

Рис. 2. Влияние давления на квантовую интенсивность фосфоресценции с триплетного уровня GdV_4HfP_6 .
 P , кбар: 1 — 0, 2 — 25.5, 2 — $p=25.5$ кбар. В левом верхнем углу приведен в относительных единицах регистрируемый спектр без учета поправки на квантовую чувствительность установки.

Подробное обсуждение будет опубликовано позже. Настоящая работа была стимулирована дискуссией с В. Ермолаевым на семинаре в Мозжинке.

Поступило в Редакцию 19 мая 1975 г.

УДК 535.8

ВЫБОР ОПТИМАЛЬНОЙ СХЕМЫ ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКОГО ДЕФЛЕКТОРА СВЕТА С ПЛОСКИМИ ЭЛЕКТРОДАМИ

Р. П. Кияткин

В [1] нами было начато исследование некоторых практических вариантов квадрупольного светодефлектора с ориентированным вдоль оси y градиентом показателя преломления n [2] (условимся далее называть его дефлектором I), выражающимся для обычно применяемых в электрооптических устройствах кристаллов класса $42m KDP$, ADP , $DKDP$ и, т. п. через характеристики управляющего поля в виде

$$\frac{\partial n}{\partial y} = \frac{n_0^3 r_{63}}{2} \frac{\partial E_z}{\partial y} \quad (1)$$

В работе сделан вывод о том, что оптимальным с точки зрения выполнения условия отклонения света без искажений $\text{grad } n = \text{const}$, получения минимальных габаритов отклоняющей ячейки и максимального при данных габаритах «зрачка» является вариант дефлектора с плоскими электродами (рис. 1 в системе координат I).

В статье [3] описана схема электрооптического дефлектора (назовем ее схемой II), в котором создается градиент показателя преломления n в ортогональном к оси y направлении

$$\frac{\partial n}{\partial z} = \frac{n_0^3 r_{63}}{2} \frac{\partial E_z}{\partial z} \quad (2)$$

Авторами [4] отмечается, что при прочих равных условиях за счет увеличенного (из-за анизотропии диэлектрических свойств используемых кристаллов) по оси y размера площадь отклоняющего элемента этого дефлектора в $\sqrt{\epsilon_y/\epsilon_z}$ раз больше таковой дефлектора I, и, следовательно, дефлектор с отклонением лучей в направлении оси z обладает преимуществами при отклонении широких пучков и в многопроходových вариантах исполнения.

Однако сделанные в [4] выводы нельзя считать окончательными, не ответив на вопрос о том, каким образом изменяются характеристики схемы II при практической реализации ее, когда бесконечные гиперболические электроды заменяются конечными электродами простых конфигураций.

Для ответа на поставленный вопрос необходимо [1] исследовать электрическое поле дефлектора II, создаваемое той или иной практической системой электродов, что в общем случае возможно проделать только в численном виде.

Сечение дефлектора II, использующего один из кристаллов группы *KDP*, плоскостью $x = \text{const}$ из-за анизотропии диэлектрических свойств кристаллического элемента $\epsilon_y > \epsilon_z$ вытянуто в направлении оси y (рис. 1 из [4]), а электрическое поле в дефлекторе описывается уравнением, отличающимся от классического уравнения Лапласа,

$$\epsilon_y \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} + \epsilon_z \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} = 0, \quad (3)$$

что затрудняет непосредственное использование методики численного расчета, изложенной в [1].

Для устранения возникших трудностей воспользуемся методом изотропизации среды [5] — такого преобразования координат исследуемой анизотропной области, в результате которого в преобразованной области $y_{II}Oz_{II}$ с изотропными свойствами

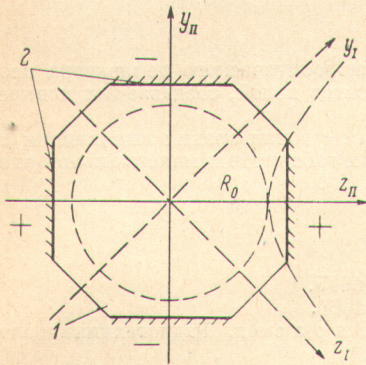


Рис. 1. Практические схемы светодефлекторов (в сечении).
1 — электрооптический кристалл, 2 — плоские электроды.

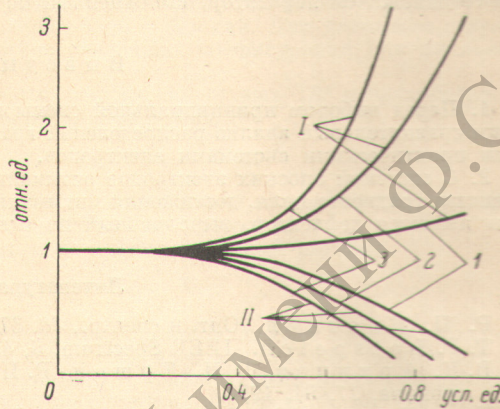


Рис. 2. Распределение градиентов составляющей E_z напряженности поля вдоль оси y (схема I) и вдоль оси z (схема II).
1 — $R_0 = 0.8$, 2 — $R_0 = 0.6$, 3 — $R_0 = 0.4$.

