

07; 08; 12

ШИРОКОПОЛОСНЫЙ АКУСТООПТИЧЕСКИЙ ДЕФЛЕКТОР НА ОБЪЕМНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛНАХ

В. Н. Белый, И. Г. Войтенко, Н. Н. Горелый, Г. В. Кулак

Представлены результаты расчета и экспериментального исследования акустооптического дефлектора на объемных акустических волнах, возбуждаемых простым методом с помощью преобразователя встречно-штыревого типа. Показано, что при заданном периоде и числе пар встречных штырей преобразователя существует оптимальная полоса частот дефлектора, внутри которой достигается максимальная эффективность дифракции. Из анализа работы исследуемого дефлектора следует, что устройство с успехом может применяться для спектрального анализа радиочастотных сигналов, согласованной фильтрации, в качестве акустооптического процессора для операций линейной алгебры в оптических вычислительных машинах.

Дифракция электромагнитного излучения оптического диапазона на периодических структурах приобретает все более важное значение во все большем числе областей технического применения. С помощью дифракции света на решетке осуществляется отклонение и сканирование пучка. Дифракция может получаться при этом на решетке, создаваемой объемной или поверхностной акустической волной.

Среди всех известных в настоящее время отклоняющих устройств особое место занимают акустооптические дифракционные дефлекторы, обладающие высоким разрешением и быстродействием. Они позволяют осуществлять как непрерывное скапирование луча по произвольному закону, так и дискретное переключение в любое из разрешимых положений. Все это наряду с простотой конструкции и управления, низким электропотреблением, небольшими размерами обеспечивает таким дефлекторам самое широкое применение. В настоящее время акустооптические дефлекторы, работающие в режиме Брэгга, являются основой разнообразных систем обработки сигналов в реальном масштабе времени. Большая часть данных применений требует использования высокочастотных режимов работы, обеспечивающих большую ширину полосы частотной перестройки наряду с высокой дифракционной эффективностью и большим временем обработки. Однако конструирование высокоэффективных широкополосных акустооптических дефлекторов сопряжено с определенными технологическими трудностями при изготовлении пластинчатых или пленочных преобразователей акустических волн.

В данной работе приведены экспериментальные исследования акустооптического дефлектора на объемных акустических волнах, возбуждаемых простым методом с помощью преобразователя встречно-штыревого типа. Рассматриваются некоторые применения устройства и обсуждаются основные рабочие характеристики.

Как известно [1], наличие дифракции во всем диапазоне частотной перестройки обеспечивается благодаря расходимости ультразвукового пучка. Необходимость создания достаточно большой расходимости пучка при уменьшении апертуры преобразователя приводит к большим управляющим мощностям. Более совершенные характеристики имеют дефлекторы с преобразователями в виде фазированной решетки излучателей. Такие преобразователи возбуждают акустический пучок с диаграммой направленности, сканирующей

при изменении частоты ультразвука. Таким образом, в устройстве становится возможным подстраивать фронт акустической волны с изменением частоты ультразвука под угол Брэгга [2]. Строгий анализ [1] прохождения акустических мод (отличных от рэлеевской) вдоль свободной верхней поверхности показывает, что в ряде случаев параллельно этой поверхности могут распространяться псевдоповерхностные акустические волны, удовлетворяющие граничным условиям. Эти волны затухают вдоль направления распространения, передавая энергию объемным волнам, которые излучаются в объем твердого тела. При использовании преобразователя встречно-штыревого типа для возбуждения объемных акустических волн используется набор излучателей с противофазным возбуждением соседних элементов. При этом все секции преобразователя электрически включены последовательно, что существенно облегчает задачу согласования преобразователя с генератором электрических колебаний.

В эксперименте использовался кристалл ниобата лития размером

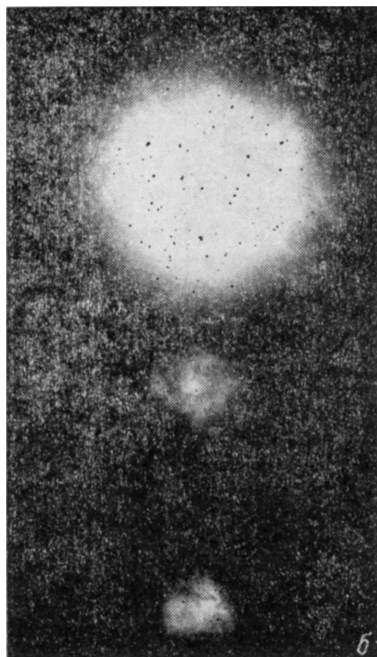
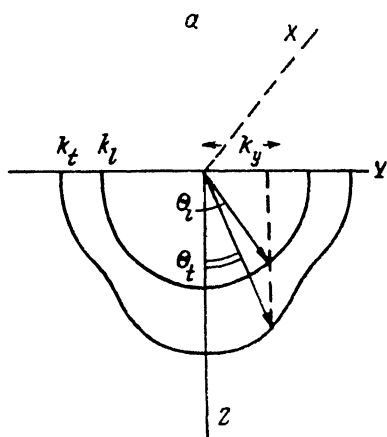


Рис. 1.

