

УДК 512.83

О РАЗРЕШАЮЩЕЙ СПОСОБНОСТИ МАТРИЦ ОПТИЧЕСКОЙ ПАМЯТИ НА ФОТОХРОМНЫХ МАТЕРИАЛАХ ПРИ ЗАПИСИ ИНФОРМАЦИИ СФОКУСИРОВАННЫМ ПУЧКОМ

Л. Н. Дерюгин, А. П. Пичугин, Г. Х. Фридман

Рассматриваются факторы, ограничивающие разрешающую способность матриц в системах последовательной записи информации сфокусированным пучком лазера. Теоретически и экспериментально исследуется зависимость разрешающей способности от параметров системы фокусировки, от толщины и поглощательных свойств матрицы, а также от удельной энергии записывающего излучения.

1. ВВЕДЕНИЕ

В последние годы все более широкое применение находят когерентно-оптические методы записи и обработки информации [1, 2]. В случае последовательной записи информации сфокусированным пучком [3] непрерывное излучение лазера, промодулированное по интенсивности с помощью оптического модулятора, проходит через систему развертки луча с фокусирующим устройством и в виде сфокусированного сканирующего пятна попадает на матрицу оптической памяти, изменяющую оптические свойства в зоне воздействия. При оперативной записи информации, предполагающей стирание и многократное повторение цикла записи, в качестве матриц могут быть использованы фотохромные материалы, в частности, стекла, легированные галогенидами серебра [4, 5], щелочно-галоидные кристаллы [6] и т. п. Воздействие на фотохромный материал записывающего излучения приводит к появлению новых (дополнительных) полос поглощения и зачастую сопровождается уменьшением поглощения материала на длине волны записи. Это свойство фотохромных материалов связано с перераспределением электронов и перемещающихся в решетке ионов между различного рода дефектами [7]. Обычно «собственная» разрешающая способность этих материалов, обусловленная их зернистостью, велика и имеет порядок $10^4 \div 10^5 \text{ см}^{-1}$.

В специфических условиях последовательной записи информации сфокусированным лучом лазера разрешающая способность матриц ограничивается, в первую очередь, диаметром фокального пятна фокусирующего устройства с учетом неизбежных искажений за счет системы развертки, несовпадения фокальной поверхности с плоскостью матрицы и т. д. [3]. Однако при использовании матриц, геометрическая толщина которых значительно превышает диаметр фокального пятна, существенную роль начинает играть расфокусировка пучка на толщине матрицы, что приводит к увеличению размеров элемента записи и вызывает дополнительное ограничение разрешающей способности.

Целью настоящей работы является исследование факторов, ограничивающих разрешающую способность матриц в системах последовательной записи информации сфокусированным пучком. Рассматривается зависимость разрешающей способности от основных параметров системы фокусировки, от толщины и поглощательных свойств матрицы, а также от удельной энергии записывающего излучения.

2. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ИНТЕНСИВНОСТИ В СФОКУСИРОВАННОМ ГАУССОВОМ ПУЧКЕ, ПРОХОДЯЩЕМ ЧЕРЕЗ ПОГЛОЩАЮЩИЙ СЛОЙ

Будем считать, что в апертуре линзы имеет место гауссово распределение интенсивности

$$E(r) = E_m \exp \left[-\left(\frac{r}{r_0} \right)^2 \right], \quad (1)$$

где E_m — интенсивность в точке $r = 0$ (на оси пучка). Это распределение сохраняется в пучке, сфокусированном идеальной линзой системой, причем параметр r_0 , соответствующий положению точек с интенсивностью $E_m e^{-1}$, изменяется в зависимости от продольной координаты x по закону, близкому к гиперболическому [8]:

$$r_0 = r_\phi \sqrt{1 + \left(\frac{x-f}{a} \right)^2}, \quad (2)$$

где r_ϕ — радиус фокального пятна, f — фокусное расстояние линзы, $a \approx 2r_\phi(f/D)$, D — диаметр пучка на линзе (см. рис. 1).

