

С. И. НИКАНОРОВ, В. Н. ПАРЫГИН
(Москва)

ЭЛЕКТРОННО-ОПТИЧЕСКОЕ УСТРОЙСТВО ДЛЯ СОЗДАНИЯ ДВУМЕРНОГО ИЗОБРАЖЕНИЯ

В настоящее время известно большое число систем, позволяющих представлять информацию в виде двумерного изображения. К их числу относятся кинескопы, потенциоскопы с видимым изображением, электролюминесцентные панели, сканирующие системы и т. д.

Особый интерес представляют пространственные электроннолучевые модуляторы света, которые свободны от многих недостатков, присущих перечисленным устройствам. Электроннолучевые модуляторы позволяют разделить функции излучения и модуляции светового потока, обеспечивают достаточно долгое сохранение информации при возможности быстрой перезаписи, малоинерционны, требуют небольших рабочих напряжений для управления мощными световыми потоками [1, 2].

В нашей работе была поставлена задача детального теоретического и экспериментального изучения физических процессов, имеющих место в пространственном электроннолучевом модуляторе света на кристалле KDP.

Принципиальная схема прибора изображена на рис. 1. Основным элементом модулятора является Z — срез кристалла KDP. Для повышения сопротивления поверхностного растекания и уменьшения полуволнового напряжения $U_{\lambda/2}$ кристалл охлаждается жидким азотом до температур, близких к точке Кюри (для KDP $T_K \approx -151^\circ\text{C}$).

Если при комнатной температуре время хранения записанной информации порядка 10^{-3} с, а рабочие напряжения достигают значения 7 кВ, то при охлаждении кристалла ниже -100°C время хранения составляет несколько часов, а $U_{\lambda/2}$ понижается более чем на порядок.

Задняя поверхность кристалла посеребрена и является одновременно электродом (сигнальная пластина) и зеркалом, заставляющим

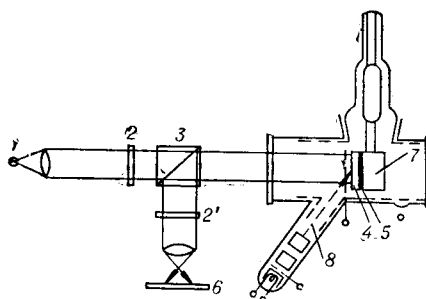


Рис. 1. Принципиальная схема устройства:
1 — источник света; 2 — поляриды; 3 — призма-куб; 4 — кристалл; 5 — сигнальная пластина; 6 — экран; 7 — холодопровод; 8 — электронный луч.

свет дважды проходить через электрооптическую среду. Передняя поверхность кристалла бомбардируется электронным пучком. За счет явления вторичной электронной эмиссии [3] между гранями кристалла образуется разность потенциалов $U(r)$. Вторичные электроны отбираются коллектором. Запись потенциального рельефа производится быстрыми электронами (коэффициент вторичной эмиссии $\sigma > 1$) в неравновесном режиме. Стирание — равновесное.

Считывание осуществляется поляризованным светом. При отсутствии заряда на кристалле свет на экран не проходит. В результате сканирования электронного луча по поверхности кристалла на экране появляется светящаяся картина, соответствующая записанному потенциальному рельефу. Относительная интенсивность света, прошедшего через систему в данной точке, определяется выражением

$$J/J_0 = \sin^2 \frac{\pi}{2} \frac{U(r)}{U_{\lambda/2}}, \quad (1)$$

где J_0 — интенсивность падающего света.

Для оценки разрешающей способности и контрастности системы в зависимости от температуры, геометрии модулятора и формы нанесенного зарядного пятна был получен общий вид распределения потенциала по поверхности кристалла с учетом коллектора и сигнальной пластины. Зарядное пятно на поверхности анизотропного диэлектрика ($\epsilon_x = \epsilon_y = \epsilon_{\perp}$; $\epsilon_z = \epsilon_{\parallel}$) рассматривалось в виде: а) круглого пятна радиуса r_m и постоянной плотности η_0 , б) линии, полученной при развертке однородного пятна.