$10 \times 8 \times 15 \text{ мм}^3$ вдоль граней X , Y и Z соответственно. На одной из граней кристалла (плоскость XY) методом фотолитографии наносилась система встречно-штыревых электродов из алюминия с ориентацией штырей вдоль направления X -кристалла. Система электродов содержала 20 пар встречных штырей с периодом $d=80 \text{ мкм}$ и длиной 3 мм. При падении лазерного излучения ($\lambda_0=0.63 \text{ мкм}$) на кристалл под углом Брэгга луч света испытывал дифракцию как на квази-продольной, так и на квазипоперечной акустических волнах, возбуждаемых встречно-штыревым преобразователем в объеме кристалла. На рис. 1 показано сечение поверхностей волновых векторов ниобата лития для используемой в эксперименте конфигурации (а) и картина дифракции на выходе устройства (б).

Для заданной частоты f продольная компонента волновых векторов возбуждаемой акустической волны задается периодом встречно-штыревого преобразователя $d k_{y,t} = k_{y,t} \equiv 2\pi/d$. При этом углы θ_l и θ_t между направлениями волновых векторов и осью Z -кристалла находятся из выражения

$$\sin \theta_{l,t} = \frac{k}{k_{l,t}} = \frac{v_{l,t}(\theta)}{df}, \quad (1)$$

где v_l — скорость квазипродольной акустической волны, v_t — скорость квазипоперечной акустической волны. Соответствующие углы Брэгга при дифракции на продольной θ_B^l и поперечной θ_B^t волнах определяются по формулам

$$\sin \theta_B^l = \frac{f \lambda_0}{2v_l n_l}, \quad \sin \theta_B^t = \frac{f \lambda_0}{2v_t n_t}, \quad (2)$$

где n_0 — показатель преломления кристалла в направлении падения оптического луча.

Как следует из рис. 1, б, в картине дифракции присутствуют два дифракционных максимума. При заданном угле падения α_n для некоторой частоты f_1 наблюдается максимум эффективности дифракции на поперечной волне, затем с увеличением частоты наблюдается максимальная эффективность дифракции на продольной волне для частоты f_2 . Для расчета оптимального режима дифракции с максимально возможной шириной полосы частотной перестройки встречно-штыревой преобразователь можно представить как антенную решетку с амплитудным распределением акустической волны в виде [4]

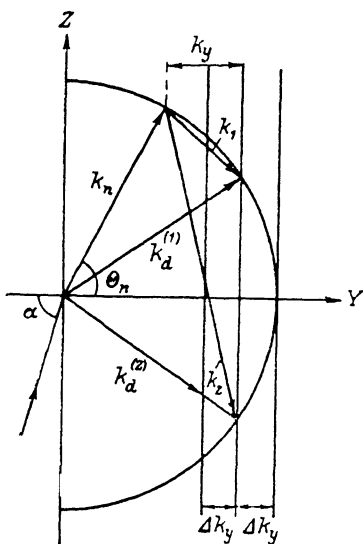


Рис. 2.

$$A(\theta) = A_0 \frac{\sin N\delta}{\cos \delta/2}, \quad (3)$$

где $\delta = \pi \sin \theta (df/v)$ (N — число пар штырей, d — период решетки). Половину угловой расходимости пучка по уровню мощности ультразвука 3 дБ запишем в виде [6]

$$\Delta\varphi = 0.45 \frac{v}{Nd f}. \quad (4)$$

Этому значению $\Delta\varphi$ соответствует фазовая отстройка от брэгговского синхронизма Δk_y . Таким образом, для оптимального режима необходимо подобрать такой угол падения θ оптического луча на фронт акустической волны, чтобы в центре частотной полосы перестройки выполнялось условие

$$|\Delta k| \leq \frac{0.9\pi}{Nd}. \quad (5)$$

Как следует из векторной диаграммы для расчета полосы частот оптимального режима дифракции (рис. 2), угол падения света определяется по формуле

$$\cos \theta_n = 1 - \frac{k_y + \Delta k_y}{k_0}, \quad (6)$$

где

$$k_y = \frac{2\pi}{d}, \quad \Delta k_y = \frac{0.9\pi}{Nd}, \quad k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0} n_0.$$

Следует также отметить, что при заданных периоде d и числе пар N встречно-штыревого преобразователя существует оптимальная полоса частот $f_1 \dots f_2$, внутри которой достигается максимальная эффективность дифракции. При этом частота f_1 соответствует выполнению условия

$$\mathbf{k}_n + \mathbf{k}_1 = \mathbf{k}_d^{(1)}, \quad (7)$$

где \mathbf{k}_n — волновой вектор падающей волны, \mathbf{k}_d — волновой вектор дифрагированной волны.

