

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ОПТИЧЕСКОГО И АКУСТИЧЕСКОГО ПОЛЕЙ В АКУСТООПТИЧЕСКИХ ИНТЕРФЕРОМЕТРАХ

Базыкин С.Н.¹, Базыкина Н.А.¹

¹ГОУ ВПО «Пензенский государственный университет», Пенза, Россия, (440026, Пенза, ул. Красная, 40), e-mail: cbazykin@yandex.ru

В статье рассматриваются процессы рассеяния светового потока на вариациях оптической неоднородности среды, создаваемых акустическими волнами. Приведена схема дифракции лазерного пучка на дифракционной решетке. Проведен анализ частных случаев взаимодействия монохроматической световой волны с акустической волной. Показано, что пространственные спектры рассеянного излучения зависят от размеров зоны взаимодействия. Перенос пространственных спектров взаимодействующих полей в дифракционные порядки осуществляется сложным образом. Дифракции Брэгга и Рамана-Ната, соответствующие бесконечно большой и бесконечно малой апертуре акустического поля, являются физическими идеализациями и рассматриваются как два предельных случая акустооптического взаимодействия. В реальных условиях апертуры взаимодействующих полей имеют конечные размеры. Таким образом, размеры зоны взаимодействия, определяемые апертурами полей света и звука, существенным образом влияют на информационные свойства этого процесса.

Ключевые слова: акустическая волна, дифракция света на ультразвуке, лазер, оптика, световой поток.

DATAWARE OF THE SYSTEMS WITH USE OPTO-ELECTRONIC FACILITIES OF THE MEASUREMENT OF THE LINEAR DISPLACEMENT

Bazykin S.N.¹, Bazykina N.A.¹

¹Penza State University, Penza, Russia, (440026, Penza, Krasnaya street, 40), e-mail: cbazykin@yandex.ru

Processes of the dissipation of the light flow are considered in article on change of the optical spottiness of the ambience, created acoustic wave. The broughted scheme deflection lazer bunch on deflection to lattice. The organized analysis quotient events of the interaction of the monochromatic light wave with acoustic wave. It is shown that spatial spectrums of the absent-minded radiation hang from sizes of the zone of the interaction. Carrying spatial spectrum interacting flap in deflection order is realized by complex image. Deflection on the Bregg and Raman-Nat, corresponding to infinitely big and infinitely small aperture of the acoustic field, are a physical ideal and are considered as two limiting cases acoustics-optical interactions. In real condition of the aperture interacting flap has a final sizes. Thereby, sizes of the zone of the interaction, definied aperture by flap of the light and sound, the essential image influence upon information characteristic of this process.

Keywords: acoustic wave, deflection light on ultrasound, lazer, optics, light flow.

Акустооптическое взаимодействие представляет собой процесс рассеяния светового потока на вариациях оптической неоднородности среды, создаваемых акустическими волнами. Акустические волны создают дифракционную решетку, которая представляет собой пространственную периодическую структуру. Поскольку пространственная периодическая структура характеризуется дискретным угловым спектром, то плоская волна, прошедшая через решетку, преобразуется в дискретный набор плоских волн, распространяющихся под разными углами относительно направления распространения исходной волны. Картина дифракции имеет характерный вид дискретного набора: «веера» световых лучей (рисунок 1) [1, 3].

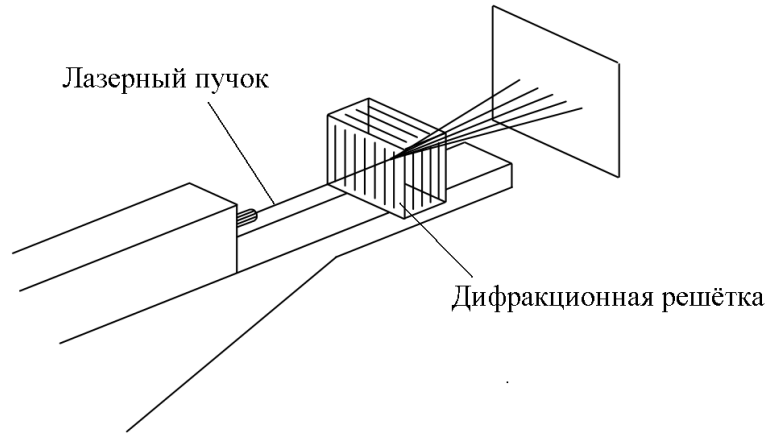


Рис. 1. Дифракция лазерного пучка на дифракционной решетке

В общем виде дифракцию света на решетке представляют интегралом Гюйгенса-Френеля [2, 7]

