

плазму в резонансном состоянии практически при отсутствии тока. При уменьшении давления до величины $p = 5 \cdot 10^{-3}$ мм рт. ст. это явление вследствие снижения вероятности ионизации исчезало, и возникала гистерезисная деформация второго резонансного пика, совершенно отличная от наблюдавшейся при более высоких давлениях: гистерезисная петля располагалась на внешнем склоне пика, при увеличении тока вхождение в резонанс происходило плавно, а выход — скачком (рис. 3б). Появление такой петли можно объяснить сменой механизма нелинейности переменное поле приводит не к возрастанию, а к убыванию электронной концентрации. Подобное «вытеснение» плазмы ВЧ полем может происходить либо под действием его усредненных ponderomotorных сил, либо (что в данном случае гораздо более вероятно) за счет повышения газокинетического давления плазмы вследствие ее ВЧ нагрева [5].

Таким образом, по характеру гистерезиса резонансных кривых можно судить о природе протекающих в плазме нелинейных процессов. Это открывает дополнительные возможности в ее микроволновой диагностике, хотя, разумеется, полная интерпретация полученных данных и переход к количественным оценкам параметров плазмы станут возможны лишь после соответствующего теоретического рассмотрения, которое предполагается провести в дальнейшем.

ЛИТЕРАТУРА

1. L. Tonks, Phys. Rev., **37**, 1458 (1931).
2. A. Dattner, Erics. Techn., **19**, 3 (1963).
3. A. M. Messiaen, P. E. Vandenberg, Phys. Lett., **25A**, 339 (1967).
4. B. C. Gregory, G. Mourier, Can. J. Phys., **45**, 3649 (1967).
5. А. В. Гуревич, Геомагнетизм и аэрономия, **5**, 70 (1965).

Научно-исследовательский радиофизический институт
при Горьковском университете

Поступила в редакцию
22 июля 1969 г.

УДК 535.341.08 : 621.378

О ВЕЛИЧИНЕ ПОГЛОЩЕНИЯ СВЕТА В МОНОКРИСТАЛЛАХ KDP

B. С. Авербах, И. А. Батырева, В. О. Беспалов

При использовании монокристаллов *KDP* (калий дигидрофосфат — KH_2PO_4) в модуляторах света (в частности, в электрооптических затворах), умножителях частоты и параметрических генераторах видимого и ближнего инфракрасного диапазонов частот величина затухания света в кристаллах играет в ряде случаев существенную роль. Так, например, даже при коэффициенте поглощения порядка нескольких сотых обратного сантиметра потери в нелинейных элементах могут составить несколько десятков процентов, что приводит к ухудшению работы соответствующих устройств как непосредственно за счет уменьшения интенсивности света, так и косвенно — за счет искажений оптического элемента, обусловленных нагревом [1].

Данные о величине потерь света в кристаллах *KDP* приведены в ряде работ [2—7], однако по тем или иным причинам (отсутствие сведений о поляризации зондирующего пучка и об ориентации кристалла, малая точность в указанном диапазоне частот) они не являются достаточными для оценки возможности использования монокристаллов *KDP* в качестве нелинейных элементов соответствующих устройств и могут привести к неправильным представлениям о влиянии условий выращивания кристаллов на их оптическую прозрачность. Ниже приведены уточненные данные о потерях света в кристаллах.

Так как кристаллы *KDP* относятся к классу одноосных, анизотропия показателя преломления которых неизбежно связана с анизотропией показателя поглощения — дихроизмом [8], измерение потерь в них проводилось в поляризованном свете, в направлениях, совпадающих с оптической осью *z* и перпендикулярной ей осью *x* (в *z*- и *x*-срезах). Для определения коэффициентов поглощения обыкновенной (α_o) и необыкновенной (α_e) волн* использовались с небольшой модификацией спектрофотометры СФ-5 (в области $0,6 \text{ мк} < \lambda < 1,1 \text{ мк}$) и ИКС-14 (в области $1 \text{ мк} < \lambda < 1,4 \text{ мк}$). Поляризатором служила призма Глана—Фуко**. Снимались спектрафильные кривые

* Имеется в виду необыкновенная волна, распространяющаяся перпендикулярно кристаллографической оси *z*. Поглощение необыкновенной волны при произвольном угле падения зависит от α_o и α_e и описывается овалоидом коэффициента поглощения [8].

