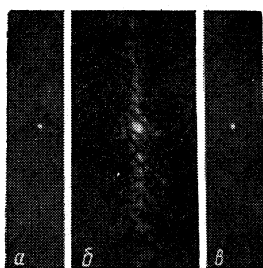


Рис. 3. Фотографии распределения интенсивности пучков в фокальной плоскости объектива 8:

a — поле задающего генератора; *б* — поле, однократно рассеянное активным элементом оптического усилителя; *в* — поле после процесса двухпроходного усиления

мод волновода, поэтому можно утверждать, что постороннее излучение, рассеянное в эти моды, сравнительно мало. Основная часть невосстановленного поля будет перекачана из низших мод в высшие.

Таким образом, если информация о передаваемом сигнале содержится в модах, пространственный спектр которых разрешается преобразователем, наблюдается эффект восстановления волнового фронта. В противном случае компенсация фазовых искажений в толстой неоднородной среде отсутствует.

На рис. 2 показана схема экспериментальной установки по коррекции волнового фронта в двухпроходном оптическом усилителе, использующая схему вырожденного четырехчастотного взаимодействия. Излучение лазера на алюмо-иттриевом гранате 10, генерирующего основную поперечную моду, с помощью стеклянной пластинки делилось на два пучка. Один из них, имеющий существенно большую мощность, играл роль накачки, другой — усиливаемого сигнала. Вторая волна накачки, формируемая «глухим» зеркалом 1, имела поляризацию, ортогональную к первой, в результате использования четвертьволновой пластинки 2. Применение схемы с взаимно перпендикулярными поляризациями волн накачки значительно облегчало выделение генерируемого сигнала и обеспечивало развязку зеркала 1 от резонатора задающего генератора.

Формирование сигнальной волны осуществлялось оптической системой, состоящей из поворотного зеркала 3, поляризационной призмы 4, оптического усилителя и линзы 6. В качестве активного элемента оптического усилителя был использован стержень из алюмо-иттриевого граната 5 низкого качества размером $\varnothing 5 \times 65$ мм. Однородность накачки достигалась применением диффузно рассеивающего кварцевого отражателя, покрытого слоем окиси магния. Нерегулярные неоднородности показателя преломления использованного элемента увеличивали расходимость сигнального излучения более чем на порядок. Объектив 6 формировал изображение выходного торца усилителя на переднюю грань нелинейного кристалла GaAs 7 толщиной 5,5 мм. Поляризационная призма 4 обеспечивала пространственное выделение обращенной волны, имеющей ортогональную поляризацию по отношению к исходному сигналу [5]. Фоторегистрация восстановленного волнового фронта в фокальной плоскости объектива 8 давала возможность определить угловую расходимость усиленного сигнала.

При интенсивности пучков накачки порядка 50 МВт/см^2 коэффициент нелинейного отражения имел значение около единицы. Экспериментально реализованный коэффициент усиления сигнальной волны за два прохода через оптический усилитель составил примерно 11. На рис. 3, *a* приведено изображение пучка сигнального излучения в фокальной плоскости объектива 8. На рис. 3, *б* показано аналогичное изображение для поля, однократно рассеянного активным элементом оптического усилителя. Рис. 3, *в* дает восстановленное изображение гауссова пучка. Угловая расходимость восстановленного волнового фронта $6 \cdot 10^{-4}$ рад совпадала с расходимостью задающего генератора. Коэффициент восстановления τ , измеренный по методике, аналогичной описанной в работе [11], был порядка единицы с погрешностью 10 %.

На аналогичной экспериментальной установке наряду с восстановлением волнового фронта задающего генератора проводилась компенсация фазовых искажений,

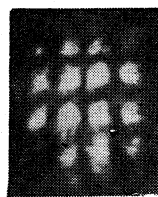


Рис. 4. Восстановленное изображение транспаранта

преломления от поперечной координаты. С ростом номера моды n коэффициент восстановления для фиксированного γ уменьшается, так как пространственная структура мод более высокого порядка имеет меньший масштаб. Начиная с некоторого номера $n=N$, моды перестают разрешаться и коэффициенты τ_{nn} не удовлетворяют критерию восстановления (7).

