

УДК 535.241.13:534

СКАНИРОВАНИЕ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ В КРИСТАЛЛЕ ПАРАТЕЛЛУРИТА

З. Т. Азаматов, И. Б. Беликов, В. Б. Волошинов,
Ф. Д. Маматджанов, В. Н. Парыгин

(кафедра физики колебаний)

Среди известных в настоящее время материалов кристаллы парателлурифта отличаются высоким акустооптическим качеством [1—3]. Это делает кристаллы TeO_2 весьма перспективными для применения в устройствах управления оптическим излучением. Данная работа посвящена экспериментальному исследованию особенностей акустооптического взаимодействия в парателлурифте. Для исследований выбрана геометрия рассеяния, когда сдвиговая акустическая волна распространяется вдоль направления $[110]$ кристалла со смещением по направлению $[\bar{1}\bar{1}0]$, а плоскость акустооптического взаимодействия проходит через оптическую ось.

Акустооптическая ячейка представляла собой образец TeO_2 с размерами $1,2 \times 0,5 \times 0,75$ см вдоль направлений $[110]$, $[\bar{1}\bar{1}0]$ и $[001]$ соответственно. К кристаллу TeO_2 был прикреплен пьезоэлектрический преобразователь из ниобата лития X-среза. Технология изготовления преобразователя включала в себя напыление на звукопровод электрода из серебра, нанесение на парателлурифт и ниобат лития связующих слоев из индия и вакуумную сварку заготовки преобразователя со звукопроводом. Заготовка преобразователя затем шлифовалась до толщины 74 мкм, соответствующей собственной частоте $f_n = 32$ МГц, после чего на преобразователь напылялся верхний управляющий электрод. Общая толщина склейки не превышала 1,5 мкм. Геометрические размеры верхнего электрода составляли 0,7 см вдоль направления распространения света $[001]$ и 0,2 см в перпендикулярном направлении.

Пьезопреобразователь возбуждал в звукопроводе акустическую волну сложной структуры. Качество сварки и параметры акустического столба оценивались оптическими методами. Диаметр светового луча при этом составлял 0,1 см. Эксперименты, проводившиеся при нескольких частотах ультразвука, показали, что расходимость акустического пучка в плоскости, перпендикулярной направлению $[001]$, значительно превышала дифракционную. Это объясняется акустической анизотропией кристалла TeO_2 и качеством склейки преобразователя со звукопроводом. Однородность ультразвукового столба вдоль направления $[001]$ оценивалась по диаграммам направленности. Значения эффективной длины взаимодействия света и ультразвука лежали в пределах $0,5 \div 0,7$ см, т. е. отличались от размера верхнего электрода преобразователя (0,7 см) не более чем на 30%. Однородность ультразвуко-

вого столба контролировалась также и визуально, по картинам дифракции. Световой пучок при этом расширялся телескопом до величины $a=1,2$ см, равной размеру кристалла вдоль направления [110].

Скорость распространения акустических волн определялась по углу отклонения дифрагированного луча света от направления падающего. Измеренное значение $V=6,17 \cdot 10^4$ см/с в пределах ошибки измерений (1%) совпадало с литературными данными [1, 3]. При этом в частотном диапазоне $f=35 \div 80$ МГц дисперсии скорости ультразвука в парателлурите не обнаружено.

Бегущие акустические волны в кристалле генерировались в виде дугов длительностью $t \leq a/V=19,4$ мкс. Управляющая электрическая мощность вблизи резонансной частоты преобразователя составляла несколько сотен милливатт и обеспечивала эффективность дифракции в десятки процентов. При проведении экспериментов на частотах, лежащих вдали от резонансной частоты, для получения значительной эффективности дифракции электрическую мощность приходилось увеличивать до нескольких ватт.

Экспериментальное изучение дифракции света на ультразвуке проводилось на длине волны света $\lambda=633$ нм. Диаметр светового луча составлял $0,1 \div 0,2$ см. Эффективность акустооптического взаимодействия, т. е. отношение интенсивностей дифрагированного и падающего на кристалл света, измерялась с помощью фотозлектронного умножителя. Кристаллы TeO_2 характеризуются оптической активностью [1], поэтому в экспериментах использовался световой пучок, эллиптически поляризованный кварцевой пластинкой $\lambda/4$.