потенциал поля описывается уравнением Лапласа. Выберем коэффициенты преобразования координат таким образом, чтобы интересующий нас размер по оси z (в этом направлении производится отклонение лучей) остался неизменным

$$k_y = \frac{y_{II}}{y} = \sqrt{\frac{\epsilon_z}{\epsilon_y}}, \quad k_z = \frac{z_{II}}{z} = 1. \quad (4)$$

В результате такого преобразования сечение дефлектора становится равнобоким, а подстановка (4) в (3) приводит нас к уравнению Лапласа

$$\frac{\partial^2 U_{II}}{\partial y_{II}^2} + \frac{\partial^2 U_{II}}{\partial z_{II}^2} = 0. \quad (5)$$

С системой плоских электродов, в частности, изотропизированный дефлектор представлен на том же рис. 1 в координатной системе II.

Далее расчет производится, согласно методике [1], только по причине симметрии поля относительно осей $y_{II} = 0$, $z_{II} = 0$ и антисимметрии относительно $y_{II} = z_{II}$, $y_{II} = -z_{II}$ общее решение уравнения (5) здесь записывается в виде

$$U(y_{II}, z_{II}) = \sum_{i=1, 2, \dots} A_i (\text{ch } iky_{II} \cos ikz_{II} - \cos iky_{II} \text{ch } ikz_{II}). \quad (6)$$

Решение же исходного непреобразованного уравнения (3) теперь легко получить обратной подстановкой (4) в (6). Ограничимся приведением окончательного выражения для градиента z -составляющей напряженности электрического поля вдоль оси z дефлектора, выполненного по схеме II

$$\frac{\partial E_z}{\partial z}(0, z) = \sum_{i=1, 2, \dots} (ik)^2 A_i (\cos ikz + \text{ch } ikz). \quad (7)$$

На ЭВМ были рассчитаны характеристики схемы II с электродами различных профилей. Габариты кристаллического элемента вдоль осей y_1 и z_1 принимались равными 2 условным единицам, размер же R_0 (рис. 1) варьировался в широких пределах. Наилучшие результаты и для этой схемы также получены в случае систем с плоскими электродами. Для трех значений R_0 на рис. 2 представлено распределение $\text{grad}_z E_z$ по оси z такого дефлектора (кривые II). На тот же рисунок для сравнения перенесены из [1] аналогичные зависимости $\text{grad}_y E_z$ от y для схемы I.

Видно, что увеличение размера R_0 в схеме II, хотя и ведет к некоторому сглаживанию распределения градиента напряженности, но все же не к такому значительному, как у схемы I.

Во всех случаях отклонения света стремятся спроектировать оптимальное устройство с максимальным «зрачком» и минимальными габаритами: в наших расчетах это соответствует значениям R_0 , близким к единице. Выберем, к примеру, $R_0=0.8$. Тогда, согласно рис. 2, скажем, 20%-е отличие градиента поля от своего значения в центре отклоняющей ячейки будет для схемы I в точке $y=0.77$, а в случае схемы II уже на расстоянии $z=0.59$. Это, в частности, означает, что дефлектор I в указанном выше исполнении способен одинаково эффективно отклонять световые пучки с большим поперечным сечением, чем дефлектор, выполненный по схеме II.

В ы в о д ы

1. Перед выбором принципиальной схемы электрооптического дефлектора необходим сравнительный анализ распределений градиентов полей, создаваемых конкретными практическими системами электродов.

2. С системой плоских электродов оптимальным с точки зрения выполнения постоянства градиента поля, достижения минимальных габаритов и максимальной апертуры является дефлектор, выполненный по схеме [2].

Л и т е р а т у р а

- [1] Р. П. Кияткин. *Опт. и спектр.*, 38, 374, 1975.
- [2] T. F. Lotspeich. *IEEE Spectrum*, 5, 45, 1968.
- [3] В. К. Архипов, Е. И. Ершов, Р. П. Тарасов. *Радиотехника и электроника*, 17, 94, 1972.
- [4] Н. А. Гусак, В. Е. Лепарский. *Ж. прикл. спектр.*, 21, 627, 1974.
- [5] А. В. Нетушил. *Электричество*, № 3, 9, 1950.

Поступило в Редакцию 3 июня 1975 г.

УДК 548.0+539.184.01

К РАСЧЕТУ ЭНЕРГИЙ ОПТИЧЕСКИХ ПЕРЕХОДОВ В КРИСТАЛЛАХ С ДЕФЕКТАМИ НА ОСНОВЕ САМОСОГЛАСОВАННЫХ РАСЧЕТОВ МОЛЕКУЛЯРНЫХ МОДЕЛЕЙ

Р. А. Эварестов и А. Н. Ермошкин

1. Для описания оптических свойств примесных центров и дефектов в кристаллах в настоящее время часто применяются подходы, развитые в теории молекул и являющиеся приближенными вариантами метода МО ЛКАО. Используется как кластерная модель [1, 2], в рамках которой примесь и атомы окружения рассматривают как молекулу, так и модель расширенной элементарной ячейки [3, 4]. В этой модели на одноэлектронные функции квазимолекулы накладываются циклические граничные условия и, таким образом, снимается проблема краевых эффектов, возникающая в кластерной модели.

Реализация молекулярных моделей для систем с неоднородным распределением электронной плотности (например, ионных кристаллов) должна учитывать необходимость самосогласования; в этом случае непригодны простейшие методы (например, расширенный метод Хюккеля — РМХ), применявшиеся [1] для ковалентных кристаллов. Самосогласование может проводиться по заряду, как это делается в итерационном варианте РМХ [5] и более последовательном приближении Малликена—Рюденберга [6], или по матрице плотности — в методах, основанных на приближении НДП — нулевого дифференциального перекрывания [7].

В РМХ не учитывается межэлектронное взаимодействие, вследствие чего не возникает и проблемы определения энергии оптического перехода: она равна разности соответствующих одноэлектронных энергий, а занятые и вакантные (виртуальные)