

НЕКОЛЛИНЕАРНЫЕ АКУСТООПТИЧЕСКИЕ ФИЛЬТРЫ С ПЕРЕСТРАИВАЕМОЙ ШИРИНОЙ ПОЛОСЫ ПРОПУСКАНИЯ

Г.В. Рыбалка

(представил д.т.н, проф. Л.Ф. Купченко)

Обсуждается способ создания неколлинеарного акустооптического фильтра, в котором изменение ширины полосы пропускания осуществляется путем изменения условий брэгговского синхронизма, что обеспечивается изменением диапазона частот ультразвука, с одновременным изменением угла взаимодействия. Исследуется акустооптическая фильтрация с перестройкой полосы пропускания, как для первого, так и второго брэгговских резонансов.

Постановка задачи. Перестраиваемые акустооптические фильтры являются перспективными устройствами оптоэлектроники и входят в состав систем спектрального анализа. Перестройка центра полосы пропускания по спектральному диапазону обычно осуществляется электронным способом путем изменения частоты ультразвука при фиксированном угле взаимодействия.

Однако до настоящего времени отсутствовали сообщения о создании акустооптического фильтра неколлинеарного типа, в котором помимо перестройки центра полосы пропускания осуществляется также управление ее шириной.

В настоящей работе исследуется возможность создания акустооптических фильтров, в которых изменение ширины полосы пропускания осуществляется путем изменения условий брэгговского синхронизма (путем изменения диапазона частот ультразвука с одновременным изменением угла взаимодействия).

Известно [1], что с увеличением частоты ультразвука условия брэгговского синхронизма выполняются в более узком спектральном диапазоне и, следовательно, изменяя период дифракционной решетки вызванной ультразвуковой волной, возможно, осуществлять управление шириной полосы пропускания. Однако, с изменением частоты ультразвука необходимо одновременно изменять угол взаимодействия, чтобы обеспечить условия брэгговского синхронизма. Под условиями брэгговского синхронизма будем понимать диапазон частот ультразвуковых волн, в

пределах которого амплитуда дифракционной составляющей не равна нулю, а среднее значение частоты ультразвука вычисляется из известного соотношения, связывающего величину угла Брэгга θ_B и волновые числа ультразвука и света соответственно равны k_0 и k ($\sin\theta_B = -k_0/2k$).

Предлагаемый метод управления полосой пропускания акустооптических фильтров с использованием изменения условий брэгговского синхронизма состоит в том, что дискретно изменяется угол Брэгга и в соответствии с этим выбирается диапазон частот ультразвука в пределах которого осуществляется перестройка центра полосы пропускания в заданном участке спектра оптического излучения.

В статье изучается акустооптическая фильтрация с перестройкой полосы пропускания для брэгговских резонансов как первого так и второго порядков.

Известно, что при взаимодействии света с ультразвуковой волной под углами кратными углу Брэгга величина дифракционных составляющих второго и третьего порядков может быть соизмерима с амплитудой светового излучения [2, 3]. Эти условия взаимодействия получили название брэгговских резонансов высших порядков. Существенно, что составляющие высших порядков дифракции обладают большей величиной угловой и спектральной селективности.

Цель. Целью настоящей статьи является исследование возможности создания неколлинеарного акустооптического фильтра, в котором изменение ширины полосы пропускания осуществлялась путем изменения условий брэгговского синхронизма. Для этого исследуется зависимость спектральной селективности пространственных составляющих первого и второго порядка от частоты ультразвука при различных условиях взаимодействия света с ультразвуковой волной.

Метод решения задачи. В устройствах селективной акустооптической фильтрации информация о спектральных свойствах излучения содержится в пространственном спектре светового потока, и обычно определяется энергетическими характеристиками пространственных составляющих (дифракционной эффективностью или коэффициентом пропускания устройства).