$$E(r_1) = \frac{i}{\lambda} \int_{\mathcal{V}} E(r) \frac{e^{-ik(r-r_1)}}{r-r_1} d\mathcal{V} \quad (1)$$

где $E(r_1)$ – комплексная амплитуда светового поля; \mathcal{V} – поверхность, стягивающая зону дифракции; r_1 – точка наблюдения поля, r – некоторая точка на поверхности \mathcal{V} , λ – длина световой волны, $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ – волновое число.

Спектральная плотность рассеянного излучения в виде преобразования Фурье выражается соотношением [4, 7]:

$$E_1(r_1, \omega') = \frac{c}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{\mathcal{V}} \int k^2 E_0(r, \omega) \cdot S(r, \Omega) \cdot G(|r_1 - r|) \cdot \delta[\omega' - (\omega + \Omega)] d\omega d\Omega d\mathcal{V}. \quad (2)$$

где $E_0(r, \omega)$, $S(r, \Omega)$ – временные частотные спектры оптического и акустического полей; $G(|r_1 - r|)$ – сферическая функция Грина; c – скорость света в вакууме; ω , ω' , Ω – временные частоты оптического падающего, оптического рассеянного и акустического полей; $\delta[\omega' - (\omega + \Omega)]$ – дельта-функция.

Выражение (2) определяет перенос временных спектров $E_0(r, \omega), S(r, \Omega)$ во временной спектр $E_1(r_1, \omega')$ рассеянного излучения в случае полихроматических взаимодействующих полей. Различают три частных случая взаимодействия:

- 1) монохроматической световой волны с полихроматической акустической;
- 2) полихроматической световой волны с монохроматической акустической;
- 3) монохроматических световой и акустической волн.

В первом случае спектр световой волны с частотой ω_0 равен:

$$E_0(r, \omega) = 2\pi E_0(r) \delta(\omega - \omega_0) \quad (3)$$

Временной спектр акустического поля полностью переносится в спектр рассеянного излучения на несущей частоте ω_0 . Свойство переноса временного спектра акустического поля или возбуждающего его электрического сигнала в спектр рассеянного излучения на оптической несущей ω_0 лежит в основе разнообразных методов акустооптической обработки сигналов.

Второй случай соответствует монохроматической акустической волне с частотой ω_0 .

В этом случае спектр рассеянного излучения содержит две комплексно-сопряженные составляющие, являющиеся +1 и -1 порядками дифракции [7]:

$$E_1(r_1, \omega') = \frac{c}{4\pi v^2} \int_v E(r, \omega' - \Omega) (\omega' - \Omega)^2 \cdot S(r) \cdot G(|r_1 - r|) dv + \quad (4)$$

$$+ \frac{c}{4\pi v^2} \int_v E_0(r, \omega' + \Omega) (\omega' + \Omega)^2 \cdot S(r) \cdot G(|r_1 - r|) dv.$$

При этом спектр падающего оптического излучения в рассеянном спектре не воспроизводится.

В третьем случае спектр рассеянного излучения $E_1(r_1, \omega')$ содержит две монохроматические составляющие с частотами $(\omega_0 + \Omega)$ и $(\omega_0 - \Omega)$ [5, 7]:

$$E_1(r_1, \omega') = \frac{ck^2}{2} \delta[\omega' - (\omega_0 + \Omega)] \int_v E_0(r) \cdot S(r) \cdot G(|r_1 - r|) dv + \quad (5)$$

$$+ \frac{ck^2}{2} \delta[\omega' - (\omega_0 - \Omega)] \cdot \int_v E_0(r) \cdot S(r) \cdot G(|r_1 - r|) dv.$$