Полагая, что общая переносимая пучком мощность $P_0 = \int_s E(r, x) dS$

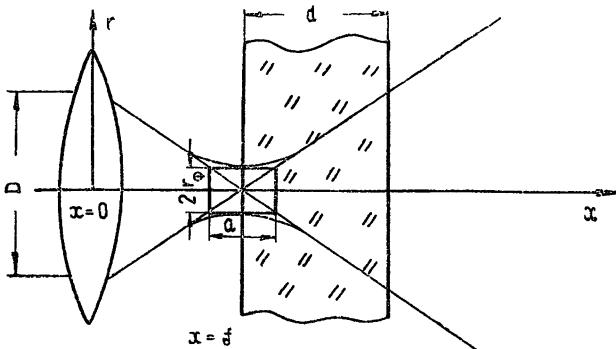


Рис. 1. К анализу разрешающей способности матриц в системе последовательной записи.

постоянна (поглощение отсутствует), пренебрегая мощностью, которая переносится «крыльями» гауссова распределения, выходящими за апертуру линзы, и используя (1) и (2), найдем интенсивность на оси пучка в зависимости от x :

$$E_m(x) = \frac{P_0}{\pi r_\phi^2 \left[1 + \left(\frac{x-f}{a} \right)^2 \right]}. \quad (3)$$

Пусть (см. рис. 1) передняя грань матрицы находится в плоскости $x = f$, а показатель поглощения ее материала на длине волны записывающего излучения равен α_s . Тогда для $x \geq f$ (3) принимает вид

$$E_m = \frac{E_0 \exp(-\alpha_s \Delta x)}{1 + (\Delta x/a)^2},$$

где $\Delta x = x - f^*$, а $E_0 = P_0 / \pi r_\phi^2$ — интенсивность в точке $r = 0$, $x = f$.

* С поправкой на показатель преломления материала на длине волны записывающего излучения.

С учетом (1), (2) интенсивность в произвольной точке (r, x) определяется выражением

$$E(r, x) = \frac{E_0 \exp(-\alpha_s \Delta x)}{1 + (\Delta x/a)^2} \exp \left[- \left(\frac{r}{r_\Phi \sqrt{1 + (\Delta x/a)^2}} \right)^2 \right]. \quad (4)$$

Для последующего анализа примем, что показатель поглощения фотохромного материала на длине волны считывания $\Delta\alpha$ линейно возрастает с увеличением энергии записи $W(r, x) = E(r, x)t_1$ (t_1 — время записи), а при $W(r, x) \geq W_n$ наступает насыщение, при котором $\Delta\alpha = \Delta\alpha_{\max} = \text{const}$. Подобная зависимость $\Delta\alpha(W)$ является упрощенным представлением обычно наблюдаемых характеристик почернения фотохромных стекол и окрашенных F -центрами щелочно-галоидных кристаллов [5, 6, 9]. Следует заметить, что при введенных предположениях результаты расчета одинаково справедливы как при считывании информации по увеличению поглощения материала матрицы во вновь появляющейся дополнительной полосе поглощения, так и при считывании по уменьшению показателя поглощения на длине волны записи.

3. РАЗРЕШАЮЩАЯ СПОСОБНОСТЬ В ЛИНЕЙНОМ РЕЖИМЕ ЗАПИСИ

Под линейным режимом записи будем понимать режим, при котором удельная энергия записи на поверхности матрицы $W_0 = E_0 t_1$ ограничена условием: $W_0 \ll W_n$, т. е. в любом слое матрицы насыщение отсутствует.

Определим разрешающую способность матрицы N_l как число элементов записи на единице длины матрицы, на которых может быть записана взаимно независимая информация [3]: $N_l = 1/\rho_s$, где ρ_s — максимальный на толщине матрицы d размер единичного элемента. Таким образом, расчет N_l сводится, по существу, к определению максимальной величины диаметра пятна потемнения на толщине матрицы.

Учитывая, что удельная энергия записи на поверхности матрицы (в точке $r = 0, x = f$) $W_0 = E_0 t_1$, и обозначая $W_0/W_n = k$, преобразуем (4) к виду

$$c = \frac{W(r, x)}{W_n} = \frac{k \exp(-\alpha_s \Delta x)}{1 + (\Delta x/a)^2} \exp \left[- \left(\frac{r}{r_\Phi \sqrt{1 + (\Delta x/a)^2}} \right)^2 \right]. \quad (5)$$

Соотношение (5) позволяет найти уравнение линий постоянных $W(r, x)$:

$$r_c = r_\Phi \left\{ \left[1 + \left(\frac{\Delta x}{a} \right)^2 \right] \ln \frac{k W_n \exp(-\alpha_s \Delta x)}{W(r, x) [1 + (\Delta x/a)^2]} \right\}^{1/2}. \quad (6)$$

На рис. 2 представлено семейство линий равных $W(r, x)$, рассчитанных для случая $a = 4 \cdot 10^{-3} \text{ см}$, $k = 1$.

