

Так как всегда $n_{32} < 1$, величина $(BT_c - 1) > 0$, и условие инвертируемости имеет вид

$$W > \omega_{12} (\delta - 1) + \frac{\alpha_1}{\tau} \frac{BT_c + 2}{BT_c - 1}. \quad (11)$$

Из условия (11) следует, что в схеме с внутренней накачкой инверсию заселенностей можно получить при любой скорости релаксации между уровнями 1 и 2 — нужно только обеспечить достаточную мощность накачки лазера. Так же как и в предыдущем случае, условие (11) не зависит от температуры (в пределах пригодности однофононного механизма релаксации). В выражении (9) от температуры зависит только знаменатель, причем так, что инверсия увеличивается при понижении температуры.

В качестве примера рассчитаем условие инверсии на частоте $\nu_{12} = 300$ Гц, задавшись релаксационными параметрами рубина: $\omega_{12}(\delta - 1) = 1670$ (см. формулу (2) работы [1]), $\tau = 4,3 \cdot 10^{-3}$ сек, $\alpha_1 = 0,5$ и $n_{32}^{(0)} = (BT_c)^{-1} = 0,1$. Подставив эти значения в (11), получаем $W > 1800$ сек $^{-1}$. Положив в системе (8) $m = 0$, $n_{32} = 0,1$, найдем, что пороговое значение $W^{пор}$, соответствующее началу лазерной генерации при $4,2^\circ\text{K}$ ($\delta = 28$), равно 290 сек $^{-1}$. Таким образом, режим КПУ на частоте 300 Гц с внутренней оптической накачкой требует более чем шестикратного превышения пороговой мощности накачки лазера.

Согласно работе [7], накачивая рубиновый лазер излучением непрерывного ионного лазера на аргоне, можно добиться 35-кратного превышения пороговой мощности накачки. Проверка с помощью кинетических уравнений показала, что пороговые мощности накачки лазера, работающего в системе внутренней накачки, и лазера, работающего по 3-уровневой схеме, практически равны. Отсюда следует, что в КПУ с внутренней накачкой также можно получить 35-кратное превышение пороговой мощности. Это обстоятельство позволяет положительно оценить возможность использования рубина в схеме с внутренней накачкой для КПУ субмиллиметрового диапазона.

ЛИТЕРАТУРА

1. Шевченко А. К. «Физика твердого тела», 12, № 12, 1970.
2. Зверев Г. М., Прохоров А. М., Шевченко А. К. «Радиотехника и электроника», 10, 788, 1965.
3. Varsanyi F., Wood D. A., Schawlow A. L. Phys. Rev. Lett., 3, 544, 1959.
4. Donoho P. L. Phys. Rev., 133A, 1080, 1964.
5. Szabo A. Proc. Symp. on Optical Masers, N. Y., Polytechnic Press, 627, 1963.
6. Коваленко Е. С., Тихомиров А. А. «Изв. вузов», физика, № 1, 125, 1969.
7. Birnbaum M., Wendzikowski P. H., Fincher C. L. Appl. Phys. Lett., 16, 436, 1970.

Поступила в редакцию
7.10 1970 г.

НИИЯФ

Н. П. КАЧАЛОВ, В. Е. ЛЯМОВ, И. Ю. СОЛОДОВ

НЕКОТОРЫЕ СВОЙСТВА ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКОГО ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЛН

Рассмотрим распространение упругой поверхностной волны Рэлея в изотропном твердом теле, на поверхность которого параллельно фронту волны нанесен тонкий металлический электрод (рис. 1, а). При включении внешнего магнитного поля индукции в концах проводника появляется разность потенциалов

$$E = [\bar{v} \cdot \bar{B}] b, \quad (1)$$

где \bar{v} — акустическая скорость частиц на поверхности образца, b — длина проводника вдоль фронта волны. Используя такой электродинамический приемник поверхностных волн, можно определить значение акустической скорости и деформации в волне на поверхности образца [1].