** Луч спектрофотометра без призмы является частично поляризованным, что не позволяет определить α_e .

пропускания больших кристаллов (длиной 3—7 см) и по полученным данным рассчитывался коэффициент поглощения.

Коэффициент пропускания для каждой из нормальных волн, проходящих через кристалл, может быть выражен следующим образом:

$$T = T_{\Phi}^2 e^{-\beta} \exp(-\alpha_n l).$$

Здесь $T_{\Phi} = 4n/(n+1)^2$ — коэффициент пропускания по мощности границы воздух — кристалл для нормального падения, $e^{-\beta}$ — коэффициент, учитывающий потери из-за рассеяния на границе, α_n — коэффициент объемного поглощения, l — длина пути луча света в кристалле. Поскольку потери из-за рассеяния на поверхности кристалла трудно отделить от потерь в объеме, то на графике, приведенном ниже, отложена величина*

$$\alpha = \alpha_n + \beta/l.$$

На рис. 1 приведены спектральные кривые коэффициентов поглощения на обыкновенной (α_o) и необыкновенной (α_e) волнах для одного из кристаллов KDP (x -срез). Из рисунка видно, что дихроизм особенно ярко выражен в инфракрасной области спектра. В видимой области поглощение на обеих волнах очень мало и дихроизм нельзя было обнаружить из-за недостаточной точности приборов.

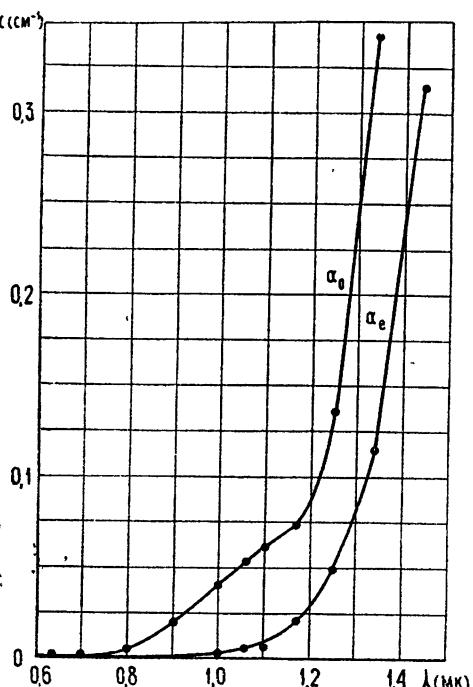


Рис. 1. Спектральные кривые коэффициентов поглощения кристалла KDP для обыкновенного (α_o) и необыкновенного (α_e) лучей.

Были обследованы образцы кристаллов KDP, выращенные в различных условиях. Результаты измерений (как в z -, так и в x -срезах) показали, что относительная величина разброса коэффициента поглощения обыкновенной волны α_o невелика. Так, например, для $\lambda=1,06 \text{ мк}$ величина α_o отличалась от среднего значения $\alpha_o=0,053 \text{ см}^{-1}$ не более чем на $0,005 \text{ см}^{-1}$. На той же длине волны значение α_e изменялось в интервале $0 < \alpha_e < 0,005 \text{ см}^{-1}$. Указанная величина разброса была заведомо больше погрешности измерений.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. И. Беспалов, В. И. Гостев, В. В. Груздев, В. И. Кацман, Н. В. Кононов, В. И. Лавров, Оптико-механическая промышленность (в печати)
2. T. R. Sliker, S. R. Burlage, J. Appl. Phys., 34, 1837 (1963).
3. М. Воронкова, Б. Н. Гречушников, Г. И. Дицлер, И. П. Петров, Оптические материалы для инфракрасной техники, изд. Наука, М., 1965.
4. А. С. Василевская, С. С. Горбач, М. Ф. Колдобская, Л. И. Кузнецова, Л. Г. Ломова, Т. А. Регульская, И. С. Рез, Ю. П. Собесский, А. С. Сонин, В. С. Суворов, Кристаллография, 12, 361 (1967).
5. И. С. Рез, УФН, 93, 663 (1967).
6. D. E. McCarty, Appl. Opt., 6, 1896 (1967).