Полученные результаты позволяют прийти к выводу, что размер единичного элемента в линейном режиме записи лишь незначительно увеличивается по сравнению с диаметром фокального пятна $2r_\Phi$. Так, например, из рис. 2 видно, что если размер элемента записи ρ_s определяется по уровню $c = 0,1$ (что эквивалентно, очевидно, уровню $\Delta\alpha = 0,1 \Delta\alpha_{\max}$), величина $r_{c\max}$ даже в предельном случае $\alpha_s = 0$ составляет $1,86 r_\Phi$. Следовательно, разрешающая способность $N_l = 1/\rho_s = 1/2 r_{c\max}$ ухудшается по сравнению с определяемой (также по уровню $c = 0,1$) по диаметру фокального пятна на поверхности матрицы не более, чем в 1,22 раза. Однако реализуемые в линейном режиме записи перепады коэффициентов пропускания малы по сравнению с предельно достиги-

мыми величинами, и это является существенным ограничением данного режима.

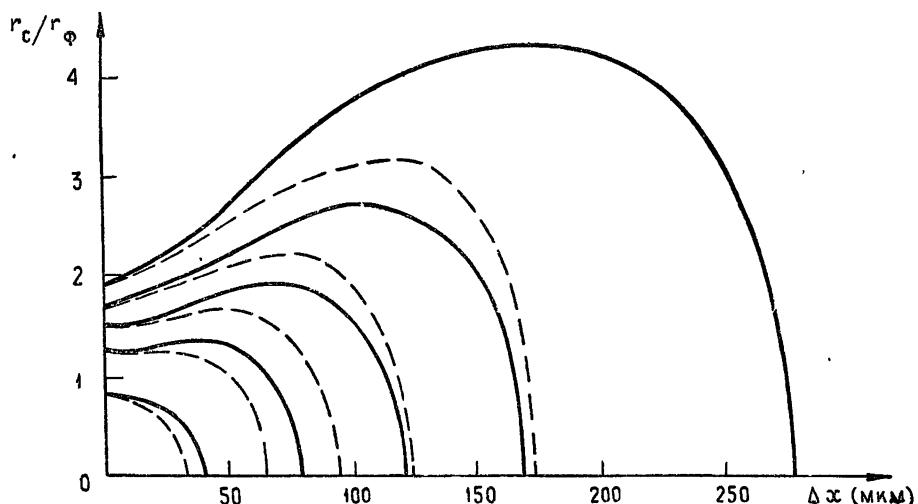


Рис. 2. Семейство линий равных интенсивностей при фокусировке гауссова пучка на переднюю плоскость матрицы:
 — $\alpha_3 = 0$; — $\alpha_3 = 50 \text{ см}^{-1}$.

4. РАЗРЕШАЮЩАЯ СПОСОБНОСТЬ В РЕЖИМЕ НАСЫЩЕНИЯ

При $W_0 \gg W_n$ в тех областях объема матрицы, где $W_0 \geq W_n$, $\Delta\alpha$ достигает своего максимального значения и, следовательно, эффекты насыщения начинают играть существенную роль. Условно примем, что режим насыщения наступает в момент, когда «фронт насыщения», где $\Delta\alpha = \Delta\alpha_{\max}$, достигает задней поверхности матрицы в точке $r = 0$, $\Delta x = d$. Из (5) нетрудно видеть, что необходимое для реализации режима насыщения превышение удельной энергии записи W_0 по сравнению с W_n определится условием

$$k = \exp(\alpha_3 d) \left[1 + \left(\frac{d}{a} \right)^2 \right]. \quad (7)$$

При этом линии постоянных $\Delta\alpha$, как и для линейного режима, рассчитываются по (6) с учетом соответствующего значения k .

При некотором $\Delta x = \Delta x_0$ в зависимости $r_c(\Delta x)$ имеет место максимум. Величина Δx_0 , как это можно показать из (6), (7), определяется при этом выражением

$$\alpha_3(d - \Delta x_0) + \ln \frac{1 + (d/a)^2}{1 + \left(\frac{\Delta x_0}{a} \right)^2} = 1 + \frac{\alpha_3 [1 + (\Delta x_0/a)^2]}{2 \Delta x_0} + \ln c, \quad (8)$$

где, как и выше, $c = \Delta\alpha/\Delta\alpha_{\max} = W(r, x)/W_n$ в области $W(r, x) < W_n$ и обозначает уровень, по которому определяется размер единичного элемента записи ρ_ϕ .