Преобразование частоты при акустооптическом взаимодействии обусловлено законом сохранения энергии в процессе рассеяния фотонов на фононах. Как следует из выражения (2), частота рассеянного излучения ω' связана с частотами взаимодействующих полей дельта-функцией $\delta[\omega' - (\omega + \Omega)]$. Это означает, что для любых частотных составляющих ω и Ω спектров оптического и акустического полей составляющая ω' рассеянного излучения определяется из закона сохранения энергии $\hbar\omega' = \hbar\omega + \hbar\Omega$ – для случая поглощения и $\hbar\omega' = \hbar\omega - \hbar\Omega$ – для случая рождения фонона, где $\hbar = \frac{h}{2\pi}$, h – постоянная Планка. Таким образом, фотон-фононное взаимодействие при монохроматическом освещении обуславливает временную когерентность частотно-смещенных световых пучков, рассеянных

на звуке. Это свойство взаимодействия позволяет широко использовать интерференционные методы [5, 6].

Случай переноса пространственных спектров взаимодействия монохроматических оптического и акустического полей наиболее распространен.

Пространственное распределение спектров пространственных частот световых полей в +1 и -1 дифракционных порядках в соответствии с выражением (2) равно [6, 7]:

$$E_{+1}(r_1) = \frac{ck^2}{4\pi} \int_v E_0(r) \cdot S(r) \cdot G(|r_1 - r|) dv, \quad (6)$$
$$E_{-1}(r_1) = \frac{ck^2}{4\pi} \int_v E_0(r) \cdot S(r) \cdot G(|r_1 - r|) dv.$$

Пространственные спектры рассеянного излучения зависят от размеров зоны взаимодействия. Различают три основных случая:

- 1) размеры зоны взаимодействия не ограничены – дифракция света на толстой акустической решетке;
- 2) размер зоны взаимодействия в направлении света равен нулю – дифракция на тонкой акустической решетке;
- 3) промежуточный случай.

В случае неограниченной зоны взаимодействия фотон-фононное взаимодействие строго подчиняется закону сохранения импульса. Дифракция света на акустических волнах удовлетворяет условию брэгговского рассеяния.

Перенос пространственных спектров взаимодействующих полей в дифракционные порядки осуществляется при брэгговской дифракции сложным образом. Рассеянное световое поле в дифракционных порядках по каждому из своих измерений различным образом отображает взаимодействующие поля: вдоль оси y оно является результатом перемножения распределений амплитуд взаимодействующих оптического и акустического полей, вдоль оси z – результатом свертки распределений акустического поля в направлении x и оптического поля в направлении z [7].

Передача спектра акустического поля в рассеянное излучение осуществима, если разрешается интеграл свертки спектров взаимодействующих полей по пространственной частоте. Для этого необходимо, чтобы спектр освещения содержал дельта-функцию от этой частоты. В этом случае акустическое поле освещается цилиндрической световой волной.

При брэгговской дифракции акустический спектр переносится в оптический с заменой пространственных частот. Акустические пространственные частоты по оси y переносятся в оптический спектр, акустические частоты по оси x заменяются ортогональными им оптическими частотами по оси z с соответствующим изменением

масштаба и сдвигом. Из этого вытекает, что акустическое поле изображается в порядках с соответствующей трансформацией, включающей сдвиг, поворот и изменение масштаба.

Взаимодействие на бесконечно тонком акустическом слое соответствует дифракции Рамана-Ната. Этот случай широко распространен в акустооптической обработке информации при дифракции света на объемных и поверхностных ультразвуковых волнах. При бесконечно малой глубине акустического поля $l \rightarrow 0$ распределение спектров в поле равно $S(r) = S(y, z)\delta(x)$. Объемные интегралы, описывающие пространственное распределение света в дифракционных порядках, с точностью до множителя сводятся к обычным двумерным интегралам Френеля-Кирхгофа, соответствующим дифракции света на плоских объектах. Для +1 порядка [2, 7]

$$\begin{aligned} E_{+1}(r_1) &= \frac{ck^2}{4\pi} \iint \int_{-\infty}^{+\infty} E_0(r) S(r) \delta(x) \frac{\exp(ik|r_1 - r|)}{|r_1 - r|} dr = \\ &= \frac{ck^2}{4\pi} \cdot \frac{\exp(ikx)}{x} E_0(y, z) S(y, z) \exp\left[\frac{ik}{2x}(y^2 + z^2)\right]. \end{aligned} \quad (7)$$