На рис. 1 представлены результаты экспериментального исследования частотных характеристик зависимостей углов падения $\theta(f)$ оптического пучка на ультразвуковой столб для право- (кривая 1) и лево-эллиптически поляризованного света (кривая 2). При определении зависимостей $\theta(f)$ степень эллиптичности светового пучка подбиралась экспериментально. Отношение длин полуосей для право- и лево-эллиптически поляризованного света лежало в пределах $0,37 \div 0,40$. Частота ультразвука контролировалась частотомером, а изменения углов падения определялись по углам отражения светового пучка от передней грани кристалла TeO_2 . Следует отметить, что указанным методом измеряются лишь относительные изменения углов падения θ . Для получения абсолютных значений углов необходимо знать угол падения на переднюю грань, соответствующий $\theta=0$, т. е. распространению света вдоль оптической оси. Этот угол определялся экспериментально как среднее арифметическое между углами падения света для первого и минус первого дифракционных порядков.

Если на кристалл падает лево-эллиптически поляризованный световой пучок, то на некоторой частоте ультразвука $f=f_0$ угол падения $\theta=0$ [1, 2]. При право-эллиптической поляризации света на той же частоте ультразвука, как было определено в настоящей работе, кривая зависимости $\theta(f)$ имеет минимум $\theta=\theta_0=0,0166$ рад (см. рис. 1). По

помощью фотозлектронного умножителя. Кристаллы TeO_2 характеризуются оптической активностью [1], поэтому в экспериментах использовался световой пучок, эллиптически поляризованный кварцевой пластинкой $\lambda/4$.

На рис. 1 представлены результаты экспериментального исследования частотных характеристик зависимостей углов падения $\theta(f)$ оптического пучка на ультразвуковой столб для право- (кривая 1) и лево-эллиптически поляризованного света (кривая 2). При определении зависимостей $\theta(f)$ степень эллиптичности светового пучка подбиралась экспериментально. Отношение длин полуосей для право- и лево-эллиптически поляризованного света лежало в пределах $0,37 \div 0,40$. Частота ультразвука контролировалась частотомером, а изменения углов падения определялись по углам отражения светового пучка от передней грани кристалла TeO_2 . Следует отметить, что указанным методом измеряются лишь относительные изменения углов падения θ . Для получения абсолютных значений углов необходимо знать угол падения на переднюю грань, соответствующий $\theta=0$, т. е. распространению света вдоль оптической оси. Этот угол определялся экспериментально как среднее арифметическое между углами падения света для первого и минус первого дифракционных порядков.

Если на кристалл падает лево-эллиптически поляризованный световой пучок, то на некоторой частоте ультразвука $f=f_0$ угол падения $\theta=0$ [1, 2]. При право-эллиптической поляризации света на той же частоте ультразвука, как было определено в настоящей работе, кривая зависимости $\theta(f)$ имеет минимум $\theta=\theta_0=0,0166$ рад (см. рис. 1). По

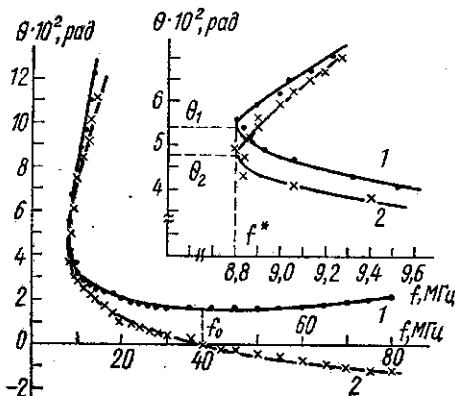


Рис. 1. Частотные зависимости брэгговских углов падения

грешность в измерении углов падения не превышает 0,0002 рад. Экспериментально определенное значение частоты $f_0 = 38 \pm 0,5$ МГц. Минимальное значение частоты ультразвука f^* , при которой еще возможно наблюдение анизотропного рассеяния, составляет 8,8 МГц.