Примем, что геометрическая толщина матрицы $d \gg a$; при этом, как это можно показать из предыдущего, $\Delta x_0 \gg a$. Тогда (8) принимает вид

$$\ln \xi = \alpha_3 d (0,5 - 0,75 \xi) - 0,5(1 + \ln c), \quad (9)$$

где $\xi = \Delta x_0/d$. Уравнение (9) решалось графически, и соответствующая зависимость $\xi(\alpha_3 d)$ для случая $c = 0,1$ иллюстрируется рис. 3. Видно, что параметр ξ , определяющий положение максимума в зависимости $r_c(\Delta x)$, лежит в пределах $0,75 \leq \xi \leq 1$. Для матриц с оптической толщиной $\alpha_3 d < (\alpha_3 d)_{\min} = -2(1 + \ln c)$ сечение, где r_c достигает максимума, выходит за заднюю поверхность матрицы ($\Delta x_0 > d$).

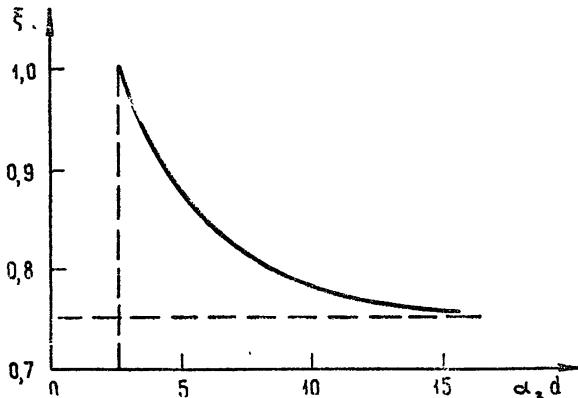


Рис. 3. Зависимость параметра $\xi = \Delta x_0/d$ от оптической толщины матрицы.

Полученные результаты позволяют рассчитывать зависимость разрешающей способности матриц в режиме насыщения от толщины d и показателя поглощения α_3 . Оценим относительное уменьшение разрешающей способности в режиме насыщения по сравнению с разрешающей способностью N_{10} , определяемой по диаметру фокального пятна $2r_\Phi$. Рассмотрим вначале случай $\alpha_3 d \geq -2(1 + \ln c)$. С учетом (9) выражение для $r_{c \max}$ принимает вид

$$r_{c \max} = r_\Phi \frac{\xi d}{a} \sqrt{1 + \xi \alpha_3 d}.$$

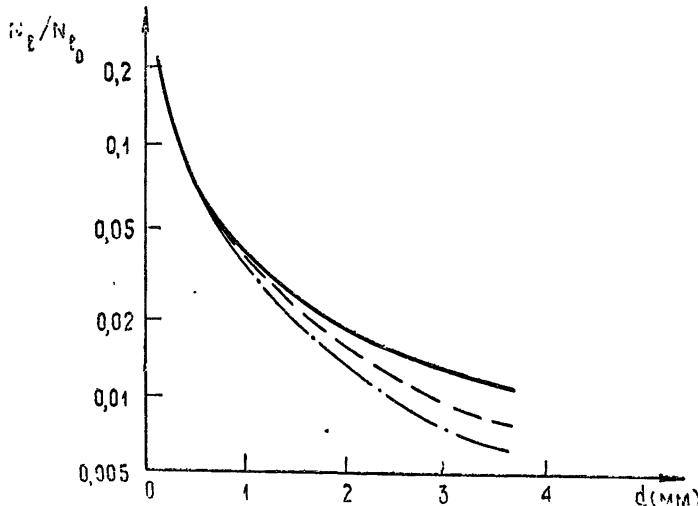


Рис. 4. Расчетные зависимости разрешающей способности от толщины матрицы в режиме насыщения:

$$\begin{aligned} \text{—} \quad \alpha_3 = 10 \text{ см}^{-1}; \quad \text{---} \quad \alpha_3 = 50 \text{ см}^{-1}; \\ \text{---} \quad \alpha_3 = 100 \text{ см}^{-1}. \end{aligned}$$

