

## Широкоапертурная ячейка Поккельса с тремя цилиндрическими электродами

Н.Ф.Андреев, В.И.Беспалов, В.И.Бредихин, С.Г.Гаранин, В.С.Давыдов, Ю.В.Долгополов,  
Е.В.Катин, С.П.Кузнецов, С.М.Куликов, А.З.Матвеев, В.И.Рубаха, С.А.Сухарев

*Исследована широкоапертурная ячейка Поккельса на основе кристалла DKDP, имеющего световой диаметр 70 мм. Для подачи на ячейку высоковольтного импульса прямоугольной формы с регулируемой длительностью 50–150 нс использовались три цилиндрических серебряных электрода, нанесенных на боковую поверхность кристалла. Быстродействующими электронными ключами служили цепочки транзисторов КТ6117А (2N5551), работающие в лавинном режиме. Длительность фронта импульса, формируемого с их помощью, не превышала 15 нс. Неоднородность коэффициента пропускания по поперечному сечению ячейки, обусловленная неоднородностью электрического поля внутри кристалла, была близка к 3.5%.*

**Ключевые слова:** эффект Поккельса, электрооптическая ячейка, кристалл DKDP.

1. Оптические переключатели на основе продольного эффекта Поккельса находят широкое применение в лазерной технике. В данной работе описаны характеристики ячейки Поккельса (ЯП), которая используется в схеме четырехпроходного усилителя лазерной установки «Луч» [1], предназначенной для исследования УТС. Требуемая апертура ЯП (70 мм) позволяла для формирования продольного электрического поля применять кольцевые электроды [2], нанесенные на кристалл DKDP в форме цилиндра. Необходимые временные характеристики ЯП – быстрота включения (выключения)  $\tau_f = 10–15$  нс, длительность импульса  $\tau_i$ , оперативно регулируемая в пределах 50–150 нс, а также задержка между импульсом запуска и подаваемым на кристалл ЯП высоковольтным импульсом  $\tau_d = 15–20$  нс – фактически определили конструкцию ячейки.

Электронными ключами служили цепочки транзисторов, работающие в лавинном режиме [3–7]. Для них характерны быстродействие и надежность. Требование регулируемости времени включения не позволило использовать кабель для формирования высоковольтного импульса. Такой импульс, подаваемый на ячейку, формировался с помощью двух транзисторных ключей, каждый из которых был «привязан» к своему кольцевому электроду на кристалле. Наличие емкостной связи (кристалл ячейки) между транзисторными ключами приводило к паразитному (не управляемому) открытию второго ключа первым. Требование быстроты включения ( $\tau_f = 10–15$  нс) при относительно большой емкости ячейки ( $C = C_c + C' = 80$  пФ, где  $C_c = 40$  пФ – емкость самого кристалла,  $C' = 40$  пФ – емкость кабеля, соединяющего кристалл с ключами) не позволило для борьбы с пара-

зитным включением использовать стабилизирующую емкость [8]. Для развязки транзисторных ключей использовался трехэлектродный вариант ЯП (рис.1).

2. Как известно [3, 9], транзисторы в лавинном режиме управляемо открываются, а закрываются самопроизвольно. Вследствие этого схема с транзисторными ключами используется только для формирования перепада напряжения. В схеме с тремя электродами первый транзисторный ключ формировал перепад напряжения (передний фронт высоковольтного импульса) на одном из крайних электродов, второй транзисторный ключ с задержкой формировал еще один перепад напряжения (задний фронт) на другом крайнем электроде. Оба перепада напряжения имели одну и ту же полярность, вследствие чего между крайними электродами кристалла ячейки формировался высоковольтный импульс регулируемой длительности.

Транзисторный ключ представлял собой восьмиступенчатую схему Аркадьева–Маркса. Каждая ступень, в свою очередь, состояла из шести соединенных последовательно транзисторов КТ6117А (2N5551). Такой транзисторный ключ формировал перепад напряжения 8–9 кВ и выдерживал без видимых ухудшений характеристик более  $10^5$  включений.

