

А. Ю. ЛИПИНСКИЙ, А. Н. РУДЯКОВА, д. т. н. В. В. ДАНИЛОВ

Украина, Донецкий национальный университет  
E-mail: krf@dongu.donetsk.uaДата поступления в редакцию  
11.11 2005 г.  
Оппонент д. т. н. Ф. В. НЕДОПЕКИН  
(ДонНУ, г. Донецк)ФИЗИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ АКУСТООПТИЧЕСКОГО ПРОЦЕССОРА  
ЦИФРОВОЙ ОБРАБОТКИ СИГНАЛОВ

*Выполнено моделирование операций умножения и задержки в акустооптической среде. Предложена структурная схема цифрового акустооптического сигнального процессора.*

Акустооптические аналоговые процессоры отличаются высокой скоростью обработки данных, большим объемом параллельно обрабатываемой информации, простота выполнения таких математических операций как преобразование Фурье, свертка, корреляция [1—3]. Тем не менее аналоговые методы обработки информации не могут обеспечить необходимую при решении многих задач точность вычислений. В связи с этим актуально использование цифровых оптических вычислительных методов, которые могут составить конкуренцию аналоговому оптическому и цифровому электронному методам.

В ряде источников предлагается, используя методы аналоговой обработки информации, применять цифровое представление данных в целях создания высокоскоростных прецизионных процессоров для выполнения операций линейной алгебры [4, 5]. Однако успешное проектирование цифровых акустооптических сигнальных процессоров включает в себя этап достаточно сложного моделирования физических процессов взаимодействия оптических и акустических волн в акустооптической среде, требующего привлечения численных методов расчета.

Целью работы является моделирование операций умножения и задержки в акустооптической среде, определение линейного участка зависимости интенсивности первого дифракционного максимума от амплитуды изменения показателя преломления среды, вызванного акустической волной.

**Моделирование операций умножения и задержки при акустооптическом взаимодействии**

Дифракцию света на звуке феноменологически можно описать, если в уравнениях состояния среды учесть нелинейные перекрестные члены, отвечающие электромагнитному полю и упругим деформациям. Электромагнитная и акустическая волны должны при этом удовлетворять соответственно уравнениям Максвелла и механическому уравнению движения. Единственный перекрестный член, отвечающий за взаимодействие, появляется в уравнении состояния для индукции, которое будет выглядеть следующим образом [6, с. 340]:

$$D_i = (\varepsilon_{ij} + f_{ijk}u_k)E_j + e_{qi}u_q, \quad (1)$$

где  $\varepsilon_{ij}$  — тензор диэлектрической проницаемости;  
 $f_{ijk}$  — тензор электрострикции;  
 $e_{qi}$  — пьезомодули.

Член  $f_{ijk}u_k$  можно рассматривать как изменение диэлектрической проницаемости, вызванное звуковой волной.

Ограничимся рассмотрением изотропного твердого тела. При этом пьезоэффект отсутствует, и из уравнений Максвелла и соотношения (1) можно получить волновое уравнение для электрического поля:

$$\Delta E = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 (\varepsilon E)}{\partial t^2}. \quad (2)$$

Дальнейшее упрощение состоит в том, что электромагнитная волна считается слабой, а акустическая — достаточно интенсивной. При этом изменение интенсивности звука, обусловленное взаимодействием со светом, за счет механизма электрострикции пренебрежимо мало, и можно пользоваться приближением заданного звукового поля [6, с. 341; 7].

В предположении что интенсивность звука такова, что нелинейные эффекты при распространении звуковой волны практически не проявляются, диэлектрическую проницаемость среды можно представить в виде [7; 8, с. 34]:

$$\varepsilon = n^2 + 2n\Delta n \sin(Kz - \Omega t + \Phi), \quad (3)$$

где  $n$  — показатель преломления невозмущенной среды;  
 $\Delta n$  — амплитуда изменения показателя преломления;  
 $K, \Omega$  и  $\Phi$  — соответственно волновое число, частота и начальная фаза акустической волны.

