

ВЛИЯНИЕ РАСХОДИМОСТИ СВЕТОВОГО И УЛЬТРАЗВУКОВОГО ПУЧКОВ НА ДИФРАКЦИОННУЮ ЭФФЕКТИВНОСТЬ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ СОСТАВЛЯЮЩИХ ПЕРВОГО И ВТОРОГО ПОРЯДКОВ В АКУСТООПТИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОРАХ

к.т.н. А.А. Копылов, А.В. Шевченко, Е.Л. Черкашина
(представил д.т.н., проф. Л.Ф. Купченко)

Исследуется влияние расходимости светового и ультразвукового пучков на дифракционную эффективность пространственных составляющих первого и второго порядков в акустооптических процессорах, когда взаимодействие света с ультразвуковой волной осуществляется под углами, кратными углу Брэгга.

Постановка задачи. Известно, что характеристики акустооптических устройств в основном определяются условиями взаимодействия световой и ультразвуковой волн. Обычно используют условия брэгговского взаимодействия, когда при угле Брэгга максимален первый порядок дифракции (первый брэгговский резонанс). Установлено [1], что путем изменения условий акустооптического взаимодействия, в частности, при взаимодействии под двойным углом Брэгга можно реализовать условия, когда максимален второй порядок дифракции (второй брэгговский резонанс). Помимо этого на характеристики акустооптических устройств оказывают влияния конечные размеры области взаимодействия, а также величина расходимости светового и ультразвукового пучков. Для составляющих первого порядка дифракции влияния расходимости светового и ультразвукового пучков достаточно полно изучены [2, 3]. Однако роль расходимости пучков на дифракционную эффективность составляющих второго порядка в акустооптических процессорах не исследовались и являются предметом обсуждения в настоящей статье.

Цель. Целью настоящей статьи является исследование дифракции ограниченных в пространстве светового и ультразвукового пучков при первом и втором брэгговских резонансах.

Метод решения задачи. Задача решается спектральным методом, при реализации которого падающий световой пучок и ультразвуковой импульс представляются в виде пространственного и частотного спек-

тров. Полагают, что каждая пространственная составляющая падающего светового пучка рассеивается на определенной частотной составляющей ультразвукового импульса [4]. Это позволяет использовать решение для плоских световой и ультразвуковой волн.

Пусть в акустооптической ячейке распространяется короткий ультразвуковой импульс, имеющий гауссово распределение вдоль оси Z :

$$u(z, t) = u_0 \exp\left(-\frac{(z - v_0 t)^2}{h^2}\right) \exp(i(2\pi f_0 t - k_0 z)), \quad (1)$$

где u_0 – максимальная амплитуда в центре пучка; $2h$ – его эффективная длина; f_0 , v_0 – частота и скорость звука соответственно.

На акустооптическую ячейку под углом θ_0 падает гауссов световой пучок, имеющий ширину $2a$ в плоскости акустооптического взаимодействия XZ и максимальную амплитуду E_0 в точке $X = 0$; $Z = 0$:

$$E(z) = E_0 \exp\left[-z^2/a^2\right]. \quad (2)$$

Разложим световое поле $E(z)$ по плоским волнам:

$$E_{\text{вх}}(\theta_i) = \int_{-\infty}^{\infty} E(z) \exp(-ik_i \sin\theta_i z) dz = E_0 a \sqrt{\pi} \exp\left(-\frac{k_i^2 a^2}{4} (\theta_i - \theta_0)^2\right), \quad (3)$$

где k_i – волновое число падающей световой волны; θ_i – угол падения.

Для спектра акустического импульса с учетом (1) можно записать:

$$U(k_0) = \int_{-\infty}^{\infty} u(z) \exp(-iKz) dz = u_0 h \sqrt{\pi} \exp(-ik_0 v_0 t) \exp\left(-\frac{h^2}{4} (k_0 + k_0')^2\right). \quad (4)$$

Будем полагать, что каждая составляющая светового пучка (3), проходя через ячейку, рассеивается на каждой монохроматической составляющей акустического пучка. В этом случае можно использовать следующие выражения, описывающие взаимодействия плоских световой и ультразвуковой волн для первого и второго порядков дифракции [1]:

$$E_1 = A \frac{\beta}{2} \operatorname{sinc} \left[\frac{1}{\pi} \sqrt{\left(\frac{Q\varepsilon_1}{4}\right)^2 + \left(\frac{\beta}{2}\right)^2} \right] \exp \left[i \left(\frac{\varepsilon_1(\theta_i, k_0)}{4\pi} \right) \right] \exp(ik_d l \cos \theta_d); \quad (5)$$

$$E_2 = A \frac{\beta q}{2} \operatorname{sinc} \left[\frac{1}{\pi} \sqrt{\left(\frac{Q\varepsilon_2}{4}\right)^2 + \left(\frac{\beta q}{2}\right)^2} \right] \exp \left[i \left(\frac{\varepsilon_1(\theta_i, 2k_0)}{4\pi} \right) \right] \exp(ik_d l \cos \theta_d), \quad (6)$$

