

5. Коротких В. Л., Московкин В. М., Юдин Н. П. «Изв. АН СССР», сер. физич., **30**, 319, 1966.
6. Bredin D. I., Hansen O., Lenz G., Temmer G. M. Phys. Lett., **21**, No. 6, 677, 1966.
7. Балашов В. В., Шевченко В. Г., Юдин Н. П. ЖЭТФ, **41**, № 6, 1929, 1961.
8. Балашов В. В. Обзорный доклад на Международной конференции по электромагнитным взаимодействиям при низких и средних энергиях. Дубна, 1967.

Поступила в редакцию
21. 2 1967 г.

НИИЯФ

УДК 538.56 : 530.145

Н. К. МАНЕШИН, Е. Р. МУСТЕЛЬ, В. Н. ПАРЫГИН, В. С. СОЛОМАТИН

МОДУЛЯТОРЫ ИНФРАКРАСНОГО ДИАПАЗОНА НА ФОТОУПРУГОСТИ В КРИСТАЛЛЕ ГЕРМАНИЯ

При переходе от видимого к инфракрасному диапазону повышается мощность, потребляемая модулятором света (пропорционально λ^2). Поэтому возрастает роль модуляторов на фотоупругости, которые по сравнению с электрооптическими работают при меньших мощностях, но на фиксированных частотах. В работах [1, 2] описаны дифракционные модуляторы инфракрасного диапазона на кристаллах GaAs, Si, CdS, Ge. Глубина модуляции достигла 16%, причем все измерения проводились по постоянной составляющей света.

В настоящем сообщении приведены результаты экспериментального исследования модулятора инфракрасного диапазона, основанного на дифракции и двулучепреломлении света в кристалле Ge. Получены зависимости величины переменных составляющих света от напряжения на пьезовозбудителе. Достигнутые максимально возможные глубины модуляции составляют 90% для дифракционного модулятора и 60% — для модулятора на двулучепреломлении.

Выбор кристалла Ge в качестве модулирующей среды обусловлен большой величиной показателя преломления этого кристалла ($n=4$). Ge принадлежит к классу *m3m*. Если на кристалл действует упругое напряжение σ , направленное по оси [111], то оптическая индикатриса превращается в эллипсоид вращения с оптической осью oz , направленной вдоль [111]. Показатели преломления обыкновенного и необыкновенного лучей определяются следующим образом:

$$\begin{aligned} n'_e &= n + \frac{n^3}{6} (\pi_{11} + 2\pi_{12} + 2\pi_{44}) \sigma, \\ n'_o &= n + \frac{n^3}{6} (\pi_{11} + 2\pi_{12} - \pi_{44}) \sigma, \end{aligned} \quad (1)$$

где n — коэффициент преломления при отсутствии напряжения.

На использовании зависимости n'_o и n'_e от σ основаны два типа модуляторов света: модулятор на двулучепреломлении и дифракционный модулятор. Принцип действия модулятора на двулучепреломлении таков же, как и электрооптического. Кристалл помещается между скрещенными поляроидами. Направление поляризации света составляет 45° с оптической осью. Фазовая задержка при длине кристалла l между обыкновенным и необыкновенным лучами равна

$$\Gamma_1 = \frac{2\pi}{\lambda} l (n'_e - n'_o) = \frac{\pi}{\lambda} l n^3 \pi_{44} \sigma.$$

Интенсивность света после анализатора

$$I = I_0 \sin^2 \frac{\Gamma_1}{2}, \quad (2)$$

где I_0 — интенсивность падающего света. Упругое напряжение в кристалле создается стоячей ультразвуковой волной в направлении оси OZ .

$$\sigma = \sigma_0 \cos kz \cos \Omega t$$

Интенсивность света на выходе модулятора можно получить, проинтегрировав выражение (2) по z в пределах ширины светового пучка [3].