3. Ячейки Поккельса изготавливались на основе кристалла DKDP, выращенного в ИПФ РАН (Нижний Новгород). Степень дейтерирования различных кристаллов

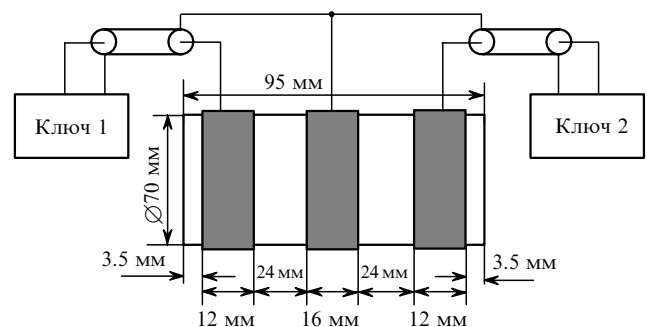


Рис.1. Трехэлектродная ячейка Поккельса.

Н.Ф.Андреев, В.И.Беспалов, В.И.Бредихин, В.С.Давыдов, Е.В.Катин, С.П.Кузнецов, А.З.Матвеев, В.И.Рубаха. Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950, Нижний Новгород, ул. Ульянова, 46  
С.Г.Гаранин, Ю.В.Долгополов, С.М.Куликов, С.А.Сухарев. Российский федеральный ядерный центр – ВНИИЭФ, Россия, 607190 Саров, Нижегородская обл., просп. Мира, 37; e-mail: garanin@vniief.ru

Поступила в редакцию 16 сентября 2003 г.

варьировалась в пределах 90 % – 94 %. Для защиты от атмосферных воздействий оптические поверхности кристалла были покрыты пленкой из кремнийорганического соединения «Розакор».

Необходимость использования трех электродов вместо двух сделала актуальной проблему получения равномерного поперечного распределения электрического поля внутри кристалла. Данное распределение в случае кристалла цилиндрической формы с двумя кольцевыми электродами подробно исследовано в литературе [2, 10, 11]. Согласно [11] радиальная неоднородность коэффициента пропускания  $\delta t$  двухэлектродной ячейки была менее 1.5 %, если отношение длины кристалла  $L$  к его диаметру  $D$  составляло 1.3.

Положение и размер серебряных электродов, нанесенных на кристалл DKDP z-среза диаметром 70 мм и длиной 95 мм, представлены на рис.1. Кристаллы требуемых диаметров и длин изготавливались с точностью  $\delta D = \pm 0.1$  мм и  $\delta L/L = \pm 5$  %, положение и размеры электродов выдерживались с точностью  $\delta l = \pm 0.5$  мм.

Неоднородность электрического поля внутри кристалла ЯП исследовалась при подаче на нее постоянного высокого напряжения, для чего ячейка размещалась между скрещенными поляризаторами (призмы Глана). Коэффициент пропускания ячейки  $t$  определялся на длине волны излучения Nd:YAG-лазера ( $\lambda = 1.064$  мкм). Диаметр пучка светового излучения  $d = 2$  мм был достаточно мал, что позволяло находить коэффициент  $t$  в различных точках поперечного сечения  $r = (x, y)$  кристалла, сканируя пучок излучения.

Известно [10], что коэффициент пропускания ЯП определяется следующей формулой:

$$t(r) = \sin^2 \frac{\pi u(r)}{2 u_{\lambda/2}}. \quad (1)$$

Здесь  $u(r)$  – зависящая от напряжения  $U$  на электродах ЯП разность потенциалов между точками, лежащими на противоположных торцах кристалла и имеющими поперечные координаты  $x, y$  ( $r = (x^2 + y^2)^{1/2}$ );  $u_{\lambda/2}$  – полуволновое напряжение кристалла [12] – параметр, определяемый длиной волны излучения  $\lambda$  и свойствами используемого кристалла DKDP, в частности степенью его дейтерирования [13]. Предполагая, что между величинами  $u$  и  $U$  имеет место прямо пропорциональная зависимость, выражение (1) удобно переписать в следующем виде:

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

где  $U_{\lambda/2}(r)$  – напряжение на электродах ЯП, при котором в данной точке  $r$  поперечного сечения кристалла разность потенциалов между торцами кристалла  $u$  равна полуволновому напряжению ( $u(r) = u_{\lambda/2}$ ). Для определенности назовем величину  $U_{\lambda/2}(r)$  эффективным полуволновым напряжением. Между  $u(r)$  и  $U_{\lambda/2}(r)$  имеет место соотношение

$$U_{\lambda/2}(r) = U \frac{u_{\lambda/2}}{u(r)}. \quad (3)$$

Таким образом, в нашем распоряжении имеются два способа нахождения поперечного распределения электрического поля внутри кристалла, основанных на использовании формул (1) и (2). В первом случае, измеряя при фиксированном напряжении на электродах кристалла  $U$  распределение  $t(r)$ , находим, пользуясь (1) или

(2), распределение величины  $u(r)/u_{\lambda/2}$ , или эффективного полуволнового напряжения  $U_{\lambda/2}(r)$ . Во втором случае, измеряя напряжение на электродах кристалла, при котором в данной точке поперечного сечения коэффициент пропускания  $t$  достигает максимального значения, определяем распределение  $U_{\lambda/2}(r)$ . Как показали проведенные измерения, второй способ является более точным и удобным, хотя и более трудоемким.