Известно [2], что поверхностная волна, распространяющаяся вдоль оси X в изотропном твердом теле, имеет два отличные от нуля компонента смещения частиц на поверхности образца ($z = 0$):

$$U_x = U_{0x} \sin(kx - \omega t), \quad U_z = U_{0z} \cos(kx - \omega t). \quad (2)$$

Здесь $k = \frac{\omega}{c}$ — волновое число.

Поэтому, применяя формулу (1) к элементу электрода ширины dx , запишем

$$dE = \frac{b}{a} dx (\dot{U}_z B_x - \dot{U}_x B_z), \quad (3)$$

где a — полная ширина электрода, $B_x = B \sin \alpha$ и $B_z = B \cos \alpha$ — компоненты вектора магнитной индукции, U_x и U_z — компоненты акустической скорости частиц на поверхности образца.

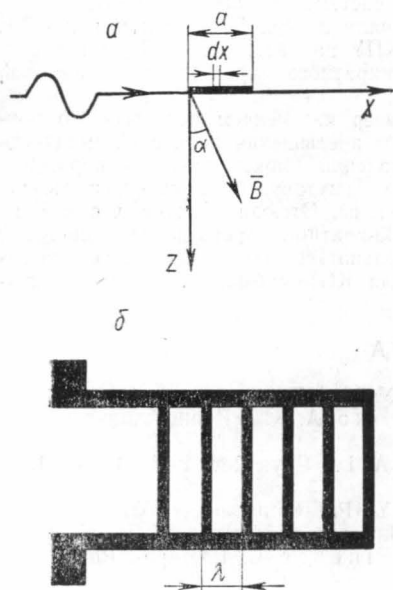


Рис. 1. Схема расположения приемного электрода на поверхности образца (а), синфазный электродинамический преобразователь поверхностных волн (б)

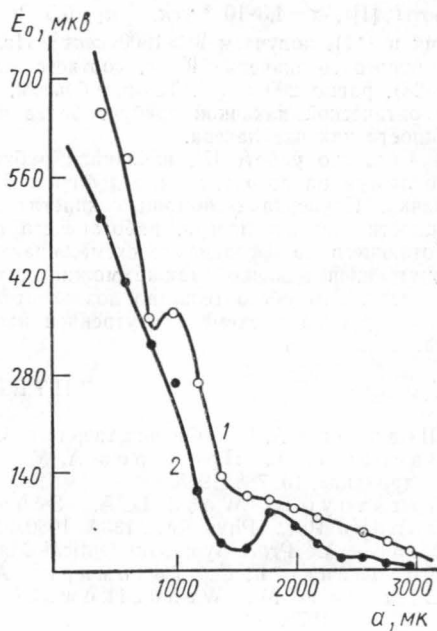


Рис. 2. Амплитуда выходного напряжения электродинамического приемника в зависимости от ширины электрода ($\alpha = \frac{\pi}{2}$). Частота 1—4, 2—2,5 мГц

После интегрирования (3) с учетом (2) получим формулу для выходного напряжения электродинамического приемника поверхностных волн с электродом ширины a :

$$E = -\omega b B \frac{\sin \frac{ka}{2}}{\frac{ka}{2}} (U_{0z}^2 \sin^2 \alpha + U_{0x}^2 \cos^2 \alpha)^{1/2} \sin(\omega t - \varphi) = E_0 \sin(\omega t - \varphi), \quad (4)$$

$$\text{где } \varphi = \arctg \left(\frac{U_{0x}}{U_{0z}} \operatorname{ctg} \alpha \right) + \frac{ka}{2}.$$

Из выражения (4) следует, что электрический сигнал преобразователя изменяется с частотой бегущей поверхностной волны ω , а его амплитуда при выбранном значении a является осциллирующей функцией ширины электрода.

Нами экспериментально исследовались свойства электродинамического приемника для поверхностных волн с частотами 2,5 и 4 мГц, распространяющихся в образцах оптического стекла размером $50 \times 20 \times 15$ мм³.