В соответствии с этим относительное уменьшение разрешающей способности определяется как

$$\frac{N_l}{N_{l_0}} = \frac{a}{d} \frac{\sqrt{\ln 1/c}}{\xi \sqrt{1 + \xi \alpha_s d}}. \quad (10)$$

Для матриц с относительно малой оптической толщиной $\alpha_s d < -2(1 + \ln c)$ величина Δx_0 , как это было отмечено выше, становится больше d , и оценку разрешающей способности следует производить по диаметру пятна на задней поверхности матрицы. Полагая в (6) $\Delta x = d$ и $d/a \gg 1$, имеем

$$\frac{N_l}{N_{l_0}} = \frac{a}{d}. \quad (11)$$

На рис. 4 для примера представлены рассчитанные по (10), (11) зависимости N_l/N_{l_0} в режиме насыщения от толщины и показателя поглощения матрицы для случая $c = 0,1$ и $a = 4 \cdot 10^{-3}$ см. Видно, что с увеличением толщины разрешающая способность матрицы резко снижается. Поэтому представляет интерес компромиссное решение между большими перепадами коэффициентов пропускания, реализуемыми в режиме насыщения, и высокой разрешающей способностью.

5. ЗАВИСИМОСТЬ РАЗРЕШАЮЩЕЙ СПОСОБНОСТИ ОТ УДЕЛЬНОЙ ЭНЕРГИИ ЗАПИСИ

Как видно из предыдущего, разрешающая способность матриц с увеличением удельной энергии записи от $W_0 = W_n$ до величины, соответствующей режиму насыщения, падает. Для количественной оценки зависимости относительного уменьшения разрешающей способности N_l/N_{l_0} от удельной энергии записи на поверхности матрицы воспользуемся выражением (7), переписав его в виде

$$r_{c \max} = r_\Phi \left\{ \left[1 + \left(\frac{\Delta x_0}{a} \right)^2 \right] \ln \frac{k \exp(-\alpha_s \Delta x_0)}{c [1 + (\Delta x_0/a)^2]} \right\}^{1/2}, \quad (12)$$

где, как и выше, $k = W_0 / W_n$, c обозначает уровень, по которому определяется размер элемента записи ρ_s , а Δx_0 соответствует сечению матри-

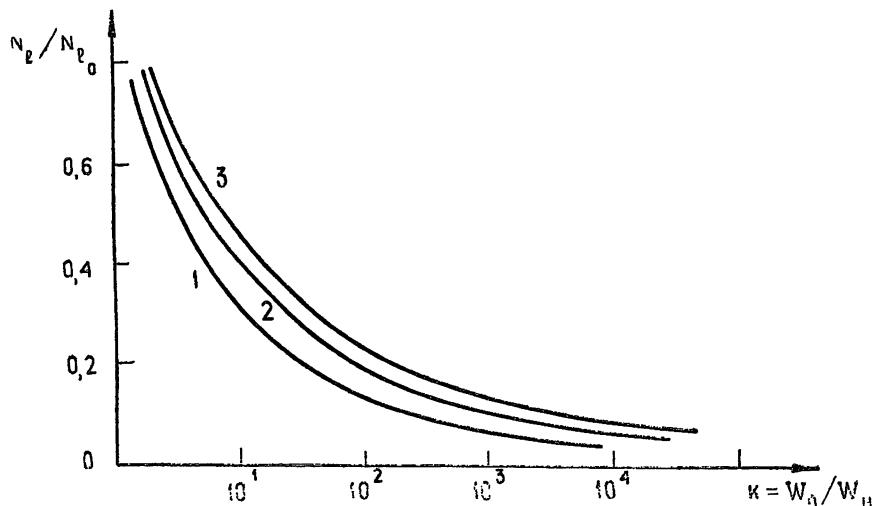


Рис. 5. Расчетные зависимости разрешающей способности матриц от удельной энергии записи: 1 — $\alpha_3 = 20 \text{ см}^{-1}$; 2 — $\alpha_3 = 50 \text{ см}^{-1}$; 3 — $\alpha_3 = 100 \text{ см}^{-1}$,

цы, где $r_c = r_{c \max}$, и для каждого W_0 может быть определено, аналогично (8), из выражения

$$\ln \frac{k}{c} = \alpha_s \Delta x_0 \left[1 + \frac{1 + (\Delta x_0/a)^2}{2(\Delta x_0/a)^2} \right] + \ln \left[1 + \left(\frac{\Delta x_0}{a} \right)^2 \right] + 1.$$

Следует иметь в виду, что при малых величинах $\alpha_s d$ вблизи режима насыщения величина Δx_0 может оказаться больше толщины матрицы d . В этом случае разрешающая способность определяется, как и выше, по диаметру пятна на задней поверхности матрицы, для чего в (12) достаточно принять $\Delta x_0 = d$.