Зная распределение  $U_{\lambda/2}(r)$ , легко на основании (2) определить распределение  $t(r)$  по сечению кристалла при любом напряжении на электродах, что позволяет минимизировать неоднородность величины  $t(r)$  по напряжению  $U$ . Отметим, что для увеличения точности измерения находилась величина  $1 - t(r)$ , ЯП при этом размещалась между параллельными поляризаторами.

4. Коэффициент пропускания  $t(x, y)$  ЯП и  $U_{\lambda/2}(r)$  определялись с шагом 2–5 мм по всему поперечному сечению кристалла (первый способ). Величина  $U_{\lambda/2}(r)$  определялась с тем же шагом вторым способом вдоль кристаллографических осей  $X$  и  $Y$ . Ниже, чтобы не загромождать рисунки, будут приводиться усредненные или характерные выборочные кривые. Они получены при смещении исследуемого пучка либо вдоль оси  $X$ , либо вдоль оси  $Y$ . Большинство приведенных распределений  $U_{\lambda/2}(r)$  найдено вторым способом.

Сравнивались распределения  $U_{\lambda/2}(r)$ , полученные в одном и том же кристалле  $\varnothing 30 \times 40$  мм при наличии на нем двух (рис.2, кривая 1) и трех (рис.2, кривая 2) электродов. В двухэлектродной геометрии размеры электродов и их расположение те же, что и в работе [11]. Отметим, что кривая 1 близка к соответствующей кривой, полученной в [11]. Неоднородность коэффициента пропускания  $\delta t$  по сечению кристалла не превышала 1.5 % и 3.5 % для двух- и трехэлектродной ЯП соответственно, что вполне согласуется с данными рис.2.

В дальнейших экспериментах использовался только трехэлектродный вариант ЯП. Определялось распределение  $U_{\lambda/2}(r)$  трех кристаллов  $\varnothing 30 \times 40$  мм и четырех кристаллов  $\varnothing 70 \times 95$  мм. Для каждого кристалла через экспериментально снятые точки проводилась методом наименьших квадратов подгоночная кривая

$$U_{\lambda/2}(r) = \frac{u_l(1+c)}{1+c(r/R_0)^p}, \quad (4)$$

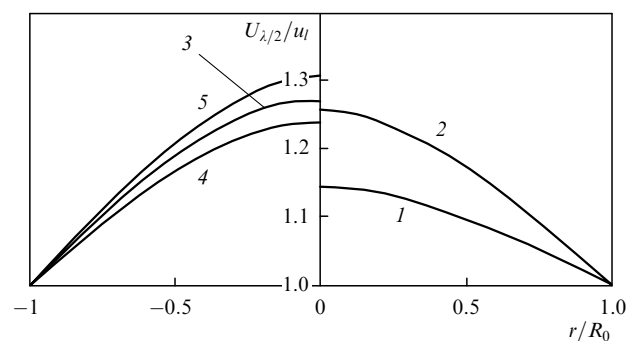


Рис.2. Радиальные зависимости нормированного эффективного полуволнового напряжения  $U_{\lambda/2}(r/R_0)/u_l$ , полученные для одного и того же кристалла в двух- и трехэлектродной геометрии соответственно (1, 2), усредненная по всем кристаллам зависимость (3) и зависимости, полученные для конкретных кристаллов и максимально отличающиеся от усредненной (4, 5).

где  $R_0$  – радиус кристалла;  $u_l$ ,  $c$  и  $p$  – подгоночные параметры, причем  $u_l = U_{\lambda/2}(r = R_0)$ . Стандартное отклонение величины  $U_{\lambda/2}(r)$  от экспериментальных данных не превышало 100 В. Усредненные по всем семи кристаллам значения подгоночных параметров составили:  $c = 0.271 \pm 0.021$ ,  $p = 1.96 \pm 0.16$ ,  $u_l = 6.40 \pm 0.17$  кВ. Полученная таким образом усредненная кривая  $U_{\lambda/2}(r)$  представлена на рис.2 вместе с «крайними», т. е. наиболее отличающимися от нее зависимостями для конкретных кристаллов. В случае двухэлектродной ЯП (рис.2, кривая 1) параметры подгоночной кривой (формула (4)) таковы:  $c' = 0.146$ ,  $p' = 1.7$ .