В случае заряда в форме круглого пятна расчетное выражение для потенциала имеет вид

$$U(r) = \frac{4\eta_0}{1 + \sqrt{\epsilon_{\perp}\epsilon_{\parallel}}} \left\{ (r_m + r) E(k_1) + (r_m - r) F(k_1) + \right. \\ \left. + 2 \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n \int_0^{r_m} r_0 \left(\int_0^{\pi/2} \frac{d\theta}{\sqrt{1 - k_{1n}^2 \sin^2 \theta}} + \int_0^{\pi/2} \frac{d\theta}{\sqrt{1 - k_{2n}^2 \sin^2 \theta}} \right) \frac{dr_0}{\sqrt{z_{1n}^2 + (r + r_0)^2} + \sqrt{z_{2n}^2 + (r + r_0)^2}} \right\}, \quad (2)$$

где $z_{1n} = 2 \left(\left[\frac{n+1}{2} \right] d + \left[\frac{n}{2} \right] l_3 \right)$; $z_{2n} = 2 \left(\left[\frac{n}{2} \right] d + \left[\frac{n+1}{2} \right] l_3 \right)$; $[A]$ — целая часть числа A ; d — расстояние от кристалла до коллектора;

$l_3 = l \sqrt{\frac{\epsilon_{\perp}}{\epsilon_{\parallel}}}$, где l — толщина кристалла; $k_{1n}^2 = \frac{4rr_m}{(r_m + r)^2}$; $k_{2n}^2 = \frac{4rr_m}{z_{1n}^2 + (r + r_m)^2}$ ($i=1, 2$); $F(k_1)$; $E(k_1)$ — эллиптические интегралы 1-го и 2-го рода соответственно; r и $\varphi = 2\theta$ — полярные координаты точки на поверхности кристалла.

Численный расчет потенциала, представленного в виде (2), был проведен на ЭВМ «БЭСМ-6». Результаты расчета относительной интенсивности света по формуле (1), где $U(r)$ определяется из выражения (2) при $d=100$ мкм, $l=1$ мм, $r_m=500$ мкм и при $\epsilon_{\perp}=200$ и $\epsilon_{\parallel}=40$ (что соответствует $T-T_K=16^\circ$ и $T-T_K=82^\circ$), приведены на рис. 2 (см. сплошные кривые).

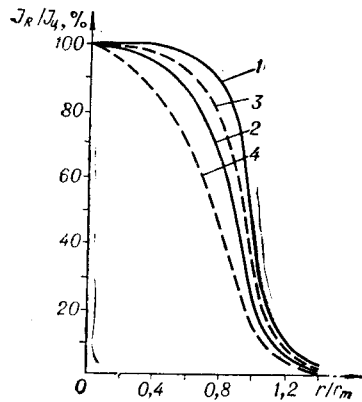


Рис. 2. Теоретическая зависимость формы световой линии (кривые 3, 4) и точки (кривые 1, 2) от температуры:

1 — $T - T_K = 16^\circ$; 2 — $T - T_K = 82^\circ$; 3 — $T - T_K = 16^\circ$; 4 — $T - T_K = 82^\circ$.

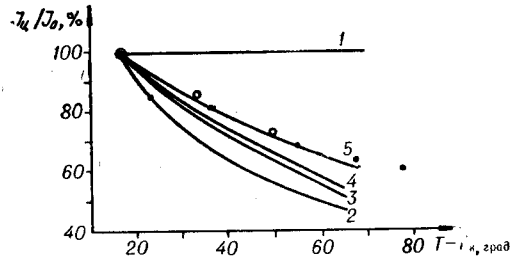


Рис. 3. Зависимость относительной интенсивности света в центре линии (кривые 1, 2, 4, 5) и точки (кривая 3) от температуры:

1 — далекий коллектор ($d \gg l_0$); 2 — близкий коллектор ($d < l_0$); 3 — $d = 0,1$ мм, $l = 1$ мм, $r_m = 500$ мкм; 4 — $d = 0,1$ мм, $l = 1$ мм, $r_m = 500$ мкм, $2c = 10$ мм; 5 — $d = 0,4$ мм, $l = 1$ мм, $r_m = 500$ мкм, $2c = 10$ мм.

