

каждого отдельного опыта было записано по 5—6 ИК спектров с хорошей воспроизводимостью. Для жидкого 2-хлорбутана получены следующие средние значения разностей энергий ΔE_{III-I} : для первого опыта 777 кал./моль, для второго опыта 745 кал./моль. Таким образом, ΔE_{III-I} (средн.) составляет 760 кал./моль. Для газообразного 2-хлорбутана полученная величина ΔE_{III-I} (средн.) равна 810 кал./моль. В таблице сопоставлены значения разностей энергий поворотных изомеров ТГ и ГГ для жидкого и газообразного состояний, полученные по различным парам полос и оцененные с помощью приближенных методов.

Величины ΔE_{III-I} (газ), приведенные в таблице, хорошо согласуются между собой, что может служить критерием надежности приближенных методов [2, 4, 5].

Литература

- [1] Г. Керестури, О. Д. Ульянова, Ю. А. Пентин. Опт. и спектр., 26, 711, 1969.
- [2] А. И. Карелин, Ю. А. Пентин, О. Д. Ульянова. Ж. физ. химии, 41, 2681, 1967.
- [3] Л. П. Мелихова, Ю. А. Пентин, О. Д. Ульянова. Ж. структ. химии, 4, 535, 1963.
- [4] О. Д. Ульянова. Канд. дисс., М., 1969.
- [5] Ю. А. Пентин, В. М. Татевский. Ж. физ. химии, 31, 1830, 1957.

Поступило в Редакцию 16 июня 1969 г.

УДК 535.4+621.376

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИФРАКЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ С ДЛИНОЙ ВОЛНЫ 10.6 МКМ НА СТОЯЧЕЙ УЛЬТРАЗВУКОВОЙ ВОЛНЕ В ТВЕРДОМ ТЕЛЕ

Л. П. Кругликова и В. Е. Терентьев

1. С переходом от видимой области к инфракрасной мощность модулирующего напряжения, необходимая для получения той же глубины модуляции с помощью дифракционного модулятора, растет [1] пропорционально квадрату волны излучения.

В данном сообщении приведены результаты экспериментального исследования возможности снижения мощности возбуждающего напряжения за счет увеличения длины пути излучения в ультразвуковом поле при многократных отражениях от зеркальных покрытий, нанесенных на грани твердотельной акустической среды.

Интенсивность излучения в нулевом дифракционном максимуме зависит от размера ультразвукового поля в направлении распространения излучения l_0 , согласно выражению [1-3]

$$I \sim 1 - \frac{n^6 p^2 l_0^2 u^2}{\rho v^3 \lambda^2}. \quad (1)$$

Здесь n — показатель преломления, ρ — плотность, p — упругооптическая постоянная акустической среды, v — скорость звука, λ — длина волны излучения, u — амплитуда возбуждающего напряжения на излучателе ультразвука.

Выражение (1) выведено в предположении малости величины $\frac{2\pi \Delta n l_0}{\lambda}$, где Δn — амплитуда изменения показателя преломления.

Можно полагать, что при N проходах излучения через ультразвуковое поле для получения той же интенсивности дифракционного максимума достаточно в N^2 меньшей мощности возбуждающего напряжения.

Увеличение длины пути излучения в ультразвуковом поле при наклонном падении на ультразвуковую волну ограничено явлением фазовой демодуляции при пересечении излучением областей ультразвуковой волны, в которых изменения показателя преломления Δn имеют разные знаки [1].

Оптимальное значение числа проходов для рассматриваемого случая малой интенсивности ультразвука может быть рассчитано из условия равенства половины длины волны ультразвука величине смещения луча в плоскости, проходящей через направления распространения луча и ультразвука, в результате отклонения отражающих граней от взаимной параллельности в указанной плоскости на угол γ . С учетом расходимости излучения, составляющей угол 2η , оптимальное число проходов определится выражением

$$N_{\gamma, \eta} = \left\{ \frac{2\lambda}{[l_0 (2\gamma + \eta)]} \right\}^{1/2}, \quad (2)$$

где Λ — длина волны ультразвука, $N_{\lambda, \eta}$ отвечает минимальное значение из двух возможных соответствующих знаков + (плюс) и — (минус) перед η .