В отличие от дифракции на частоте ультразвука $f = f_0$, селективность анизотропного брэгговского взаимодействия при любой поляризации исходного светового пучка вблизи частоты f^* мала: эффективное рассеяние света на звуке наблюдается в широком интервале углов падения. Вертикальным касательным к кривым $\theta(f)$ на рис. 1 при $f = f^* = 8,8$ МГц соответствуют углы падения $\theta_1 = 0,054$ и $\theta_2 = 0,048$ рад. По виду кривых зависимостей $\theta(f)$ в интервале частот от f^* до f_0 можно судить об оптической активности кристалла парателлурита в плоскости сканирования светового пучка.

На основе экспериментального значения частоты f_0 и угла падения света θ_0 было определено двойное лучепреломление кристалла вдоль оси z , обусловленное оптической активностью, $\Delta n = (3,1 \pm 0,1) \cdot 10^{-4}$. При расчете использовалось значение показателя преломления TeO_2 $n_0 = 2,26$ [1, 3].

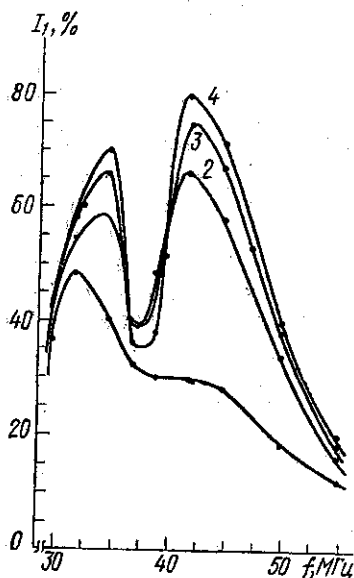


Рис. 2. Частотные зависимости интенсивности дифрагированного света: $P = 20$ (1), 80 (2), 120 (3) и 180 (4) мВт

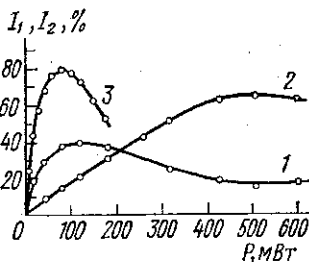


Рис. 3. Зависимость эффективности акустооптического взаимодействия от мощности электрического сигнала на пьезопреобразователе

Известно, что область частот вблизи минимума угла падения света $\theta = \theta_0$ представляет большой интерес для практических применений [1–3]. На рис. 2 приведены результаты измерений частотных зависимостей интенсивности дифрагированного света $I_1(f)$ в первом дифракционном порядке при различных величинах управляющей электрической мощности P , подаваемой на преобразователь. Право-эллиптически поляризованный световой пучок (отношение полуосей 0,4) падал на кристалл под углом $\theta \approx \theta_0$. При определении зависимости $I_1(f)$ на каждой частоте ультразвука к генератору предварительно подключалась согласованная нагрузка и устанавливался требуемый уровень выходной электрической мощности. Затем нагрузка отключалась, и к выходу генератора подсоединялся преобразователь. Уровень выходной мощности генератора при этом не регулировался. Форма кривых зависимости $I_1(f)$ объясняется селективностью анизотропного брэгговского рассеяния и неравномерностью частотной характеристики

преобразователя. Провал в характеристике $I_1(f)$ вблизи частоты f_0 также обусловлен перераспределением энергии между волнами первого и второго порядков дифракции [4]. В соответствии с графиками рис. 2 оптимальным значением управляющей электрической мощности следует признать $P=120$ мВт. В этом случае полоса акустических частот, при которых эффективность дифракции убывает не более чем на 3 дБ, максимальна и равна $\Delta f=20,5$ МГц.

На рис. 3 показаны зависимости интенсивности дифракции в первом (кривая 1) и втором (кривая 2) дифракционных порядках от мощности P электрического сигнала на преобразователе при частоте ультразвука $f=f_0$. Следует отметить, что при $f=f_0$ возможно последовательное перераспределение энергии между волнами нулевого, первого и второго дифракционных брэгговских максимумов. При этом эффективность рассеяния света во втором порядке I_2 , в принципе, может достигать величины 100%, в то время как интенсивность дифракции в первом максимуме I_1 всегда меньше 50%. Для данной акустооптической ячейки максимальная интенсивность $I_1=40\%$ наблюдалась при мощности электрического сигнала $P=115$ мВт. Дальнейшее увеличение мощности приводит к тому, что наблюдается только второй дифракционный максимум. Экспериментально определенное максимальное значение интенсивности I_2 составляло 65% при $P=510$ мВт. Зависимость эффективности дифракции в отсутствие двукратного рассеяния на частоте $f=30$ МГц иллюстрирует кривая 3 рис. 3.