Эрмитовость матрицы восстановления $\tau_{nm} = \tau_{mn}^*$ означает, что в случае равномерного начального возбуждения всех мод поле, рассеянное из данной моды, в точности равно вложенному в нее полю. На практике всегда возбуждается некоторая конечная группа начальных

возникающих при двухпроходном усилении изображения транспаранта. При этом объектив 9 формировал изображение объекта в центр активного элемента оптического усилителя. На рис. 4 приведена фотография восстановленного изображения транспаранта. Экспериментально реализованная разрешающая способность системы компенсации фазовых искажений определялась фотометрированием негатива и составила 8 лин./мм. Достигнутое значение разрешающей способности совпадало с теоретической оценкой при учете апертуры и длины активного элемента усилителя.

Аналогичные исследования были выполнены при использовании в качестве толстой неоднородной среды (вместо стержня 5) отрезка одномодового волокна диаметром 70 мкм и длиной 6 см. При этом объектив 9 формировал на входной грани световода перегибку гауссова пучка радиусом около 30 мкм. Угловая расходимость восстановленного волнового фронта точно соответствовала расходимости излучения задающего генератора $6 \cdot 10^{-4}$ рад. Теоретические оценки с учетом разрешающей способности системы компенсации показывают, что критерий восстановления (7) был выполнен для восьми начальных мод использованного световода.

В заключение нужно отметить, что чрезвычайно высокая нелинейность полупроводниковых материалов и, в частности, арсенида галлия, позволяет реализовать большие коэффициенты преобразования при сравнительно малых длинах взаимодействия. Тем самым оказывается возможным достижение высокой разрешающей способности системы компенсации [2], которая, в свою очередь, определяет предельно допустимый размер оптических неоднородностей искажающей среды.

1. О. Ю. Носач, В. И. Поповичев, В. В. Рагульский, Ф. С. Файзуллов. *Письма в ЖЭТФ*, 16, 617 (1972).
2. Э. С. Воронин, В. В. Ивахник, В. М. Петникова, В. С. Соломатин, В. В. Шувалов. *Квантовая электроника*, 6, 1304 (1979).
3. Э. С. Воронин, В. В. Ивахник, В. М. Петникова, В. С. Соломатин, В. В. Шувалов. *Квантовая электроника*, 6, 2009 (1979).
4. Д. Маркузе. *Оптические волноводы*. — М.: Мир, 1974.
5. Б. Я. Зельдович, В. В. Шкунов. *Квантовая электроника*, 6, 629 (1979).

Московский государственный
университет им. М. В. Ломоносова

Поступило в редакцию
7 сентября 1979 г.

V. V. Ivakhnik, V. M. Petnikova, V. S. Solomatin,
V. V. Shuvalov. **Compensation for Wavefront Distortions in a Thick Inhomogeneous Medium.**

Taking into account the converter resolution a process is considered of compensation for wavefront distortions which arise when the signal radiation propagates through a thick inhomogeneous medium. Estimations of the satisfactory reconstruction quality are made for the case of the quadratic dependence of the refractive index on the transverse coordinate. Compensation has been obtained experimentally for the wavefront distortions under round-trip amplification of the signal radiation and its transmission along a single-mode fiber. With the use of a nonlinear gallium arsenide crystal the conversion efficiency in the order of 1 has been achieved. With the resolution of the compensation system equal to 8 line/mm the gain of about 11 has been achieved.

«Квантовая электроника», 7, № 3 (1980)

УДК 621.378.33

Ю. М. Малышев, С. Н. Овчинников, Ю. Г. Расторгуев, В. М. Татаренков,
А. Н. Титов

О ВОСПРОИЗВОДИМОСТИ ЧАСТОТЫ КВАНТОВОГО РЕПЕРА НА Е-КОМПОНЕНТЕ МОЛЕКУЛЫ МЕТАНА

Экспериментально исследована воспроизводимость частоты He—Ne-лазера, стабилизированного по Е-компоненте перехода ν_3 [$P(7)$] молекулы метана. Установлено влияние на частоту выходного излучения основных параметров и режима работы генератора: уровня выходной мощности, давления метана в ячейке, расстройки линии усиления относительно поглощающей среды, амплитуды девиации частоты лазерного излучения. Обнаружена сильная зависимость частоты квантового репера от степени диафрагмирования лазерного луча усилительной трубкой генератора. Достигнута воспроизводимость частоты лазерного излучения $5 \cdot 10^{-13}$. Оценена предельная точность воспроизведения частоты невозмущенного перехода на данном типе генератора.