где k_d – волновое число рассеянной световой волны; θ_d – угол дифрак-

ции; $\beta = \Delta n k l / n$ – индекс фазовой модуляции, $Q = k_0^2 l / k$; $\text{sinc } x = \sin x / x$; $q = \Delta n / n (k / k_0)^2$; $\varepsilon_1 = 1 - \sin \theta_0 / \sin \theta_6$; $\varepsilon_2 = \chi (1 - \sin \theta_0 / \sin 2\theta_6)$; $\Delta n / n$ – относительная величина изменения коэффициента преломления среды, вызванная звуковой волной.

Угловой спектр светового пучка $E_d(\theta_d)$ на выходе акустооптической ячейки получим, просуммировав все рассеянные световые волны, полагая при этом, что эффективность дифракции мала и, следовательно, при $\beta/2 \ll Q\varepsilon/4$ величиной, характеризующей эффективность акустооптического взаимодействия β под знаком $\text{sinc}(\bullet)$, можно пренебречь. В силу громоздкости промежуточных выражений приведем и обсудим лишь конечные результаты.

Обычно исследования свойств акустооптического взаимодействия осуществляется через интегральную эффективность дифракции:

$$\chi = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} |E_d(\Theta_d)|^2 d\Theta_d}{\int_{-\infty}^{\infty} |E_i(\Theta_i)|^2 d\Theta_i}. \quad (7)$$

Тогда с использованием (5) для составляющей первого порядка запишем

$$\chi_1 = \left(\frac{\beta}{2}\right)^2 V_1(W, H, Q, \Theta_0, \Theta_B, \tau), \quad (8)$$

где
$$V_1 = \frac{1}{2} \left(\frac{\pi}{2}\right)^{3/2} W H^2 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(-\frac{\pi^2}{4} (W^2 (\Theta_i - \Theta_0)^2 + H^2 (\Theta_i - \Theta_d + 2)^2)\right) \times$$

$$\times \text{sinc}\left(\frac{Q}{4\pi} \left(\frac{\Theta_d^2 - \Theta_i^2}{4} - \Theta_B - 1\right)\right) \exp\left(-i\frac{\tau}{2} \Theta_i\right) d\Theta_i \Big|_{\Theta_d}^2; \quad (9)$$

$W = \frac{a}{\lambda_0}$, $H = \frac{h}{\lambda_0}$; $\Theta = \frac{\theta}{|\theta_B^{(i)}|}$, $\tau = 2\pi f_0 t$ – характеризует степень времен-

ного перекрытия светового пучка с ультразвуковым импульсом.

Функция V_1 всегда меньше единицы. Она показывает степень уменьшения интегральной эффективности дифракции из-за ограниченности области акустооптического взаимодействия. Лишь в предельном случае, когда $h, a \rightarrow \infty$ и $\Theta_0 = \Theta_B$, функция $V_1 \rightarrow 1$.

При взаимодействии ограниченных волновых пучков определяющую роль играет параметр Гордона G , равный отношению расходимости светового φ_l и ультразвукового φ_s пучков:

$$G = \varphi_I / \varphi_S = Q / (\pi^2 W). \quad (10)$$

На рис. 1, а представлены зависимости B_1 , вычисленные по формуле (9) для взаимодействия света и звука при изотропной дифракции от величины параметра G при различных значениях параметра $R = h/a = H/W$. Существенно, что параметр R , а не абсолютное значение ширины звукового h и светового пучков a , определяют пространственную структуру и энергетические характеристики светового поля.