2. Многократное прохождение излучения через ультразвуковое поле в твердом теле осуществлялось по схеме, представленной на рис. 1.

Стоячая ультразвуковая волна возбуждалась в монокристаллах каменной соли и германия, грани которых параллельны граням элементарной ячейки. Параллельность отражающих граней осуществлена с точностью $10'' \div 20''$ при плоскостности не хуже 0.3 полюсы видимого диапазона. Глухие отражающие покрытия нанесены на грани испарением золота в вакууме. В местах входа и выхода излучения покрытия отсутствуют.

Излучатели ультразвука из керамики ЦТС-19 ставились на контакт с поверхностью кристалла посредством трансформаторного масла. Работа проводилась на фикси-

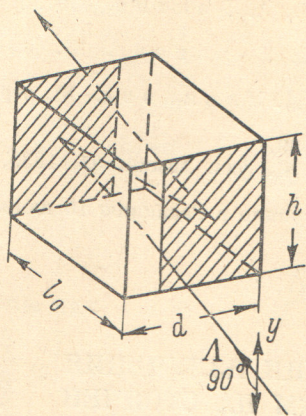


Рис. 1. Схема многократного прохождения излучения.

$l_0 \times d \times h = 3 \times 2 \times 2$ см³ для каменной соли и $2.2 \times 2 \times 2$ см³ для германия. Λ — направление распространения модулируемого излучения, y — направление распространения ультразвуковых колебаний.

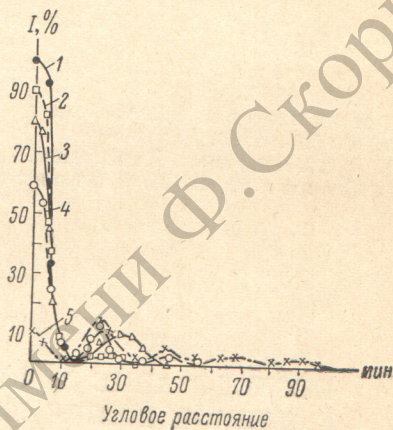


Рис. 2. Дифракция при многократном прохождении излучения $\lambda = 10.6$ мкм через стоячую ультразвуковую волну частотой $f = 3.45$ Мгц.

1—5 — угловые распределения излучения, соответственно в отсутствие ультразвука, при $u = 10$ в, $N = 9$ и $N = 15$ в монокристалле каменной соли, при $u = 4.5$ в, $N = 9$ и $N = 15$ в монокристалле германия.

рованных частотах ультразвука в диапазоне $f = 3.45 + 5.5$ Мгц при амплитуде высокочастотного напряжения на излучателе 0.5—10 в.

Расходимость излучения $\lambda = 10.5$ мкм составляла $2\eta = 1'$. При $f = 3.45$ Мгц оценки по формуле (2) дают для каменной соли и германия соответственно $N_{\lambda, \eta} \sim 15$ и $N_{\lambda, \eta} \sim 21$. В экспериментах N изменялось от 1 до 15.

3. Дифракция излучения $\lambda = 10.6$ мкм исследовалась измерением интенсивности дифракционных максимумов. Результаты измерения ΔI (уменьшения интенсивности нулевого дифракционного максимума при возбуждении ультразвука по сравнению с его интенсивностью в отсутствие ультразвука), α_N (потерь излучения при N проходах в отсутствие ультразвука) для разного числа проходов излучения через модулятор, двух значений амплитуды возбуждающего напряжения и $f = 3.45$ Мгц приведены в таблице. Там же указаны номера кривых рис. 2, дающих соответствующие угловые распределения излучения.

Акустическая среда	N	$\Delta I, \%$	$\alpha_N, \%$	Соответствующая кривая рис. 2	$u, \text{ в}$
Каменная соль ($n = 1.5$)	9	10	30	2	} 10
	15	20	40	3	
Германий ($n = 4$)	9	40	75	4	} 4.5
	15	90	80	5	

В значения α_N , приведенные в таблице, входят потери на френелевское отражение от входной и выходной граней.

На рис. 2 угловое распределение приведено только для положительных значений углов в силу симметрии наблюдаемой дифракционной картины относительно нулевого направления, параллельного фронту ультразвуковой волны.