Аналогично для -1 порядка

$$E_{-1}(r_1) = \frac{ck^2}{4\pi} \cdot \frac{\exp(ikx)}{x} E_0(y, z) S(y, z) \exp\left[\frac{ik}{2x}(y^2 + z^2)\right]$$

Из выражения (7) видно, что световое поле в дифракционных порядках соответствует двумерной свертке произведений взаимодействующих полей с функцией Френеля.

При дифракции Рамана-Ната перенос пространственных частот акустического поля в направлении света в рассеянное излучение полностью отсутствует, а сохраняется лишь передача пространственных частот в перпендикулярном направлении. Это означает, что дифракция Рамана-Ната обладает определенной избирательностью по отношению к структуре акустического поля. Это свойство дифракции может быть использовано как при оптическом исследовании акустических полей, так и в задачах метрологии и оптической обработки информации.

Дифракции Брэгга и Рамана-Ната, соответствующие бесконечно большой и бесконечно малой апертуре акустического поля, являются физическими идеализациями и в литературе рассматриваются как два предельных случая акустооптического взаимодействия. В реальных условиях апертуры взаимодействующих полей имеют конечные размеры. Такой ситуации соответствует промежуточный случай дифракции.

Каждой спектральной составляющей акустического поля в отличие от брэгговской дифракции соответствует не одна пространственная частота в рассеянном излучении, а некоторое распределение частот, максимум которого совпадает с частотой брэгговской дифракции. Размывание пространственных частот означает изменение свойств передачи

спектра акустического поля в оптический дифракционный спектр, в частности изменение разрешающей способности акустооптического взаимодействия по различным направлениям. Таким образом, размеры зоны взаимодействия, определяемые апертурами полей света и звука, существенным образом влияют на информационные свойства этого процесса.

Список литературы

1. Ахманов С.А. Физическая оптика / С.А. Ахманов, С.Д. Никитин. – М. : Изд-во МГУ; Наука, 2004. – 656 с.
2. Базыкин С.Н. Информационно-измерительные системы на основе интерферометров: моногр. / С.Н Базыкин; / Под ред. д-ра техн. наук, проф. В.А. Васильева. – Пенза : изд-во ПГУ, 2014. – 132 с.
3. Базыкин С.Н. Принципы построения и состояние производства информационно-измерительных систем линейных перемещений / С.Н. Базыкин, Н.А. Базыкина, Н.П. Кривулин // Современные проблемы науки и образования. – 2015. – № 1; URL: <http://www.science-education.ru/121-17219>.
4. Базыкин С.Н. Проблемы информационного обеспечения систем с использованием оптоэлектронных средств измерения линейных перемещений // Современные проблемы науки и образования. – 2014. – № 6; URL: <http://www.science-education.ru/120-16173>.
5. Базыкин, С.Н. Лазерный интерферометр для измерения угловых перемещений / С.Н. Базыкин. Н.А. Базыкина // Датчики и системы. – 2005. — № 8. – С. 8-9.
6. Капезин С.В. Пространственные реперные точки в гетеродинных лазерных интерферометрах / С.В. Капезин, С.Н. Базыкин. Н.А. Базыкина // Датчики и системы. – 2005. — № 10. – С. 19-20.
7. Телешевский В.И. Основы теории и принципы построения акустооптических измерительных систем высокоточных станков : автореф. дис. ... д-ра техн. наук / Телешевский В.И. – М., 1980.

Рецензенты:

Таранцева К.Р., д.т.н., профессор, проректор по научной работе Пензенского государственного технологического университета, г. Пенза;

Ломтев Е.А. д.т.н., профессор кафедры «Информационно-измерительная техника и метрология» Пензенского государственного университета, г. Пенза.