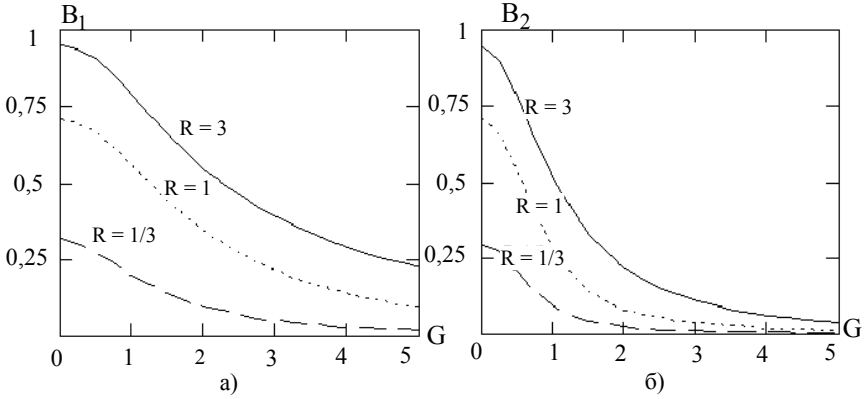


Рис. 1. Зависимость B_1 и B_2 от G

Как следует из представленных зависимостей, с увеличением параметра Гордона G происходит ухудшение свойств акустооптического взаимодействия. Это связано с тем, что при взаимодействии ограниченных пучков невозможно выполнить условия фазового синхронизма для всех спектральных составляющих светового и ультразвукового пучков.

При исследовании интегральной интенсивности составляющей второго порядка вместо выражения (5) следует воспользоваться выражением (6). Тогда выражение, описывающее взаимодействие светового пучка с акустическим цугом под двойным углом Брэгга, примет вид:

$$B_2(G) = \frac{1}{2} \left(\frac{\pi}{2} \right)^{3/2} W H^2 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \exp \left(- \frac{\pi^2}{4} \left(W^2 (\Theta_i - \Theta_0)^2 + H^2 (\Theta_i - \Theta_d + 2)^2 \right) \right) \times \\ \times \operatorname{sinc} \left(\frac{Q_k}{2\pi} \left(\frac{\Theta_d^2 - \Theta_i^2}{4} + 1 \right) \right) \exp \left(- j \frac{\tau}{2} \Theta_i \right) d\Theta_i \Big|_{\Theta_d}^2. \quad (11)$$

С использованием выражения (11) построены графики (рис. 1, б) отображающие зависимости $B_2(G)$ для случая, когда взаимодействие

происходит под двойным углом Брэгга.

Обсуждение результатов. Как видно из графиков при взаимодействии световой и ультразвуковой волн под двойным углом Брэгга закономерности акустооптического взаимодействия для ограниченных пучков сохраняются. Однако из-за более сложного характера рассеяния света на ультразвуковой волне их количественные значения будут другими. Для второго брэгговского резонанса зависимости идут круче, так как селективность второго порядка дифракции больше и условия фазового синхронизма перестают выполняться при меньших значениях параметра Гордона, чем в случае с первым брэгговским резонансом. Действительно, если G , т.е. угловые расходимости светового ϕ_1 и ультразвукового ϕ_s пучков равны, при $R=3$ интегральная эффективность дифракции для составляющей первого порядка $V_1 \approx 0.8$, а для второго порядка $V_2 \approx 0.5$. Для рассматриваемого примера интегральная эффективность пространственной компоненты второго порядка составляет около 60%.

Выводы. Исследования дифракции ограниченного светового пучка на акустическом цуге малой длительности при первом и втором брэгговских резонансах показали, что пространственные составляющие второго порядка в большей степени, чем первые, зависят от величины параметра Гордона.

ЛИТЕРАТУРА

1. Зильберман Г.Е., Сидоров И.Н., Купченко Л.Ф. К теории дифракции света на ультразвуке // *Радиотехника и электроника*. – 1982. – Т. 27, № 2. – С. 241 – 247.
2. Балакий В.И., Упасена Х.А. Акустооптическое взаимодействие ограниченных волновых пучков // *Вестн. Моск. ун-та. сер. Физика. Астрономия*. – 1982. – Т. 23. – № 5. – С. 71 – 76.
3. Балакий В.И., Мартынова М.И., Румянцев А.А. Дифракция света на акустическом импульсе // *Оптика и спектроскопия*. – 1998. – Т. 84, № 5. – С. 860 – 866.
4. Балакий В.И., Парыгин В.Н., Чирков Л.Е. *Физические основы акустооптики*. – М.: Радио и связь, 1985. – 280 с.

Поступила 18.09.2003

КОПЫЛОВ Александр Алексеевич, канд. техн. наук, начальник НИЛ научного центра при ХВУ, окончил в 1982 году радиофизический ф-т Харьковского госуниверситета. Область научных интересов – оптические информационные технологии.

ШЕВЧЕНКО Алексей Валерьевич, научный сотрудник НИЛ Академии Вооруженных Сил Украины. Окончил в 1998 году ХВУ. Область научных интересов – цифровые акустооптические процессоры.

ЧЕРКАШИНА Елена Леонидовна, ассистент ХНУРЭ, окончила в 1996 году ра-

диофизический ф-т Харьковского госуниверситета. Область научных интересов – физические процессы в акустооптических устройствах.