Возбуждение поверхностных волн на этих частотах в импульсном режиме проводилось методом клина. Выходной электрический сигнал электродинамического преобразователя после усиления и детектирования регистрировался на экране осциллографа. Металлические электроды вырезались специальным резцом из напыленной в вакууме на поверхность образца пленки алюминия толщиной около 1 мк. Контроль ширины электродов при этом осуществлялся с помощью микроскопа.

Для приемного электродинамического преобразователя с одним электродом на частотах 2,5 и 4 мГц экспериментально получена линейная зависимость амплитуды выходного напряжения E_0 при увеличении индукции магнитного поля до 2500 гс. При этом значении индукции магнитного поля снимались зависимости выходного напряжения преобразователя от ширины электрода (рис. 2). Локальные минимумы кривых наблюдаются при значениях ширины электрода ~ 850 и ~ 1500 мк, что практически соответствует длинам поверхностных волн λ в стекле на частотах 4 и 2,5 мГц. (Скорость поверхностных волн в наших образцах $3,3 \cdot 10^5$ см/сек.) Из этого же рисунка видно, что наибольшая эффективность преобразования имеет место при $a \ll \lambda$.

Полученные зависимости выходного напряжения приемного электродинамического преобразователя от величины магнитного поля и ширины электрода вполне удовлетворительно согласуются с выводами формулы (4). Отличие амплитуды выходного напряжения от нуля при $a = \lambda$, по-видимому, можно объяснить некоторой неравномерностью ширины электрода вдоль фазового фронта волны.

Для увеличения эффективности приема нами использовался электродинамический преобразователь, представляющий собой последовательность параллельно соединенных электродов шириной $a \ll \lambda$ с периодом, равным длине поверхностной волны в образце (рис. 1, б). Такой преобразователь по аналогии с пьезоэлектрическим может быть назван синфазным электродинамическим преобразователем, в отличие от противофазного преобразователя, применявшегося в [3].

С увеличением количества электродов от 1 до 10 наблюдалось линейное возрастание амплитуды выходного напряжения синфазного приемного преобразователя при постоянной акустической мощности поверхностной волны.

Используя два одинаковых синфазных преобразователя, содержащих по 10 электродов шириной 50 мк с периодом 850 мк, нам удалось осуществить возбуждение и прием упругой поверхностной волны в стекле на частоте 4 мГц. При этом на излучающий преобразователь подавался радиопульс с генератора прибора ДУК 6-В длительностью порядка 1 мксек и амплитудой напряжения не менее 100 в. Потери на двойное преобразование в такой системе составляли ~ 120 дБ при величине индукции магнитного поля 2500 гс и отсутствии дополнительных согласующих устройств.

Согласно (4) с изменением угла наклона вектора индукции магнитного поля к поверхности образца амплитуда выходного напряжения электродинамического приемного преобразователя при $a \ll \lambda$ изменяется следующим образом:

$$|E_0| = \omega b B (U_{0z}^2 \sin^2 \alpha + U_{0x}^2 \cos^2 \alpha)^{1/2}, \quad (5)$$

График этой зависимости, изображенный в полярных координатах (E_0 , α), представляет собой эллипс с полуосями $\omega b B U_{0x}$ и $\omega b B U_{0z}$. Величины U_{0x} и U_{0z} определяют соответственно малую и большую полуоси эллипса смещений частиц в волне (2). Следовательно, эллипс значений амплитуд выходного напряжения электродинамического приемника (5) лишь масштабом $\omega b B$ отличается от эллипса смещений частиц в поверхностной волне при $z=0$.

На рис. 3 представлена полученная экспериментально зависимость $E_0(\alpha)$ для поверхностной волны с частотой 4 мГц, распространяющейся в стекле, при величине магнитного поля 2500 гс. Изменение α от 0 до 360° достигалось вращением образца в магнитном поле.