Под дифракционной эффективностью понимают отношение квадратов амплитуды дифракционной составляющей к амплитуде падающего излучения $\eta_i = |E_i/A|^2$, ($i = 1, 2, \dots$). Тогда для определения зависимости ширины полосы пропускания от условий брэгговского синхронизма воспользуемся результатами работы [2] и запишем выражение для дифракционной эффективности составляющих первого и второго порядков в

следующем виде:

$$\eta_1 = \frac{1}{\tilde{R}_1} \sin^2 \left(\frac{1}{2} \frac{\Delta n}{n_0} k / \tilde{R}_1 \right); \quad (1)$$

$$\eta_2 = \frac{1}{\tilde{R}_2^2} \sin^2 \left[\frac{1}{2} \left(\frac{\Delta n}{n_0} \right)^2 \left(\frac{k}{k_0} \right)^2 k / \tilde{R}_2 \right], \quad (2)$$

где $\tilde{R}_1 = \sqrt{1 + \gamma_1^2}$; $\tilde{R}_2 = \sqrt{1 + \gamma_2^2}$; $\gamma_1 = \frac{\varepsilon_1}{2q}$; $\gamma_2 = \frac{\varepsilon_2}{q^2}$; $\varepsilon_1 = 1 - \frac{2k \sin \theta}{k_0}$;

$\varepsilon_2 = 2 \left(1 - \frac{k \sin \theta}{k_0} \right)$; l – длина взаимодействия; $q = \frac{\Delta n}{n} \left(\frac{k}{k_0} \right)^2$ – параметр

Рытова; $\frac{\Delta n}{n}$ – относительное изменение коэффициента преломления среды вызванное ультразвуком.

Из выражений (1) и (2), определим спектральную селективность как отношение $\frac{\Delta \lambda}{\lambda}$, где $\Delta \lambda$ – приращение длины световой волны при которой дифракционная эффективность принимает нулевые значения. Тогда для каждой из пространственных составляющих первого и второго порядков получим:

$$\left(\frac{\Delta \lambda}{\lambda} \right)_1 = 2\sqrt{3}q; \quad \left(\frac{\Delta \lambda}{\lambda} \right)_2 = \sqrt{3}q^2. \quad (3)$$

Поскольку для высокочастотного ультразвука параметр Рытова $q \ll 1$, то потенциальные селективные свойства первых и вторых порядков будут достаточно сильно отличаться.

Очевидно, что высокие селективные свойства высших порядков дифракции могут найти практическое использование лишь в том случае, если одновременно будут определены условия взаимодействия, при которых эти свойства проявляются наряду с максимальной дифракционной эффективностью.

Как видно из выражений максимальная дифракционная эффективность, для каждого из порядков может быть обеспечена при выполнении следующих двух условий. Во-первых, при равенстве нулю относительной расстройки $\varepsilon_1 = 0$ либо $\varepsilon_2 = 0$, а во-вторых, при достижении аргумента синуса в каждом из выражений $\pi/2$, т.е. при условиях:

$$\left(\frac{\Delta n}{n_0}\right)kl = \pi; \quad \left(\frac{\Delta n}{n_0}\right)^2 \left(\frac{k}{k_0}\right)^2 kl = \pi. \quad (4)$$

Тогда используя соотношения (3) и (4) получим систему уравнений:

$$\begin{cases} \frac{\Delta\lambda}{\lambda} = 2\sqrt{3}q; \\ \frac{k_0^2 l}{2k} q = \frac{\pi}{2}; \end{cases} \quad \begin{cases} \frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{\sqrt{3}}{2} q^2; \\ \frac{k_0^2 l}{2k} q^2 = \frac{\pi}{2}, \end{cases} \quad (5)$$

которая позволяет определить выражение для спектральной селективности $\Delta\lambda/\lambda$ пространственных составляющих первого и второго порядков, когда одновременно для каждого из них реализуется максимальная дифракционная эффективность

$$\Delta\lambda/\lambda = \frac{\sqrt{3} \cdot v_0}{2 \sin \theta_B \cdot f_0 \cdot l}; \quad \Delta\lambda/\lambda = \frac{\sqrt{3} \cdot v_0}{8 \cdot \sin 2\theta_B \cdot f_0 \cdot l}, \quad (6)$$

где f_0 – частота ультразвука; v_0 – скорость ультразвука.

2. Результаты и обсуждение. С использованием выражений (6), построен график зависимости спектральной селективности от частоты ультразвука, при трех различных углах взаимодействия света с ультразвуковой волной θ_{Bi} ($i = 1, 2, 3$) для первого брэгговского резонанса и $2\theta_{Bi}$ для второго.