Максимальное число разрешимых элементов дефлектора N обычно определяется как отношение вариации угла дифракции $\Delta\theta_d$ к расходимости оптического луча $\Delta\varphi_l$ [2]:

$$N = \Delta\theta_d / \Delta\varphi_l. \quad (1)$$

В качестве угловой расходимости дифрагированного света берется дифракционный предел

$$\Delta\varphi_l = \lambda/a. \quad (2)$$

С помощью соотношений (1) и (2) рассчитывается максимальное число разрешимых элементов при акустооптическом сканировании [1—3]:

$$N = \Delta f \cdot \tau, \quad (3)$$

где $\tau = a/V$ — быстродействие устройства. Для данной ячейки $\tau = 19,4$ мкс. С учетом экспериментально определенной полосы частот сканирования в первом дифракционном порядке Δf получаем $N=400$. Измеренное значение полосы частот сканирования второго дифракционного порядка оказалось равным $\Delta f_2=4,5$ МГц и практически не зависело от мощности управляющего сигнала. Максимальная эффективность дифракции во втором порядке $I_2=65\%$ достигалась при мощности $P=510$ мВт. Число разрешимых элементов N при сканировании света во втором порядке с учетом двукратного выигрыша в разрешении [4] равно 175.

Очевидно, что в реальном устройстве расходимость дифрагированного света $\Delta\varphi_l$ оказывается больше дифракционного предела (2) из-за несовершенства оптического качества кристалла TeO_2 и используемой оптики, неоднородности акустического столба, тепловых искажений и т. п. Поэтому реальное разрешение дефлектора оказывается меньше рассчитанного по формуле (3).

В данной работе разрешение дефлектора на парателлурите измерялось на установке, блок-схема которой показана на рис. 4. Световой пучок от источника излучения (1) с длиной волны $\lambda=633$ нм проходил через пластинку $\lambda/4$ (2) и разводился телескопом (3) так, чтобы

апертура пучка после прохождения диафрагмы (4) была равна размеру кристалла a . К пьезопреобразователю (5) ячейки на TeO_2 (6) подводился управляющий электрический сигнал от генератора (7). Коллимированный оптический пучок падал на ультразвук под углом $\theta_0 = 0,0166$ рад. На выходе кристалла устанавливалась фокусирующая линза (8) с фокусным расстоянием $F = 28$ см, собирающая дифрагированный свет в фокальной плоскости (9).

Геометрические размеры светового пятна в фокальной плоскости измерялись с помощью микроскопа (10). На каждой частоте ультразвука в пределах полосы частот сканирования $30 \div 50,5$ МГц фиксировалось положение дифракционного светового пятна. Затем частота ультразвука менялась на величину δf так, чтобы пятно переместилось на величину, равную его разме-

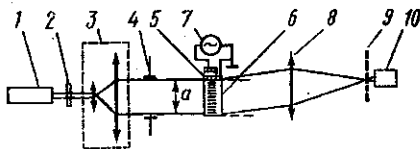


Рис. 4. Блок-схема экспериментальной установки по измерению разрешения дефлектора

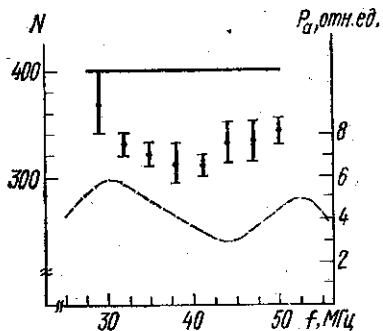


Рис. 5. Зависимость числа разрешимых элементов и эффективности возбуждения ультразвука от акустической частоты