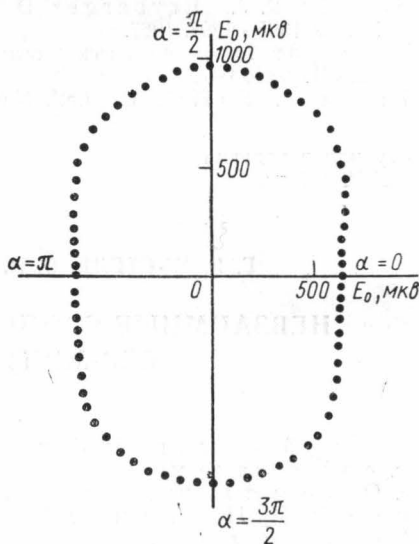


Рис. 3. Зависимость амплитуды выходного напряжения электродинамического преобразователя от величины угла наклона вектора магнитного поля к поверхности образца

Используя (5), по данным рис. 3 при $b=1$ см получим, что амплитуды нормального и тангенциального смещений в волне на поверхности образца равны соответственно $U_{oz} \sim 160$ А, $U_{ox} \sim 100$ А. Отношение полуосей эллипса поверхностных смещений $\frac{U_{oz}}{U_{ox}} \sim \frac{1,0}{0,6}$, что соответствует расчетам [2] при значении коэффициента Пуассона для наших образцов $\sigma=0,3$.

Таким образом, применение электродимического преобразователя позволяет получить информацию о характере смещений в поверхностной волне. Это свойство может найти применение для исследования характеристик смещения в поверхностных волнах, распространяющихся в кристаллах. Кроме того, такой приемник может быть использован для изучения нелинейных эффектов при распространении упругих поверхностных волн. Действительно, распространение поверхностных волн конечной амплитуды должно приводить к искажению эллипса смещений в волне, что, по-видимому может быть обнаружено электродинамическим методом.

ЛИТЕРАТУРА

1. Serafin R. J., Eryberger D., Epstein M. Rev. Scient. Instrum., **38**, No. 10, 1395—1397, 1967.
2. Викторов И. А. Физические основы применения волн Лэмба и Рэлея в технике. М., «Наука», 1966.
3. Palma A., Socino G. Lett. Nuovo cim. **2**, No. 1, 31—35, 1969.

Поступила в редакцию
21.12 1970 г.

Кафедра
акустики

УДК 535.241.13

Е. Р. МУСТЕЛЬ, В. Н. ПАРЫГИН, Л. В. СИМОНЯН

НЕВЗАИМНЫЕ СВОЙСТВА ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКИХ СВЧ-МОДУЛЯТОРОВ СВЕТА

Обычный электрооптический модулятор света является взаимным элементом, т. е. его свойства не меняются при изменении направления света на противоположное. Однако система из двух модуляторов при определенных условиях обладает не-взаимностью [1]. При этом могут быть созданы устройства как с амплитудной, так и с фазовой не-взаимностью.

Принцип действия не-взаимного элемента следующий: луч света проходит последовательно через два идентичных СВЧ-модулятора, использующих линейный электрооптический эффект Пожкельса. Если падающий свет поляризован вдоль одной из наведенных осей электрооптического кристалла, то имеет место фазовая модуляция света. Суммарная фазовая задержка, зависящая от электрического поля, на выходе системы будет равна

$$\Gamma_{\Sigma} = 2\Gamma_0 \cos\left(\frac{\varphi \pm \gamma}{2}\right) \sin\left(\omega t + \frac{\varphi \pm \gamma}{2}\right), \quad (1)$$

где φ — сдвиг фаз между СВЧ-сигналами в модуляторах, γ — определяет изменение фазы СВЧ-сигнала за время прохождения светом расстояния между резонаторами. При этом предполагается, что каждый из модуляторов создает фазовую задержку, равную

$$\Gamma_0 = \frac{\pi}{\lambda} n_0^3 r_{63} E l,$$

где n_0 — показатель преломления, r_{63} — электрооптический коэффициент, E — напряженность электрического поля, l — длина кристалла в направлении распространения света.

При выборе

$$\varphi = \frac{\pi}{2} \text{ и } \gamma = \frac{\pi}{2} + m\pi, \quad (2)$$