5. Пользуясь зависимостью (4), нетрудно сформулировать критерий или условия, при выполнении которых неоднородность коэффициента пропускания ЯП  $t(r)$  по поперечному сечению кристалла минимальна. Напряжение на электродах кристалла  $U_0$  должно удовлетворять следующему условию:

$$U_0 = (1 - A_0)U_{\lambda/2}(r = 0)$$

или

$$U_0 = (1 + A_0)U_{\lambda/2}(r = R_0), \tag{5}$$

где  $A_0 = c/(2 + c)$ . При этом в точке поперечного сечения кристалла  $r_0/R_0 = 2^{-1/p} \simeq 0.7$  величина  $t(r = r_0) = 1$ . Последнее условие представляется более удобным для определения оптимального напряжения на кристалле  $U_0$ . Если  $U = U_0$ , то максимальная неоднородность  $t(r)$  есть, согласно (2),

$$\Delta t_{\max} = [1 - t(r)]_{\max} = \sin^2 \frac{\pi}{2} A_0 = \sin^2 \frac{\pi}{2} \frac{c}{2 + c}. \tag{6}$$

В соответствии с (6)  $\Delta t_{\max} = 3.5\%$  при наличии на кристалле трех электродов ( $c = 0.271$ ) и  $1.1\%$  в случае двух электродов ( $c = 0.146$ ).

6. Неоднородность реальных кристаллов DKDP, связанная, например, с внутренними напряжениями, приводит к тому, что соотношение (1) нарушается и при  $u(r) = 0$  параметр  $t(r) \neq 0$ . Далее мы, обсуждая неоднородность в кристалле, будем иметь в виду именно такого рода неоднородность, приводящую к искажению характерной для одноосного кристалла картины двулучепреломления.

Вследствие неоднородностей в кристалле зависимость  $U_{\lambda/2}(r)$ , определяемая как первым, так и вторым способом, может стать несимметричной относительно центра кристалла  $r = 0$ . Это особенно характерно для крупногабаритных кристаллов. В качестве примера на рис.3 приведена зависимость  $U_{\lambda/2}(r)$ , снятая в одном из кристаллов  $\varnothing 70 \times 95$  мм вдоль кристаллографической оси X (кривая 1). Сравнивая эту кривую с кривыми, приведенными на рис.2, находим, что неоднородности в кристалле фактически могут не позволить извлечь информацию о поперечном профиле формируемого в кристалле электрического поля.

Нами была видоизменена методика определения  $U_{\lambda/2}(r)$  вторым способом. Вначале находился коэффициент пропускания ЯП в отсутствие напряжения на кристалле ( $t(U = 0) = t_0$ ). Затем на кристалл подавалось такое напряжение, при котором вместо условия  $t(U_0) = 1$  выполнялось условие  $t(U_0) = 1 - t_0$ , где  $U_0$  принималось

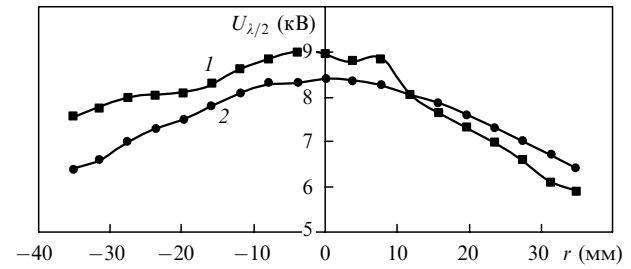


Рис.3. Радиальные зависимости эффективного полуволнового напряжения  $U_{\lambda/2}$ , полученные вторым способом (1) и модифицированным вторым способом (2).