Из таблицы и рис. 2 можно видеть, что в согласии со сделанным предположением с увеличением числа проходов излучения через ультразвуковое поле и постоянной мощности возбуждающего напряжения увеличивается интенсивность дифракционной картины. С увеличением показателя преломления акустической среды для получения той же интенсивности дифракционной картины достаточны меньшие возбуждающие напряжения.

Особенностью дифракции в случае германия является уменьшение интенсивности дифракционных максимумов по сравнению с теоретически предсказываемой величиной, а также наблюдаемой для каменной соли. Указанное отличие значительно при амплитуде $u=10$ в и становится меньше при малых u . Оно может быть связано с нагревом кристалла германия (удельное сопротивление ~ 40 ом·см) при возбуждении ультразвука. Разогрев, по-видимому, приводит к увеличению как поглощения, так и рассеяния излучения $\lambda=10.6$ мкм в кристалле.

4. Согласно теории дифракции на стоячей ультразвуковой волне [1], максимальная глубина модуляции излучения достигается при уменьшении интенсивности нулевого дифракционного максимума на ΔI 60%.

Из приведенных данных следует, что рассмотренный метод снижения мощности возбуждающего напряжения позволяет получить указанные значения ΔI . Это открывает возможность для создания дифракционного модулятора излучения в широкой области спектра, определяемой прозрачностью модулирующей среды. Для каменной соли эта область составляет $\sim 0.4\div 15$ мкм, для германия — $\sim 2\div 15$ мкм [4].

Авторы выражают благодарность И. И. Адриановой и Ю. В. Попову за руководство работой, А. Ф. Корчагину за обработку кристаллов.

Литература

- [1] И. И. Адрианова. Канд. дисс., Л., 1963 г.
- [2] Л. Бергман. Ультразвук и его применение в науке и технике. ИЛ, М., 1956.
- [3] E. G. Sprenger, P. V. Lenzo, A. A. Ballman. Proc. IEEE, 55, № 12, 1967.
- [4] Е. М. Воронкова, Б. Н. Гречушников, Г. И. Дистлер, Н. П. Петров. Оптические материалы для инфракрасной техники. Изд. «Наука», М., 1965.

Поступило в Редакцию 16 июня 1969 г.

УДК 539.184 : 546.33

ВЫДЕЛЕНИЕ СИГНАЛА ПЕРВОГО ПЕРЕСЕЧЕНИЯ В НАТРИИ

А. Машинский

В работе [1] указывалось, что изменение относительных интенсивностей компонент сверхтонкой структуры (с. т. с.) влияет на относительную величину сигналов пересечения. В настоящей заметке описывается попытка выделить сигнал первого пересечения на уровне $3^2P_{3/2}$ натрия нахождением разности двух зависимостей интерференционной части интенсивности флуоресценции от магнитного поля, полученных при возбуждении светом с измененным отношением интенсивности компонент с. т. с. (рис. 1).

Для уровня $3^2P_{3/2}$ натрия соотношение между шириной уровня и расщеплением с. т. с. таково, что сигналы от разных пересечений накладываются друг на друга, причем это наложение настолько значительно, что сигнал первого пересечения в обычных условиях наблюдения представляет собой всего лишь ступеньку на склоне сигнала Ханле, либо едва приподнятый максимум [2]; в силу этого можно думать, что разложение сложного сигнала на составляющие (а сигналы от пересечения в поле и нулевого пересечения не должны иметь лорентцовскую форму, и более того, формы этих сигналов разные) приведет к большой ошибке в определении положения максимума. Но если экспериментально получены два сложных сигнала с разными относительными величинами в них отдельных сигналов пересечений, то вычитание одного из них, взятого в соответствующем масштабе, из другого равносильно разложению на составляющие контура. Пример такого разложения приведен на рис. 1. Обработка подобных кривых приводит к значению магнитного поля, в котором происходит первое пересечение уровней с начальными индексами ($F=2$, $m_F=-2$) и ($F=1$, $m_F=0$): $H=12.65 \pm 0.05$ э.

Эксперимент ставился на атомном пучке, сформированном с помощью широких щелей. Пары освещались резонансным излучением натриевой лампы с ВЧ разрядом (типа Белла—Блюма) (I) с вектором поляризации (β), перпендикулярным магнитному