Свет модулирован лишь четными гармониками частоты Ω . Относительная интенсивность света на частоте $2p\Omega$ ($p = 1, 2, \dots$) в модуляторе на двулучепреломлении равна

$m_{2p\Omega} = 2J_p^2\left(\frac{\Gamma_1}{2}\right)$. При малых Γ_1 $m_{2\Omega}$ совпадает с глубиной модуляции света, а $m_{2p\Omega}$ ($p = 2, 3, \dots$) определяют клирфактор.

Модуляторы второго типа основаны на дифракции света на решетке, образованной периодическим изменением n' , созданным стоячей ультразвуковой волной в кристалле.

В приближении Рамана, Ната [4] интенсивность света m -го дифракционного порядка равна

$$I_m = I_0 J_m^2(\Gamma_2 \cos \Omega t),$$

$$\text{где } \Gamma_2 = \frac{2\pi}{\lambda} l(n' - n).$$

В соответствии с выражением (1) дифракция обыкновенного и необыкновенного лучей будет различной, причем

$$\Gamma_{2e} - \Gamma_{2o} = \Gamma_1. \quad (3)$$

Спектральный анализ показывает, что интенсивность света в нулевом максимуме имеет постоянную составляющую:

$$\frac{I_0}{I_0} = J_0^4\left(\frac{\Gamma_2}{2}\right) + 2 \sum_{k=1}^{\infty} J_k^4\left(\frac{\Gamma_2}{2}\right) \quad (4)$$

и переменные составляющие:

$$\frac{I_{2\Omega}}{I_0} = -4 \sum_{k=0}^{\infty} J_k^2\left(\frac{\Gamma_2}{2}\right) \cdot J_{k+1}^2\left(\frac{\Gamma_2}{2}\right), \quad (5)$$

$$\frac{I_{4\Omega}}{I_0} = 2J_1^4\left(\frac{\Gamma_2}{2}\right) + 4 \sum_{k=0}^{\infty} J_k^2\left(\frac{\Gamma_2}{2}\right) J_{k+2}^2\left(\frac{\Gamma_2}{2}\right) \text{ и т. д.}$$

При малых Γ_2 , когда имеет место чисто синусоидальная модуляция с частотой 2Ω ,

$$\text{глубина модуляции } m_{2\Omega} \simeq \frac{\Gamma_2^2}{2} = \frac{2\pi^2 l^2}{\lambda^2} (n' - n)^2.$$

Так как Γ_1 и Γ_2 пропорциональны n^3 , то в фотоупругих модуляторах желательно использовать вещества с большим показателем преломления. В видимом диапазоне n для всех прозрачных сред примерно равно 1,5. В инфракрасном диапазоне существуют прозрачные среды со значительно большими n . Последнее обстоятельство дает возможность получать большие глубины модуляции и в инфракрасном диапазоне, несмотря на увеличение длины волны λ [3, 4].

В модуляторах на двулучепреломлении также происходит дифракция света. Соотношение (2) справедливо, если на фотоприемник попадают все дифракционные максимумы. Так как угол дифракции пропорционален частоте модуляции, то на низких частотах целесообразно применять модуляторы на двулучепреломлении, а на высоких — дифракционные модуляторы.

Экспериментально были исследованы оба типа модуляторов на фотоупругости. Свет от He—Ne лазера ($\lambda = 3,39$ мк) пропускался через модулирующий кристалл и поступал на входную щель приемника (фотосопротивление Ge: Au). Сигнал с нагрузки фотосопротивления поступал на осциллограф. В качестве пьезодатчика использовалась кварцевая пластина X-среза с собственной частотой $f \approx 5$ Мгц. С помощью этого датчика осуществлялась эффективная модуляция на частотах 8,16; 8,76; 9,32; 9,94; 10,58 мгц. Основные измерения проводились на частоте 9,94 мгц. При исследовании модулятора на двулучепреломлении в качестве поляризаторов использовались кальцитовые пластинки. Зависимость постоянной составляющей интенсивности света, а также $I_{2\Omega}$ от напряжения на пьезодатчике даны на рис. 1. Здесь же приведены теоретические кривые. Коэффициент пропорциональности α между Γ_1 и $V(b)$ выбран так, чтобы совпадали положения максимумов $m_{2\Omega}$. Из рис. 1 видно, что как постоянная составляющая тока, так и $m_{2\Omega}$, полученные экспериментально, меньше соответствующих