равным  $U_{\lambda/2}(r)$ . Отметим, что условие  $t(U_0) = 1 - t_0$  удовлетворяется при двух различных напряжениях  $-U_{01}$  и  $U_{02}$ . Однако проблему выбора между  $U_{01}$  и  $U_{02}$  можно легко решить при условии непрерывности функции  $U_{\lambda/2}(r) = U_0(r)$ . Кривая 2, представленная на рис.3, была снята в том же кристалле, что и кривая 1, но модифицированным вторым способом. Полученная этим способом кривая 2 симметрична относительно центра кристалла. С разумной точностью она совпадает с кривыми  $U_{\lambda/2}(r)$ , полученными вторым способом в кристаллах с незначительными неоднородностями. Фактически с помощью модифицированного второго способа в данной точке поперечного сечения кристалла  $r$  неявно определяется эффективное электрическое напряжение  $\bar{U}$ , приводящее к той же степени деполяризации проходящего сквозь кристалл излучения, что и механическое напряжение (неоднородность). Затем при нахождении  $U_{\lambda/2}(r)$  величина  $\bar{U}$  учитывается. Приведенные выше зависимости  $U_{\lambda/2}(r)$  были получены модифицированным вторым способом, если неоднородность  $t_0$  в кристалле превышала  $\bar{t}_0 = 0.003$ . Отметим, что  $\bar{t}_0 = 0.003$  соответствует  $\bar{U} \sim 250$  В.

7. Поперечное распределение электрического поля внутри кристалла, характеризуемое зависимостью  $U_{\lambda/2}(r)$ , определялось, как отмечено в п.3, двумя способами. Точность  $\delta U$  нахождения  $U_{\lambda/2}(r)$  вторым способом зависела от используемого вольтметра (статический киловольтметр С196) и стабильности постоянного выходного напряжения блока питания. В проводимых измерениях  $\delta U \leq 100$  В. «Точность измерения»  $U_{\lambda/2}(r)$  первым способом определялась качеством кристалла. На рис.4 приведены радиальная зависимость эффективного полуволнового напряжения  $U_{\lambda/2}(r)$ , полученная в одном из кристаллов  $\varnothing 70 \times 95$  мм, и подгоночная для этих данных кривая, построенная на основании формулы (4). В данном случае стандартное отклонение  $\delta U = 0.6$  кВ. Учет неоднородностей в кристалле с помощью первого спо-

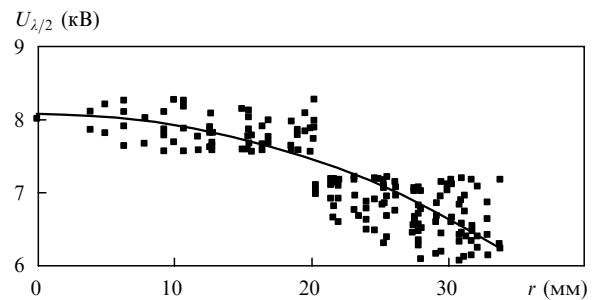


Рис.4. Радиальная зависимость (точки) эффективного полуволнового напряжения  $U_{\lambda/2}$ , полученная первым способом в одном из исследованных кристаллов ( $\varnothing 70 \times 95$  мм). Сплошная линия – подгоночная кривая, построенная на основании формулы (4).

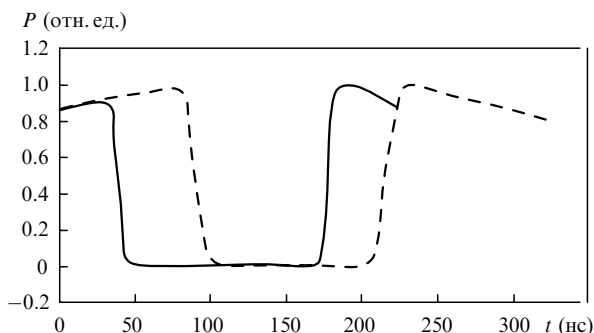


Рис.5. Оциллограммы импульсов свободной генерации лазерного излучения, прошедшего сквозь ЯП  $\varnothing 30 \times 40$  мм (сплошная кривая) и  $\varnothing 70 \times 95$  мм (штриховая кривая).

соба, в отличие от второго, модифицированного, представляется достаточно трудоемким.