Рис. 5 иллюстрирует зависимость разрешающей способности матрицы с различной величиной α_s от удельной энергии записи при изменении W_0 от $W_0 = W_n$ до величины, близкой к режиму насыщения. Расчет N_l/N_{l0} проводился для случая $a = 4 \cdot 10^{-3} \text{ см}$, причем, как и выше, размер единичного элемента записи определялся по уровню $c = 0,1$.

6. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Для проверки проведенного анализа был выполнен ряд экспериментов по оптической записи сфокусированным излучением лазера. Матрица оптической памяти была изготовлена из аддитивно окрашенного в парах калия кристалла КВг. Запись производилась путем облучения кристалла в F -полосе с центром $0,625 \text{ мк}$, наблюдающееся при этом уменьшение поглощения в F -полосе (просветление) позволяло осуществлять считывание. В качестве источника записи и считывания использовался настроенный на одномодовый режим генерации гелий-неоновый лазер ЛГ-56 ($\lambda_{\text{ген}} = 0,633 \text{ мк}$), снабженный телескопической системой для расширения пучка. Фокусировка записывающего излучения на поверхность матрицы производилась с помощью объектива микроскопа с фокусным расстоянием $f = 8 \text{ мм}$. Диаметр фокального пятна на поверхности матрицы при выбранной оптике составил около 6 мк .

Считывание производилось в широком пучке излучения лазера, причем получаемые на матрице изображения могли наблюдаваться с помощью второго микроскопа. Для фотографирования после этого микроскопа устанавливалась зеркальная камера «Зенит-В».

На рис. 6 приводится зависимость $N_l(d)$ в режиме насыщения при

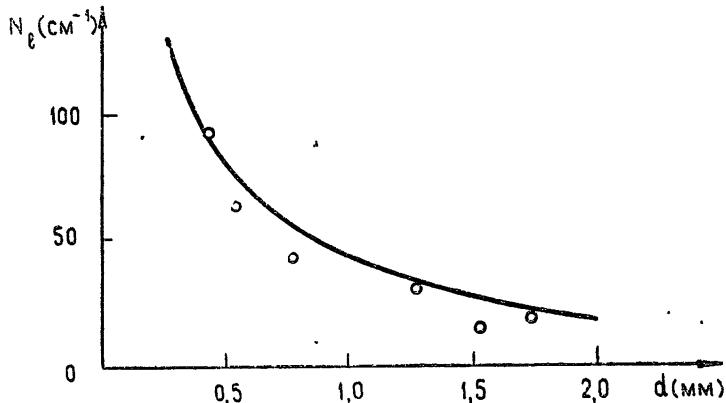


Рис. 6. Экспериментальная зависимость разрешающей способности матриц на окрашенных F -центрами кристаллах КВг от толщины в режиме насыщения:
— расчетная кривая; ○ ○ ○ — экспериментальные точки.

постоянной величине начального показателя поглощения матриц в F-полосе $a_3^0 = 41 \text{ см}^{-1}$. Время облучения матрицы, необходимое для перехода к режиму насыщения, определялось с учетом (7). Видно, что расчетные соотношения хорошо подтверждаются экспериментальными результатами.

Для оценки зависимости разрешающей способности N_l от удельной энергии записи W_0 была выбрана матрица толщиной $d = 0,73 \text{ мк}$ с начальным показателем поглощения $a_3^0 = 31 \text{ см}^{-1}$. На рис. 7 приведены фотографии изображений фокального пятна на матрице из окрашенного кристалла КВр ($a_3^0 = 31 \text{ см}^{-1}$; $d = 0,73 \text{ мк}$) для различных удельных энергий записи W_0 :

- 1— $5 \cdot 10^{-2} \text{ дж/см}^2$; 2— $2,5 \cdot 10^{-2} \text{ дж/см}^2$; 3— 10^{-2} дж/см^2 ;
- 4— $5 \cdot 10^{-3} \text{ дж/см}^2$; 5— $1,5 \cdot 10^{-3} \text{ дж/см}^2$.