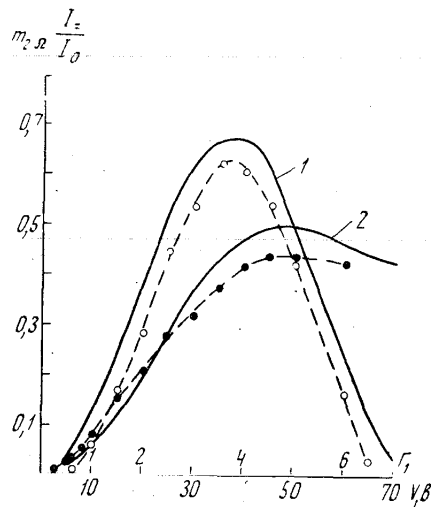


Рис. 1. Зависимость $m_{2\Omega}$ и постоянной составляющей света от напряжения на пьезодатчике для модулятора на двулучепреломлении. Сплошные кривые — теоретические при $\Gamma_1=0,1$ $V:1-m_{2\Omega}$, $2-1/I_0$. Экспериментальные кривые — пунктирные $0-m_{2\Omega}$, $\bullet-I=I_0$

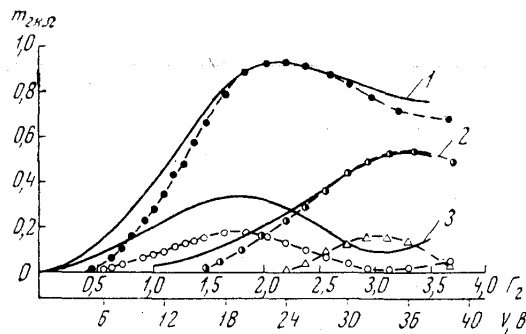


Рис. 2. Зависимость относительной интенсивности света в основном и первом боковом максимумах дифракции от напряжения. Сплошные кривые — теоретические: $1-m_{2\Omega}$ в основном максимуме, $2-m_{4\Omega}$ — в основном максимуме, $3-m_{2\Omega}$ — в боковом максимуме. Экспериментальные кривые — пунктирные: $\bullet-m_{2\Omega}$ в основном максимуме, $\circ-m_{2\Omega}$ в боковом максимуме, $\triangle-m_{4\Omega}$ в боковом максимуме

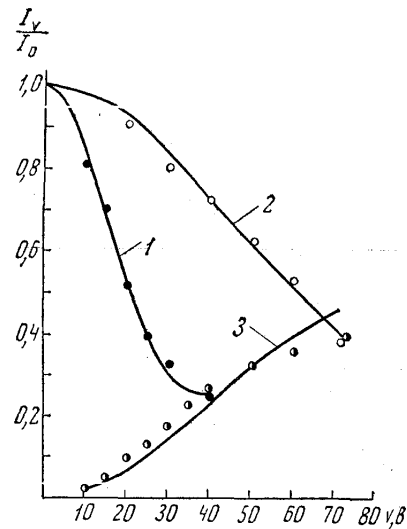


Рис. 3. Изменение постоянной составляющей света от напряжения на пьезодатчике. 1 и 2 — в основном дифракционном максимуме для необыкновенного и обыкновенного лучей соответственно, 3 — для модулятора на двулучепреломлении

теоретических значений. Это, по-видимому, может быть объяснено неравномерным распределением интенсивности света по сечению луча, которое не учитывалось при выводе формулы (2). При исследовании дифракционного модулятора входная щель фотоприемника обеспечивала разделение различных порядков дифракции. Поляризация света была параллельна оси [111]. Между модулирующим кристаллом и фотоприемником помещалась вращающаяся плоскопараллельная кварцевая пластина. Развертка осциллографа была синхронна с вращением пластины, что позволяло наблюдать на экране осциллографа угловое распределение дифрагированного света. Изменяя нагрузку фотосопротивления, можно наблюдать постоянную составляющую света или переменные составляющие на частотах 2Ω и 4Ω , т. е. 10 мГц и 20 мГц. В последнем случае в качестве нагрузки использовался резонансный контур на соответствующую частоту.