Предположим, что на плоскость  $x=0$  под углом  $\theta$  к оси  $x$  падает плоская электромагнитная волна (рис. 1)

$$E = E_0 \exp[j(k_0 x \cos \theta + k_0 z \sin \theta - \omega_0 t)], \quad (4)$$

где  $E_0, \omega_0, k_0$  — соответственно ее амплитуда, частота и волновое число.



Рис. 1. Дифракция света на акустической волне

Решение уравнения (2) в этом случае можно представить в виде суммы дифракционных максимумов — собственных волн среды, имеющих частоты  $\omega_p = \omega_0 + p\Omega$ , где  $p$  — целое число, определяющее номер дифракционного максимума [8, с. 34]. Предположим, что поля не зависят от координаты  $y$ . При этом проекции волновых векторов на оси  $y$ ,  $z$  и  $x$  можно записать как

$$k_{py} = k_{0y} = 0; \quad k_{pz} = k_0 \sin\theta + pK; \\ k_{px} = \pm \sqrt{k_p^2 - k_{pz}^2}, \quad (5)$$

где

$$k_p = \omega_p n / c.$$

Как видно из (5), компонента поля с частотой  $\omega_p$  состоит из двух волн с проекциями волнового вектора на ось  $x$ , равными  $\pm k_{px}$  [8]. Одна из этих волн соответствует дифракции света вперед (проходящая волна), а другая — назад, против распространения исходной волны (отраженная волна).

Решение уравнения (2) можно представить в виде [8, с. 35]

$$E = E_0 \sum_p \sum_{\alpha=\pm 1} \left\{ C_{p,\alpha}(x) \exp \left[ j(\alpha k_{px} x + k_{pz} z - \omega_p t) \right] \right\}. \quad (6)$$

Поскольку в (6) неизвестная функция, описывающая амплитуду поля частоты  $\omega_p$ , заменена двумя функциями  $C_{p,1}(x)$  и  $C_{p,-1}(x)$ , то на эти функции должно быть наложено дополнительное условие. Можно выбрать его таким, чтобы производная  $\partial E / \partial x$  была равна

$$\frac{\partial E}{\partial x} = j E_0 \sum_p \sum_{\alpha=\pm 1} \alpha k_{px} C_{p,\alpha}(x) \exp(j\varphi_{p,\alpha}), \quad (7)$$

где  $\varphi_{p,\alpha} = \alpha k_{px} x + k_{pz} z - \omega_p t$ .

Равенство (7) с учетом (6) означает, что

$$\sum_{\alpha=\pm 1} \frac{dC_{p,\alpha}}{dx} \exp(j\alpha k_{px} x) = 0. \quad (8)$$

Подставляя предполагаемое решение (6) в уравнение (2) с учетом (7) и (3), можно получить соотношение [8, с. 36]

$$\sum_p \sum_{\alpha=\pm 1} \alpha k_{px} \frac{dC_{p,\alpha}}{dx} \exp(j\varphi_{p,\alpha}) = \\ = \sum_p \sum_{\alpha=\pm 1} \left\{ \frac{\omega_{p+1}^2 n^2 \Delta n}{c^2} C_{p,\alpha} \exp \left[ j(\varphi_{p,\alpha} + Kz - \Omega t + \Phi) \right] - \right. \\ \left. - \frac{\omega_{p-1}^2 n^2 \Delta n}{c^2} C_{p,\alpha} \exp \left[ j(\varphi_{p,\alpha} - Kz + \Omega t - \Phi) \right] \right\}.$$