Существенно, что в пределах каждого из угловых диапазонов осуществляется селекция одного и того же интервала светового спектра, в рассматриваемом случае, от 0,4 до 0,8 мкм (рис. 1).

На графике сплошными линиями изображены зависимости разрешающей способности акустооптического фильтра построенного с использованием составляющих первого порядка дифракции, а пунктиром – зависимость для вторых порядков.

Зависимости построены для случая, когда в качестве звукопровода используется кристалл парателурита у которого при выбранной геометрии взаимодействия скорость распространения ультразвука составляет $0,617 \cdot 10^5$ см/с, а коэффициент преломления для обыкновенной волны равен $n_0 = 2,26$. Средние значение частот в каждом из трех частотных диапазонов выбирались равными 90, 115, 150 МГц, а углы взаимодействия в каждом из диапазонов были вычислены для длины световой волны равной 0,63 мкм и составляют:

$$\theta_{B1} = 0,02 \text{ рад}; \quad \theta_{B2} = 0,024 \text{ рад}; \quad \theta_{B3} = 0,034 \text{ рад}.$$

Переходя к обсуждению результатов необходимо отметить, следу-

ющее. С изменением частоты ультразвука происходит не только перестройка центра полосы пропускания но и изменение ширины полосы т.е разрешающей способности. Нас будет интересовать дискретное изменение разрешающей способности, которое происходит с изменением угла взаимодействия и соответствует частотам 90, 115, 150 МГц.

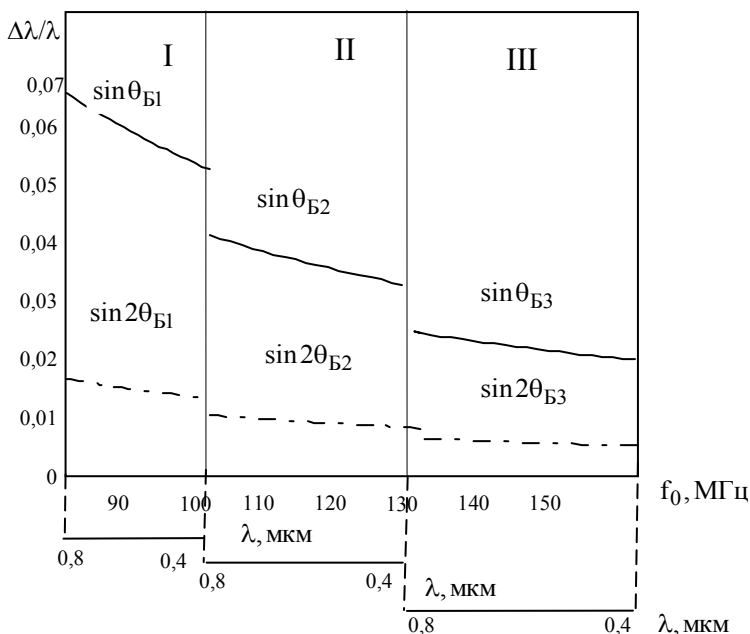


Рис. 1. Анализ разрешающей способности акустооптического фильтра

Оценки показывают, что при переходе с первого диапазона на второй полоса изменяется примерно в полтора раза, а из первого диапазона в третий в два с половиной раза, причем отношение изменение полосы пропускания сохраняется примерно одинаковым как для первого, так и для второго брэгговских резонансом.

ЛИТЕРАТУРА

1. Балакий В.И., Парыгин В.И., Чирков Л.Е. Физические основы акустооптики. – М.: Радио и связь, 1985. – 280 с.
2. Зильберман Г.Е., Сидоров И.Н., Купченко Л.Ф. К дифракции света на ультразвуке // Радиотехника и электроника. – 1982. – 27, № 2. – С. 241 – 247.
3. Волошинов В.Б., Бломше Э., Леруа О. и др. Эффективность акустооптического взаимодействия во втором порядке дифракции // Оптика и спектроскопия. – 1996. – 81, № 5. – С. 835 – 841.

Поступила 2.11.2004

РЫБАЛКА Григорий Валерьевич, адъюнкт кафедры ХУ ВС. В 2001 году окончил ХВУ. Область научных исследований – оптические информационные технологии.
