

06.3; 07; 08

© 1992

АНИЗОТРОПНАЯ ДИФРАКЦИЯ В ПАРАТЕЛЛУРИТЕ
ПРИ БОЛЬШОЙ ДЛИНЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯВ.Б. Волошинов, Д.Д. Мишин,
В.Я. Молчанов, В.Н. Парыгин,
В.С. Тупица

Акустооптические (АО) устройства находят широкое применение в оптоэлектронике и лазерной технике для управления параметрами световых пучков [1, 2]. В акустооптических дефлекторах и фильтрах на парателлуриде (TeO_2) в основном используется анизотропная неколлинеарная дифракция света на медленной сдвиговой акустической волне, распространяющейся в плоскости $(1\bar{1}0)$ вдоль оси $[110]$ или вблизи этого направления. При этом длина области взаимодействия света и звука ограничена апертурой звукового столба [3], которая в свою очередь определяется длиной пьезопреобразователя АО ячейки. Селективность и эффективность взаимодействия могут быть значительно повышены при увеличении эффективной длины взаимодействия $L_{\text{эфф}}$ звукового и оптического пучков. При коллинеарной дифракции эта длина увеличивается без возрастания размеров преобразователя. Однако коллинеарное взаимодействие в парателлуриде при дифракции на медленной сдвиговой волне вдоль $[110]$ отсутствует из-за ограничений, налагаемых симметрией кристалла TeO_2 . Тем не менее, в работах [4, 5] было высказано предположение о возможности наблюдения в парателлуриде квази-коллинеарной дифракции. Ультразвук предлагается направлять под небольшим углом к $[110]$, а свет — коллинеарно с групповой скоростью звука.

В данном сообщении представлены первые экспериментальные результаты исследования квазиколлинеарной дифракции в парателлуриде. Векторная диаграмма взаимодействия представлена на рис. 1. Через k_i , k_d и K обозначены волновые векторы ультразвука, падающего и дифрагированного света, связанные условием брэгговского синхронизма. Волновой вектор ультразвука был направлен под углом $\alpha = 4.5^\circ$ к оси $[110]$ в плоскости $(1\bar{1}0)$. Теоретические зависимости частоты звука f от угла Брэгга θ рассчитывались с помощью векторных диаграмм для необыкновенно поляризованного падающего света с показателем преломления n_i по формуле

$$f = \frac{V}{\lambda} (n_i \sin \theta - \sqrt{n_o^2 - n_i^2 \cos^2 \theta}), \quad (1)$$

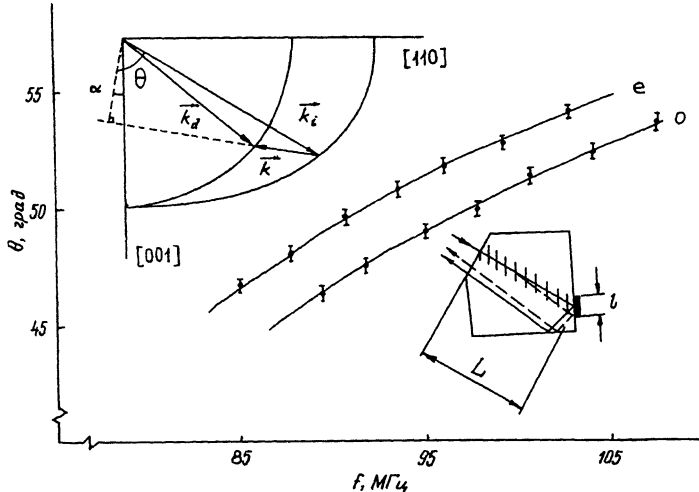


Рис. 1. Векторная диаграмма, частотные зависимости брэгговских углов падения и ход лучей в акустооптической ячейке.