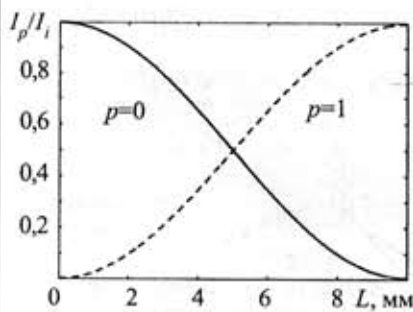


Рис. 2.  $Q=31,56$ ,  $\theta=\theta_B$ . Брегговская дифракция

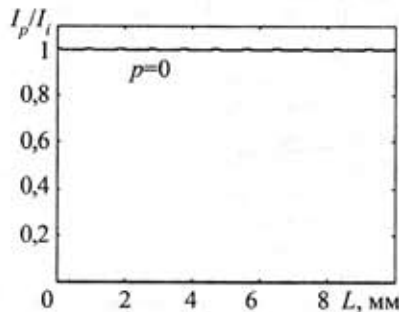


Рис. 3.  $Q=31,56$ ,  $\theta \neq \theta_B$ . Дифракция отсутствует

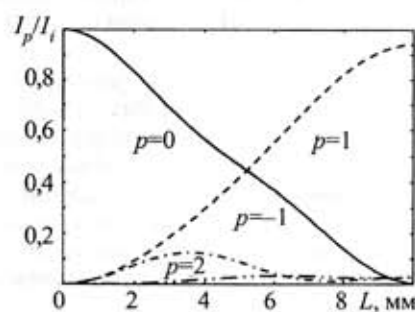


Рис. 4.  $Q=1,26$ ,  $\theta=\theta_B$ . Промежуточный режим дифракции

Из этих соотношений, приравняв коэффициенты при экспоненциальных множителях с одинаковыми частотами  $\omega_p$ , с учетом (8) можно получить следующую систему дифференциальных уравнений первого порядка для определения амплитуд  $C_{p,\alpha}$ :

$$\frac{dC_{p,\alpha}}{dx} = \frac{\alpha q_p}{2} \left[ \left( C_{p-1,\alpha} e^{j\alpha \eta_{p-1} x} + C_{p-1,-\alpha} e^{-j\alpha \xi_{p-1} x} \right) e^{j\Phi} - \right. \\ \left. - \left( C_{p+1,\alpha} e^{j\alpha \eta_{p+1} x} + C_{p+1,-\alpha} e^{-j\alpha \xi_{p+1} x} \right) e^{-j\Phi} \right], \quad (9)$$

где  $q_p = k_p^2 \Delta n / (k_{px} n)$ ,  $\eta_p = k_{px} - k_{p+1,x}$ ,  $\xi_p = k_{px} + k_{p+1,x}$ .

Как показано в [8, с. 37], при обычных условиях дифракции можно пренебречь амплитудами всех максимумов, отраженных решеткой, и вместо уравнений (9) рассматривать систему уравнений

$$\frac{dC_p}{dx} = \frac{q_p}{2} \left[ C_{p-1} e^{j(\eta_{p-1} x + \Phi)} - C_{p+1} e^{-j(\eta_{p+1} x + \Phi)} \right]. \quad (10)$$

Выражения для интенсивностей дифракционных максимумов могут быть получены из (6):

$$I_p = |E_p|^2 = E_0^2 \cdot |C_p(x)|^2,$$

где  $E_p = E_0 C_p(x) \exp \left[ j(k_{px} x + k_{pz} z - \omega_p t) \right]$  — поле диф-

ракционного максимума  $p$ -го порядка. При этом интенсивность падающей волны, как видно из (4), равна  $I_0 = E_0^2$ .

Как известно [6; 7; 8, с. 39—42], брэгговский режим дифракции реализуется для достаточно больших акустической частоты и длины области взаимодействия  $L$  ( $Q = K^2 L / (2\pi k_0) \gg 1$ ) при выполнении условия Брэгга-Вульфа:

$$\sin \theta_B = -K / (2k_0). \quad (11)$$

На рис. 2—4 приведены отношения интенсивностей дифракционных максимумов нулевого, а также первых десяти положительных и первых десяти отрицательных порядков, полученных путем численного решения системы уравнений (10), к интенсивности падающей волны в зависимости от длины области взаимодействия.