8. Исследовались динамические характеристики ЯП с транзисторными ключами. Для этого импульс свободной генерации Nd:YAG-лазера длительностью 500 нс пропусклся сквозь ЯП, размещенную между двумя параллельными поляризаторами, и поступал на лавинный фотодиод ЛФД-2А. В середине лазерного импульса на ЯП подавался высоковольтный импульс с длительностью  $\sim 120$  нс и амплитудой  $U_0$ . В течение этих 120 нс ЯП запиралась и лазерный импульс на фотодиод не поступал. Электрический импульс с фотодиода фиксировался видеокамерой с экрана осциллографа С1-104, имеющего полосу пропускания 500 МГц, изображение запоминалось и обрабатывалось (рис.5). Обработка осциллограмм показала, что при прочих равных условиях длительности (по уровню 0.1–0.9) переднего ( $\tau_f$ ) и заднего ( $\tau_b$ ) фронтов определяются, в первую очередь, емкостью ЯП. Для кристаллов  $\varnothing 30 \times 40$  мм ( $C_c = 18$  пФ)  $\tau_f = 7.9 \pm 0.7$  нс,  $\tau_b = 8.1 \pm 0.6$  нс; для кристаллов  $\varnothing 70 \times 95$  мм ( $C = C_c + C' = 80$  пФ)  $\tau_f = 14.8 \pm 0.5$  нс,  $\tau_b = 15.6 \pm 1.1$  нс. Задержка между внешним импульсом запуска и высоковольтным импульсом, поступающим на ЯП, варьировалась в пределах 10–25 нс в зависимости от конкретной реализации схемы запуска. Нестабильность задержки не превышала 3 нс.

9. Таким образом, в настоящей статье представлены результаты исследования разработанных в ИПФ РАН трехэлектродных ЯП, управляемых быстрыми электронными ключами. В основе последних лежат транзисторы, работающие в лавинном режиме. В ЯП использовались кристаллы DKDP  $\varnothing 30 \times 40$  мм и  $\varnothing 70 \times 95$  мм со степенью дейтерирования 90%–94%. Коэффициент пропускания ЯП, определяемый френелевскими потерями,

на длине волны 1.064 мкм был равен 90%. Средний по апертуре контраст исследованных ЯП в отсутствие напряжения на электродах превышал 100. Контраст определялся как отношение энергий световых импульсов, прошедших сквозь ЯП, которая была расположена между двумя поляризаторами, ориентированными параллельным и скрещенным образом. Энергия излучения, падающего на ЯП, поддерживалась при этом постоянной. Неоднородность коэффициента пропускания ЯП по поперечному сечению, обусловленная неоднородностью электрического поля внутри кристалла, не превышала 3.5%. Реальное значение неоднородности  $t(r)$ , определяемое неоднородностью как электрического поля, так и используемых кристаллов DKDP, для конкретных ЯП составляла 4%–12%.

С помощью электрической схемы на кристалле формировался высоковольтный импульс с амплитудой около 8 кВ (полуволновое напряжение) и длительностью, регулируемой в пределах 50–150 нс. Длительность переднего фронта не превышала 14.8 нс, заднего – 15.6 нс. Электронные ключи каждой из семи изготовленных ячеек выдерживали более  $10^5$  включений без заметных ухудшений характеристик высоковольтного импульса.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (грант № 00-15-96675).

1. Андреев Н.Ф., Беспалов В.И., Давыдов В.С., Долгополов Ю.В., Катин Е.В., Куликов С.М., Матвеев А.З., Сухарев С.А. В сб.: *Аннотации докладов на Международной конференции «Физика лазеров. Взаимодействие лазерного излучения с веществом»* (Саров, 2002, с.70).
2. Steinmetz L.L., Pouliot T.W., Johnson B.C. *Appl. Opt.*, **12**, 1468 (1973).
3. Дьяконов В.А. *Лавинные транзисторы и их применение в импульсных устройствах* (М.: Сов. радио, 1973).
4. Davis S.J., Murray J.E., Downs D.C., Lowdermilk W.H. *Appl. Opt.*, **17**, 3184 (1978).
5. Антонян Г.Г., Ишханян М.Н., Синявский А.В. *ПТЭ*, № 2, 113 (1980).
6. Запороженко В.А., Качинский А.В., Ракуш В.В., Ставров А.А., Тылец Н.А. *ПТЭ*, № 3, 180 (1986).
7. Гутенко А.Д., Удоев Ю.П. *ПТЭ*, № 1, 127 (1990).
8. Matsushima I., Kasai T., Yano M. *Rev. Sci. Instr.*, **52**, 1860 (1981).
9. Oak S.M., Bindra S., Narayan B.S., Khardekar R.K. *Rev. Sci. Instr.*, **62**, 308 (1991).
10. Занадворов Н.П., Малинов В.А., Чарухчев А.В. *Оптика и спектроскопия*, **54**, № 2, 360 (1983).
11. Занадворов Н.П., Малинов В.А., Стариков А.Д. *Квантовая электроника*, **15**, 1287 (1988).
12. Мустель Е.Р., Парыгин В.Н. *Методы модуляции и сканирования света* (М.: Наука, 1970).
13. Кузнецов С.П. *Квантовая электроника*, **8**, 2069 (1981).