где

$$n_i = \frac{n_o n_e}{\sqrt{n_e^2 \cos^2(\theta - \alpha) + n_o^2 \sin^2(\theta - \alpha)}}, \quad (2)$$

V – фазовая скорость звука, n_o и n_e – главные показатели преломления кристалла, λ – длина волны оптического излучения в вакууме. Аналогичные соотношения могут быть получены и для обыкновенно поляризованного светового луча. Расчет показал, что в диапазоне $f = 70 - 120$ МГц и фиксированном угле падения разность акустических частот, на которых наблюдается дифракция обыкновенного и необыкновенного падающих пучков, составляет $\Delta f = 3$ МГц. Рассчитанное значение наклона кривых $d\theta/df = 0.5$ град/МГц.

Анализ векторных диаграмм показывает, что угол между лучевыми векторами падающего и дифрагированного света не превосходит 2° . Поэтому дифрагированный пучок света, распространяясь вблизи падающего пучка, не выходит за пределы звукового столба. Для реализации АО взаимодействия с коллинеарными групповыми скоростями звука и света оптический пучок необходимо направлять в кристалл под углом θ_o , связанным с углом сноса ψ акустического столба в плоскости $(1\bar{1}0)$ соотношением

$$\theta_o = \frac{\pi}{2} - \psi. \quad (3)$$

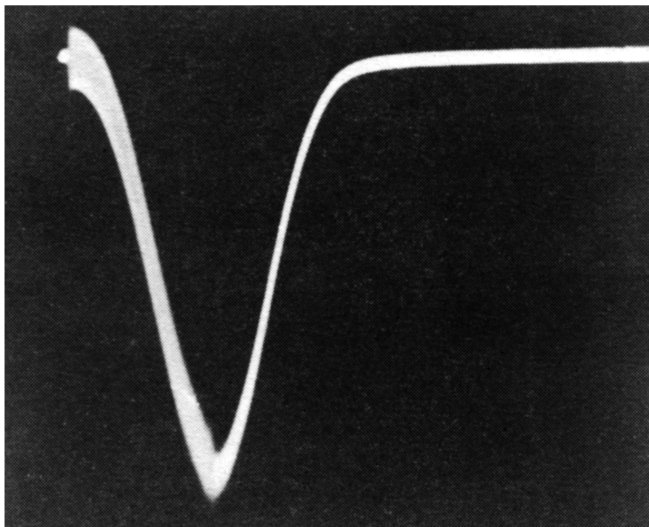


Рис. 2. Осциллограмма зависимости интенсивности дифрагированного света от времени.

При $\alpha = 4.5^\circ$ величина угла между фазовой и групповой скоростью ультразвука равна $\psi = 38^\circ$ [6], поэтому угол падения при квази-коллинеарной дифракции должен быть равен $\theta_0 = 52^\circ$. В соответствии с соотношением (1) квазиколлинеарное взаимодействие в ячейке реализуется на частоте ультразвука $f = 98$ МГц для необыкновенно поляризованного света. Для луча с ортогональной поляризацией $f = 101$ МГц.

Экспериментальное исследование квазиколлинеарного взаимодействия проводилось с помощью АО ячейки в виде пятигранной призмы, как показано на рис. 1, с углом среза $\alpha = 4.5^\circ$. Размер пьезоэлектрического преобразователя был равным $l \times d = 0.25 \times 0.2$ см в плоскости АО взаимодействия и в ортогональной плоскости соответственно. Оптическое излучение вводилось и выводилось через одну из граней призмы, ориентированную приблизительно ортогонально вектору групповой скорости ультразвука. Световые лучи испытывали в кристалле полное внутреннее отражение и выводились из ячейки TeO_2 . Длина кристалла вдоль направления групповой скорости звука $L = 2.2$ см.

На ячейку падало линейно поляризованное оптическое излучение, интенсивность света регистрировалась с помощью ФЭУ. Акустические волны в кристалле TeO_2 возбуждались как в импульсном, так и непрерывном режимах генерации. При изменении длительности акустического импульса τ менялась длина ультразвукового пути в ячейке.