* При полировке рабочих поверхностей порошком синтетического алмаза до 3—4 класса чистоты (по оптическим нормалям) потери на рассеяние оказались настолько малыми, что не удалось заметить отличия в величинах α у двух образцов разной длины, вырезанных из одного кристалла.

7. Е. Н. Волкова, В. В. Фадеев, Тр. II Всесоюзного симпозиума по нелинейной оптике, изд. Наука, СО АН СССР, Новосибирск, 1968, стр. 185
 8. А. Б. Шубников, Основы оптической кристаллографии, изд. АН СССР, М., 1958.

Научно-исследовательский радиофизический институт
при Горьковском университете

Поступила в редакцию
9 июня 1969 г.

УДК 621.378.32

ШУМЫ И ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ УСИЛИТЕЛЯ СВЕТА НА $p-n$ ПЕРЕХОДЕ В АРСЕНИДЕ ГАЛЛИЯ

И. Н. Ораевский, Ю. М. Попов

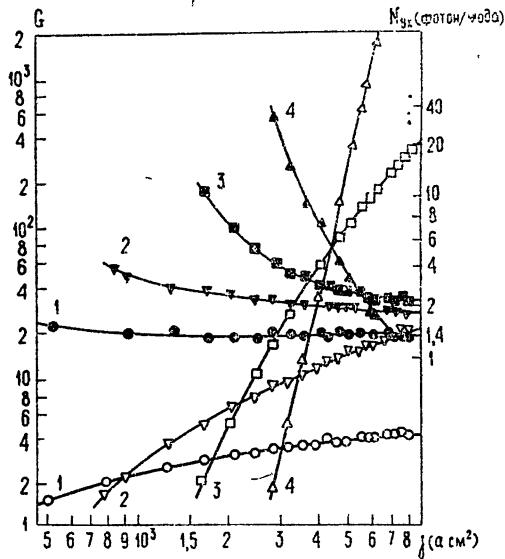
Экспериментально определялись усиление и выходные шумы усилителя света на $p-n$ переходе в арсениде галлия. Методика измерения и подробные характеристики усилителя приведены в работе [1].

Полученные результаты позволили рассчитать входные шумы усилителя, определяющие его чувствительность. На рис. 1 показана зависимость энергии входных шумов в моде и усиления от плотности возбуждающего усилитель тока. Приводятся данные для ряда значений энергии фотонов, попадающих в полосу усиления. Из рис. 1 видно, что шумы существенно зависят от частоты и при малых усилениях тем больше, чем выше частота. С ростом накачки и, соответственно, усиления входные шумы уменьшаются на всех частотах, следовательно, чувствительность усилителя возрастает.

Рис. 1. Зависимость усиления (светлые символы) и входных шумов (тёмные символы) от плотности возбуждающего усилитель тока:

- 1) $h\nu = 1,4560$ эв; 2) $h\nu = 1,4614$ эв;
 3) $h\nu = 1,4664$ эв; 4) $h\nu = 1,4708$ эв.

Спектральное разрешение $\approx 5 \text{ \AA}$.



Указанное поведение шумов объясняется тем, что источником их является спонтанное излучение активной среды, усиленное за счет индуцированных переходов. Тепловыми шумами можно пренебречь, поскольку в оптическом диапазоне $h\nu \gg kT$, где T — температура кристалла.

Выражение для энергии входных шумов на одну моду, вызванных спонтанным излучением, можно записать в виде

$$N_{bx}h\nu = \frac{g_{sp}}{g_{st}-\alpha} (1 - G^{-1}) h\nu. \quad (1)$$

Здесь g_{sp} , g_{st} , α — коэффициенты спонтанного излучения, стимулированного излучения (коэффициент усиления) и нерезонансных потерь (коэффициенты g_{sp} и g_{st} связаны с числом спонтанных r_{sp} и стимулированных r_{st} переходов в единицу времени в единице объема через плотность мод ρ и скорость света в веществе v соотношением $g_{sp, st} = r_{sp, st}/\rho v$); $G = \exp(g_{st} - \alpha)L$ — усиление на длине L . Величины g_{sp} и g_{st}