Чтобы найти выражение для частоты ультразвука f_1 , векторное равенство (7) запишем в компонентах

$$k_{ny} = k_{dy}^{(1)} - k_y, \quad k_{nz} = k_{dz}^{(1)} - k_{dz}^{(1)}, \quad (8)$$

отсюда

$$k_{1z} = k_{nz} - k_{dz}^{(1)} = k_0 \sin \theta_n - \sqrt{2k_0 \Delta k_y}. \quad (9)$$

Аналогично для f_2

$$k_{2z} = k_{nz} + k_{dz}^{(2)} = k_0 \sin \theta_n + \sqrt{2k_0 \Delta k_y}. \quad (10)$$

Объединяя (9) и (10), запишем выражение для расчета боковых частот оптимальной полосы дифракции $f_{1,2}$

$$f_{1,2} = \frac{v}{2\pi} \sqrt{\left(\frac{2\pi}{d}\right)^2 + (k_0 \sin \Theta_n \mp \sqrt{2k_0 \Delta k_y})^2}, \quad (11)$$

где знак «-» соответствует частоте f_1 , а знак «+» — частоте f_2 .

В используемом частотном диапазоне дефлектора, заключенном между f_1 и f_2 (нижней и верхней частотами диапазона), условия фазового синхронизма могут удовлетворяться одним из плосковолновых компонентов углового спектра акустического пучка, генерируемого встречно-штыревым преобразователем. При этом максимальное отклонение компонента от основного направления акустической волны происходит на частоте $f_{cp} \approx \sqrt{f_1 f_2}$. Таким образом, для поддержания максимальной дифракционной эффективности в полосе частот при выполнении условия (5) число электродных пар встречно-штыревого преобразователя определяется в соответствии с выражением [6]

$$N \leq 1.8 f_1 f_2 / (f_2 - f_1)^2. \quad (12)$$

В условиях нашего эксперимента оптимальный угол падения оптического луча на акустическую ячейку выбирался в соответствии с выражением (6) и составлял величину 4.9° . На рис. 3 приведены расчетная (1) и экспериментальная (2) зависимости эффективности дифракции от частоты. Как видно, в зависимости наблюдается два выраженных максимума на частотах 7.8 и 2.5 ГГц, что находится в соответствии с выражением (11). Ширина полосы частотной перестройки по уровню 3 дБ составила величину 0.8 ГГц при значении эффективности 3—5%. Некоторое несовпадение расчетной и экспериментальной зависимостей объясняется трудностями при согласовании импеданса преобразователя с источником возбуждения через согласующую цепь. В диапазоне частот выше 500 МГц трудно реализовать расчетные параметры согласующей цепи вследствие паразитного сопротивления катушки индуктивности и паразитной индуктивности выводов встречно-штыревого преобразователя. Такие цепи ограничивают ширину полосы и обычно имеют потери, что налагает ограничения и на характеристики акустооптических устройств. Следует также отметить, что в эксперименте встречно-штыревой преобразователь содержал двадцать пар встречных штырей, что не соответствовало оптимальному числу $N \leq 16$, как следует из выражения (12).

Тем не менее параметры исследуемого дефлектора вполне удовлетворяют требованиям, предъявляемым в настоящее время к системам акустооптической обработки информации. Даже для временного окна исследуемого дефлектора (~ 3 мкс) произведение «время \times полоса», или число разрешимых элементов, составляет 2400. Таким образом, дефлекторы с возбуждением акустических волн при помощи встречно-штыревого преобразователя обладают более широкой полосой, просты в изготовлении по сравнению с традиционными и с успехом могут применяться для спектрального анализа радиочастотных сигналов, согласованной фильтрации в качестве акустооптических процессоров для операций линейной алгебры в оптических вычислительных машинах.

Литература

- [1] Балацкий В. И., Парыгин В. Н., Чирков Л. Е. Физические основы акустооптики. М.: Радио и связь, 1985. 280 с.
- [2] Корнел А., Адлер Р., Десмарес П., Ватсон В. // ТИИЭР. 1966. Т. 54. Вып. 10. С. 225—234.
- [3] Уэйджерс Р. С. // ТИИЭР. 1976. Т. 64. Вып. 5. С. 155—158.
- [4] Coquin G. A., Griffin J. P., Anderson L. K. // IEEE Trans. 1970. Vol. SU-17. N 1. P 34—40.
- [5] Palmieri L., Socino G., Verona E. // Appl. Phys. Lett. 1985. Vol. 47. N 5. P. 463—465.

Институт физики АН БССР
Могилевское отделение

Поступило в Редакцию
9 февраля 1988 г.

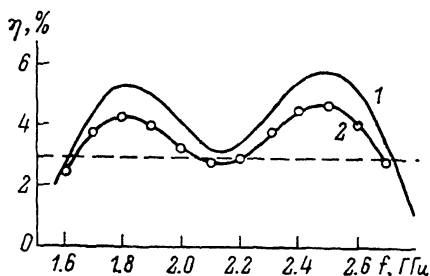


Рис. 3.