В эксперименте измерялась зависимость интенсивности дифрагированного пучка I_d от длительности цуга τ . Максимум интенсивности I_d соответствовал длительности $\tau = 27$ мкс, при этом звук заполнял всю длину кристалла вдоль направления групповой скорости ультразвука, а эффективная длина взаимодействия была максимально возможной $L_{\text{эфф}} = V \cdot \tau / \cos \psi = L$. На рис. 2 показана осциллограмма зависимости $I_d(t)$ от времени, измеренная при $\tau = 27$ мкс. Из рисунка видно, что начальный участок зависимости $I_d(t)$ имеет квадратичный характер, присущий именно коллинеарному взаимодействию. В ячейке была достигнута эффективность дифракции $I_d/I_0 = 80\%$, где I_0 — интенсивность падающего света. Управляющая ВЧ мощность при этом была порядка 120 мВт. Полученные экспериментальные результаты доказывают, что величина АО качества кристалла M_2 при дифракции велика.

Измеренные частотные зависимости угла падения для обыкновенной и необыкновенной поляризации падающего света показаны на рис. 1. Привязка экспериментальных и теоретических результатов осуществлялась для необыкновенно поляризованной световой волны при угле Брэгга $\theta_0 = 52^\circ$. Получено совпадение данных теории и эксперимента.

Полоса частот дифракции оценивалась по уровню ослабления интенсивности I_d на 3 дБ. При работе в импульсном режиме с длительностью импульсов $\tau = 27$ мкс полосы частот дифракции оказались равными $\delta f = 38$ кГц для необыкновенно поляризованного света и $\delta f = 42$ кГц для обыкновенной поляризации пучка. Такие же полосы были получены в непрерывном режиме работы ВЧ генератора. Это доказывает, что при $\tau = 27$ мкс эффективная длина АО взаимодействия определялась размером кристалла L . Минимальные величины полос δf наблюдались при частотах ультразвука $f = 95 \pm 3$ МГц, когда угол падения света был близок к расчетному $\theta_0 \approx 52^\circ$.

Если АО ячейку использовать для фильтрации немонахроматического электромагнитного излучения, то полосе частот ультразвука $\delta f = 38$ кГц соответствует спектральная полоса пропускания фильтра $\Delta \lambda = 2 \text{ \AA}$ на длине волны $\lambda = 633$ нм. Это значение полосы $\Delta \lambda$ хорошо согласуется с расчетной величиной $\Delta \lambda_p$ для фильтра с любым типом АО взаимодействия и большой эффективностью дифракции

$$\Delta \lambda_p \approx 0.8 \lambda / N = 1.9 \text{ \AA}. \quad (4)$$

В соотношении (4) N — число длин волн ультразвука, пересекаемых световым пучком на длине взаимодействия $L_{\text{эфф}}$.

Столь высокое спектральное разрешение достигалось до сих пор только в коллинеарных АО фильтрах на кварце, ниобате лития и других материалах. Однако требования к величинам управляющей мощности и размерам кристаллов в традиционном фильтре оказываются существенно более высокими, чем в TeO_2 . Это доказывает несомненное преимущество устройства на кристалле парателлурита

перед приборами других типов с коллинеарной дифракцией. Поэтому представляется перспективным использование квазиколлинеарного режима дифракции с высокими значениями селективности и эффективности взаимодействия при малой управляющей мощности в устройствах обработки информации, например, в перестраиваемых фильтрах.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Балакший В.И., Парыгин В.Н., Чирков Л.Е. Физические основы акустооптики. М.: Радио и связь. 1985. 280 с.
- [2] Магдич Л.Н., Молчанов Л.Н. Акустооптические устройства и их применение. М.: Сов. радио. 1978. 138 с.
- [3] Волошинов В.Б., Мионов О.В. // Оптика и спектроскопия. 1990. Т. 68. В. 2. С. 452-457.
- [4] Волошинов В.Б., Мишин Д.Д. Тез. докл. Всес. конф. „Акустоэлектроника и физическая акустика твердого тела“. Л., 1991. Ч. 4. С. 12-13.
- [5] Voloshinov V.B., Mishin D.D. Proc Soviet-Chinese Joint Seminar "Holography and optical information processing". Bishkek, USSR. 1991. P. 161-163.
- [6] Воронова М.А., Парыгин В.Н. // Вестник МГУ. Физика, астрономия. 1987. Т. 28. № 4. С. 31-36.

Поступило в Редакцию
30 декабря 1991 г.