Полученные осциллограммы позволяют определить соотношение интенсивностей нулевого и боковых дифракционных максимумов на данной частоте в зависимости от напряжения, приложенного к пьезодатчику. Абсолютное значение $m_{2\Omega}$ определяется путем сравнения переменной составляющей на частоте 10 мГц с низкочастотным сигналом, соответствующим 100% модуляции. Последняя осуществляется механическим прерывателем на частоте 1 кГц. В качестве нагрузки приемника при этом измерении используется активное сопротивление 100 ом. При напряжении на пьезодатчике 44 в измеренная относительная интенсивность на частоте 2Ω в нулевом максимуме составила $90 \pm 10\%$. На рис. 2 приведены теоретические и экспериментальные зависимости $m_{2\Omega}$ и $m_{4\Omega}$ в основном и первом боковом максимумах от G_2 , пропорционального V , напряжению на пьезодатчике. Максимальная относительная интенсивность на частоте 2Ω в нулевом порядке, рассчитанная по формуле (5), составляет 95% при $G_2 \approx 2,2$. Величина $m_{4\Omega}$ достигает при этом 28%. Коэффициент пропорциональности между G_2 и V

примерно равен $0,05 \frac{\text{рад}}{\text{вольт}}$. Теоретическое и экспериментальное значение $(m_{2\Omega})_{\text{макс}}$ с точностью до ошибки измерений совпадают. Поэтому на рис. 2 эти точки совмещены. На рис. 3 приведены зависимости постоянной составляющей интенсивности света в нулевом дифракционном максимуме для двух поляризаций (параллельно и перпендикулярно наведенной оптической оси) от напряжения. На том же образце германия получена зависимость $I_{\perp}$ от V для модулятора на двулучепреломлении.

Сплошные теоретические кривые 1 и 2 проведены для $G_2e=0,083$ В и $G_{20}=0,028$ В. Кривая 3 построена для модулятора на двулучепреломлении при $G_1=12e-G_{20}=0,055$ В в соответствии с (4). Совпадение экспериментальных и теоретических результатов для всех кривых можно считать удовлетворительным. На основании этих данных можно найти соотношение между пьезооптическими коэффициентами в германии.

ЛИТЕРАТУРА

1. Dixon R. W., Chester A. N. App. Phys. Lett., 9, No. 5, 190, 1966.
2. Carleton H. R., Soref R. A. App. Phys. Lett., 9, No. 3, 110, 1966.
3. Адрианова И. И. «Оптика и спектроскопия», 14, № 1, 137, 1963.
4. Рытов С. М. Изв. АН СССР, № 2, 223, 1937.

Поступила в редакцию
1. 3 1967 г.

Кафедра
физики колебаний

УДК 539.171 : 539.17.012

С. С. ВАСИЛЬЕВ, Т. Н. МИХАЛЕВА, Д. Л. ЧУПРУНОВ

РЕЗОНАНСЫ В ФУНКЦИЯХ ВОЗБУЖДЕНИЯ ПРИ РАССЕЯНИИ НА ^{23}Na ПРОТОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ ОКОЛО 6,5 Мэв

С целью изучения механизма рассеяния протонов на ^{23}Na были измерены кривые возбуждения для $p_0(0)$, $p_{II}(2080)$, $p_{III}(2391)$, $p_{IV+V}(2640+2705)$ и $p_{VI}(2984)$ — каналов из реакций $^{23}\text{Na}(p, p_0)^{23}\text{Na}$ и $^{23}\text{Na}(p, p')^{23}\text{Na}^*$. В скобках указаны энергии возбуждения в Кэв остаточного ядра натрия. Измерения производились на протонах, ускоренных на 120-сантиметровом циклотроне НИИЯФ МГУ, при разбросе энергии в падающем на мишень пучка ~ 6 Кэв. Энергия протонов изменялась в интервале от 6250 до 6720 Кэв с шагом ~ 10 Кэв. Регистрация рассеянных протонов производилась