ру, что соответствует разрешению по двойному критерию Рэлея. Изменение частоты δf измерялось частотомером. Разрешение дефлектора по критерию Рэлея рассчитывалось по формуле

$$N = 2\Delta f / (\delta f), \quad (4)$$

где $\Delta f = 20,5$ МГц. Результаты измерений показаны на рис. 5. На этом же рисунке прямой линией отмечено теоретическое значение разрешения $N = 400$. Таким образом, реальное разрешение при сканировании оказалось меньше теоретического значения на $10 \div 20\%$: $N = 330 \pm 20$. Экспериментально определенная зависимость разрешения от акустической частоты может быть объяснена особенностями работы пьезопреобразователя: на разных акустических частотах однородность ультразвукового столба и, следовательно, Δf_i не одинаковы. Эффективность работы преобразователя оценивалась по интенсивности дифрагированного света. На преобразователь подавался электрический сигнал мощностью $P \sim 20$ мВт. В полосе частот сканирования осуществлялась юстировка ячейки по углу падения θ . Эффективность дифракции в этом случае оказывается пропорциональной мощности ультразвука P_a . На рис. 5 пунктиром в относительных единицах показано изменение мощности ультразвука P_a с частотой.

Исследовалось также влияние разогрева звукопровода ячейки акустической и электрической мощностью на характеристики дефлектора. Для этого на кристалл подавались различные уровни управляющего сигнала P и измерялось изменение разрешения N со временем. При работе в импульсном режиме или при уровнях непрерывной электрической мощности $P \leq 500$ мВт заметного влияния электрической мощности на ячейку не обнаружено. При управляющей мощности $P = 600 \div 700$ мВт кристалл TeO_2 за две-три минуты нагревался на четыре градуса выше температуры окружающей среды. Затем темпера-

тура звукопровода стабилизировалась и не менялась в течение нескольких часов непрерывной работы ячейки. Разрешение при этом ухудшалось по сравнению с предыдущим случаем на $5 \div 7\%$. При $P > 750$ мВт даже кратковременное воздействие высокочастотной мощности на ячейку приводило к ухудшению рабочих параметров дефлектора. Таким образом, в качестве предельного управляющего сигнала может быть принята величина $P \approx 500$ мВт. Это значение в несколько раз превосходит мощность накачки при сканировании первого дифракционного максимума. При сканировании с использованием двукратного рассеяния управляющий сигнал также не превосходит величины мощности, предельно допустимой для данной ячейки.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Uchida N., Niizeki N. Proc. IEEE, 1973, 61, N 8, p. 1073. [2] Мустель Е. Р., Парыгин В. Н. Методы модуляции и сканирования света. М.: Наука, 1970. [3] Магдич Л. Н., Молчанов В. Я. Акустооптические устройства и их применение. М.: Сов. радио, 1978. [4] Волошинов В. Б., Парыгин В. Н., Чирков Л. Е. Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон., 1976, 17, № 3, с. 305.

Поступила в редакцию
27.04.83

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1984, т. 25, № 1

УДК 523.31

О РАСПРЕДЕЛЕНИИ СИЛЫ ТЯЖЕСТИ И УКЛОНЕНИЙ ОТВЕСА НА ПОВЕРХНОСТИ МАРСА

Т. Г. Максимова, Н. А. Чуйкова
(ГАИШ)

При планировании исследований планет Солнечной системы очень важно иметь априорные данные о характере и диапазоне изменения параметров гравитационного поля на их поверхностях. Кроме того, нужно выбрать поверхность относимости, к которой наиболее целесообразно приводить все будущие измерения на физических поверхностях планет. Для Земли, поскольку ее центр масс и центр фигуры практически совпадают, а уровенная поверхность в 70 процентах совпадает с физической, такой естественной поверхностью относимости является геоид.

У Марса уже одно смещение центра фигуры относительно центра масс (к юго-востоку примерно на 2,3 км), вызывающее систематическую разницу в силе тяжести в 900 мГал, не позволяет использовать в качестве поверхности относимости ни сферу с центром в центре масс, ни уровенный эллипсоид, ни ареоид. Кроме того, на Марсе нет естественных уровней поверхности отсчета, как это имеет место на Земле.

Если обратиться к разложению по сферическим функциям непосредственно самой физической поверхности, то в нем сложно выделить какую-либо правильную нормальную составляющую. Так, вклад в рельеф, вносимый гармоникой c_{20} (эллипсоидальный член), примерно того же порядка малости, что и вклад от остальных гармоник. Поэтому нецелесообразно выделять эллипсоид в качестве поверхности относимости.

Наконец, следует обратить внимание на тот факт, что при редуцировании аномалий силы тяжести с физической поверхности на по-