В случае заряда в форме линии выражение для потенциала имеет вид

$$U = \frac{4\eta_0}{1 + \sqrt{\epsilon_{\perp} \epsilon_{\parallel}}} \left\{ \int_{y_0 - r_m}^{y_0 + r_m} \sqrt{1 - \frac{(y_0 - y)^2}{r_m^2}} \ln \left| \frac{c + \sqrt{y^2 + c^2}}{y} \right| dy + \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n \int_{y_0 - r_m}^{y_0 + r_m} \sqrt{1 - \frac{(y_0 - y)^2}{r_m^2}} \left(\ln \frac{c + \sqrt{y^2 + c^2 + z_{1n}^2}}{\sqrt{y^2 + z_{1n}^2}} + \ln \frac{c + \sqrt{y^2 + c^2 + z_{2n}^2}}{\sqrt{y^2 + z_{2n}^2}} \right) dy \right\}, \quad (3)$$

где z_{1n} и z_{2n} имеют тот же смысл, что и в формуле (2), $2c$ — длина линии, $2r_m$ — ее ширина.

Численный расчет проводился на ЭВМ «Мир-1» при $n = 40$. Результаты расчета относительной интенсивности света при $d = 100$ мкм, $l = 1$ мм, $2c = 10$ мм, $r_m = 500$ мкм и при $\epsilon_{\parallel} = 200$ и $\epsilon_{\parallel} = 40$ показаны на рис. 2 штриховыми кривыми. Эти кривые идут более полого, чем для однородно заряженной ($\eta_0 = \text{const}$) точки, поскольку плотность заряда в линии постепенно спадает к краям:

$$\eta = \eta_0 \sqrt{1 - \frac{(y_0 - y)^2}{r_m^2}}.$$

В соответствии с изменением потенциала, согласно выражению (1), будет изменяться относительная интенсивность света в центре линии или точки: при $d \gg l_0$ $J_u/J_0 = \text{const}$ (рис. 3, кривая 1), а при $d \ll l_0$ $J_u/J_0 = \sin^2 \left(\frac{\pi}{2} \frac{k}{\sqrt{T - T_K}} \right)$, где k — коэффициент, зависящий от того, при какой температуре была получена 100%-ная модуляция в центре ($J_u = J_0$). На рис. 3 (кривая 2) показано изменение J_u/J_0 при 100%-ной моду-

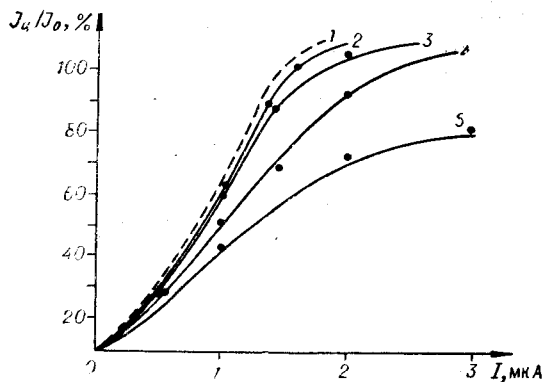


Рис. 4. Зависимость относительной интенсивности в центре линии от тока при различных температурах:
 1 — $T - T_K = 1^\circ$; 2 — $T - T_K = 5^\circ$; 3 — $T - T_K = 10^\circ$; 4 —
 $T - T_K = 17^\circ$; 5 — $T - T_K = 27^\circ$.

свидетельствует о том, что на потенциал в центре периферийные участки заряда влияют весьма слабо. Экспериментальные результаты (см. точки на рис. 3) хорошо согласуются с теоретическими расчетами.

Представляет интерес влияние изменения температуры на работу модулятора в режиме записи. На рис. 4 сплошными линиями изображена теоретическая зависимость относительной интенсивности в центре от тока при различных температурах. Результаты эксперимента показаны точками. При изменении температуры в пределах от 1 до 10° от точки Кюри глубина модуляции меняется слабо, что позволяет отказаться от прецизионной системы стабилизации температуры.

Было теоретически исследовано, как влияет на модуляционные характеристики продольный градиент температуры, который существует при несимметричном охлаждении кристалла. Расчет показал, что градиент температуры фактически приводит к установлению в кристалле средней температуры, определяемой при $T_1 - T_2 \leq 40^\circ$ по формуле

$$\bar{T} = \frac{T_1 + T_2}{2} - k|T_1 - T_2|,$$

где T_1 и T_2 — температура передней и задней поверхностей кристалла; $k = 0,05$.