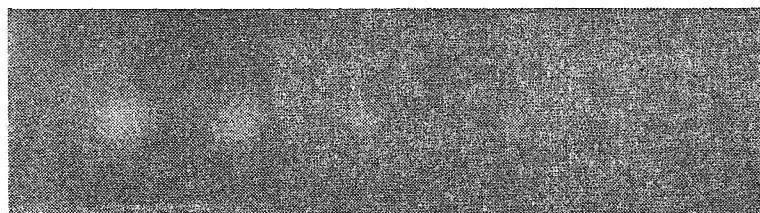


Рис. 7. Фотографии изображений фокального пятна на матрице из окрашенного кристалла КВр ($a_3^0 = 31 \text{ см}^{-1}$; $d = 0,73 \text{ мк}$) для различных удельных энергий записи W_0 :

- 1— $5 \cdot 10^{-2} \text{ дж/см}^2$; 2— $2,5 \cdot 10^{-2} \text{ дж/см}^2$; 3— 10^{-2} дж/см^2 ;
- 4— $5 \cdot 10^{-3} \text{ дж/см}^2$; 5— $1,5 \cdot 10^{-3} \text{ дж/см}^2$.

дена фотография последовательности пятен просветления, полученных для различных удельных энергий записи. Рис. 8 иллюстрирует экспериментальную зависимость $N_l(W_0)$, полученную после фотометрирования. Как и в предыдущем случае, экспериментальные результаты подтвердили данные расчета. Максимальная величина разрешающей способности, измеренная в наших экспериментах, составила по порядку

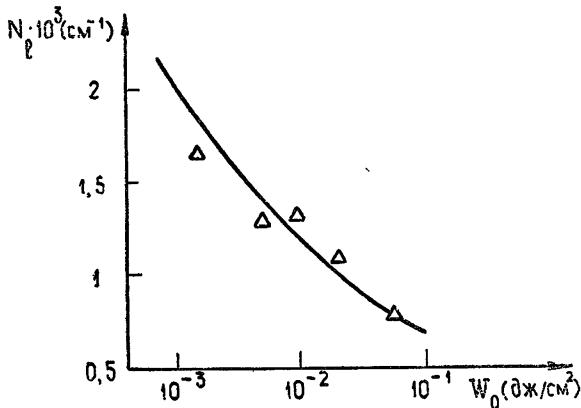


Рис. 8. Экспериментальная зависимость разрешающей способности от удельной энергии записи.

величины $2 \cdot 10^3 \text{ см}^{-1}$. На практике разрешающая способность фоточромных матриц может быть также ограничена дефектами обработки поверхностей и наличием в объеме матриц различного рода включений.

ЛИТЕРАТУРА

- Л. Д. Бахрах, О. Н. Владимирова, А. П. Курочкин, Г. А. Соболева, Г. Х. Фридман, В. сб. статей «Антенные», изд. Связь, вып. 2, 33, 1967.
- Л. М. Сороко, УФН, 90, 3 (1966).

3. Л. Н. Дерюгин, А. П. Пичугин, Вопросы радиоэлектроники, сер. общетехнич., № 3, 55 (1969).
4. S. Hergman, Proc. Symp. Mod. Optics, 17, 743 (1967).
5. G. K. Megia, Appl. Opt., 5, 945 (1966).
6. A. S. Mackin, Appl. Opt., 9, 1658 (1970).
7. J. H. Schulman, W. D. Compton, "Color centers in solids", N. Y., Pergamon Press, 1962.
8. Когельник, Ли, ТИИЭР, 54, № 10, 95 (1966).
9. E. Agathonikou, A. Costikas, C. Manos, J. Phys. Chem. Solids, 28, 367 (1967).

Университет дружбы народов
им. Патриса Лумумбы

Поступила в редакцию
15 ноября 1971 г.

RESOLUTION OF THE OPTIC MEMORY MATRICES ON THE PHOTOCHROMIC MATERIALS WITH RECORDING INFORMATION BY A FOCUSED BEAM

L. N. Deryugin, A. P. Pichugin, G. Kh. Fridman

Conditions restricting the matrix resolution in the systems of information successive recording by the focused laser beam are considered. The dependence of the resolution on the focusing system parameters, on the thickness and the matrix absorbance, and also on the specific energy of the radiation recorded are theoretically and experimentally investigated.