Большой интерес представляет экспериментальное исследование разрешающей способности и контрастности системы.

Контрастность одиночной линии составила $110 : 1$. При записи более сложного изображения на кристалле размером $8 \times 8 \times 1$ мм³ было получено 18 светлых элементов при контрастности изображения $30 : 1$ (рис. 5, а). При понижении температуры напряжение в центрах пятен превышает $U_{\lambda/2}$ и происходит перемодуляция, хорошо заметная на рис. 5, б (потемнение центральных участков пятен). При записи ста пар элементов на поверхности кристалла контрастность изображения оказалась равной $2 : 1$.

Проводились эксперименты по записи линии на кристаллах различной толщины. При уменьшении толщины кристалла l в 25 раз (от 5 мм до 200 мкм) линия сужалась в 1,87 раза. Эксперимент проводился при $d = 400$ мкм, $r_m = 500$ мкм. Слабая зависимость ширины линии от толщины кристалла объясняется тем, что при выполнении усло-

вияции в 16° от точки Кюри. Промежуточные соотношения l и d приводят к промежуточным результатам.

На кривых 3—5 (см. рис. 3) представлены зависимости J_c/J_0 соответственно для однородно заряженного пятна ($l = 1$ мм; $d = 100$ мкм; $r_m = 500$ мкм) и для заряженной линии ($2c = 10$ мм; $r_m = 500$ мкм; $l = 1$ мм; $d_1 = 100$ мкм; $d_2 = 400$ мкм), построенные с использованием расчетов, проведенных на ЭВМ. Совпадение кривой 3, рассчитанной для точки, и кривой 4, рассчитанной для линии (при одинаковой геометрии системы), свиде-

$$\text{вия } 2r_m \geq \min \left(d, l \sqrt{\frac{\epsilon_{\perp}}{\epsilon_{\parallel}}} \right)$$

разрешение системы будет определяться в основном размером электронного луча [4].

Расчет показал, что уменьшение размеров электронного луча для повышения разрешающей способности системы имеет смысл лишь при соответствующем приближении коллектора к кристаллу или применении достаточно тонких образцов.

Было рассчитано, что на кристалле размером $60 \times 60 \times 1$ мм³ при $d=50$ мкм, $2r_m=40$ мкм можно получить полное телевизионное изображение с контрастностью выше 50:1 при токе порядка 10 мкА и скорости развертки около 2 км/с, что удовлетворяет телевизионным требованиям к быстродействию. Применение более быстрых разверток требует пропорционального увеличения тока для получения 100%-ной модуляции света.

После оптимизации конструкции данный модулятор можно рекомендовать для использования в проекционных телевизионных системах, цветном телевидении, системах памяти, консервации изображения, сканирования лазерного луча, голографии и т. п.

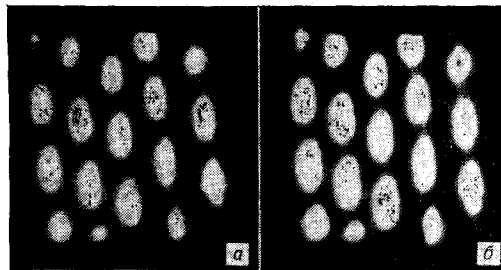


Рис. 5. Воспроизведение сложного изображения, записанного на кристалле.

ЛИТЕРАТУРА

1. G. Marie. Un nouveau dispositif de restitution d'images utilisant un effet électrooptique: le tube TITUS.— Philips Research Report., 1967, v. 22, № 2.
2. R. Ray. Crystal valve feasible for color T. V.— Missiles and Rockets, 1965, v. 16, № 12.
3. М. Кноль, Б. Кейзан. Электроннолучевые трубки с накоплением зарядов. М.—Л., Госэнергоиздат, 1955.
4. Т. А. Кулиев, Е. Р. Мустель, В. Н. Парыгин. Исследование электроннолучевого модулятора света на охлажденном кристалле KDP.— Вестник МГУ, серия «Физика», 1971, № 5.

Поступила в редакцию
19 мая 1972 г.