Рис. 2 соответствует брэгговской дифракции. На рис. 3 изображен случай с достаточным для дифракции Брэгга значением  $Q=31,56$ , однако условие Брэгга-Вульфа не выполнено, и дифракция отсутствует. На рис. 4 приведен промежуточный режим дифракции, когда условие (11) выполнено, однако  $Q=1,26$  достаточно мало.

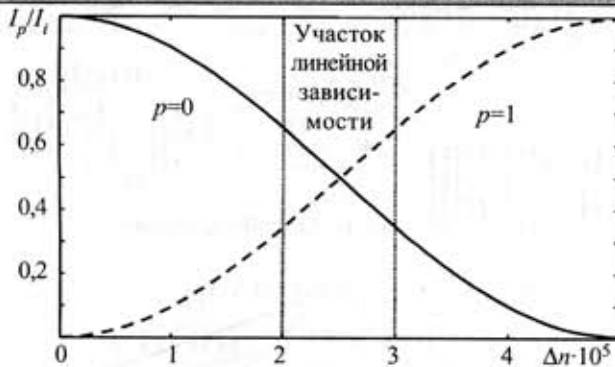


Рис. 5. Отношения интенсивностей нулевого и первого дифракционных порядков к интенсивности падающей волны в зависимости от изменения показателя преломления среды  $\Delta n$ , вызванного акустической волной

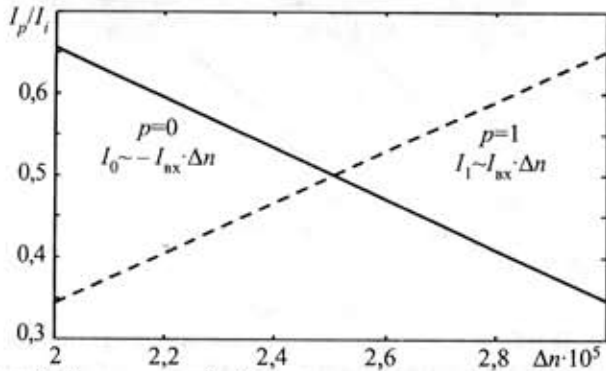


Рис. 6. Участок линейной зависимости нормированных интенсивностей первого и нулевого дифракционных порядков от амплитуды изменения показателя преломления  $\Delta n$

Рассмотрим, как изменяются интенсивности первого и нулевого порядков дифракции при росте амплитуды изменения показателя преломления  $\Delta n$  для заданной длины области взаимодействия  $L=10$  мм. Результаты расчета для случая брэгговской дифракции ( $Q=31,56$ ,  $\theta=\theta_B$ ) приведены на рис. 5.

Как для первого, так и для нулевого порядков можно выделить участок линейной зависимости нормированной интенсивности от амплитуды изменения показателя преломления, приведенный на рис. 6.

Поскольку для диапазона амплитуд  $\Delta n$ , соответствующего участку линейной зависимости (см. рис. 6), с точностью до некоторой постоянной интенсивности можно записать

$$\frac{I_1}{I_{vx}} \sim \Delta n, \quad I_1 \sim I_{vx} \cdot \Delta n; \quad (12)$$

$$\frac{I_0}{I_{vx}} \sim -\Delta n, \quad I_0 \sim -I_{vx} \cdot \Delta n, \quad (13)$$

подобный режим акустооптического взаимодействия может быть использован для выполнения операции умножения. При этом один операнд задается интенсивностью падающей световой волны; другой операнд — амплитудой акустической волны, определяющей амплитуду изменения показателя преломления  $\Delta n$ . Результат операции пропорционален интенсивности первого дифракционного порядка с коэффициентом, зависящим от свойств материала среды. В случае использования нулевого порядка дифракции результат будет отличаться знаком.

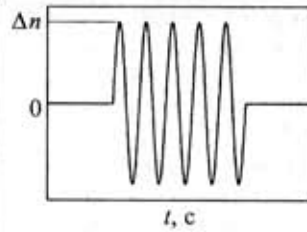


Рис. 7. Кодирование «акустического» множителя радиоимпульсом с пропорциональной амплитудой

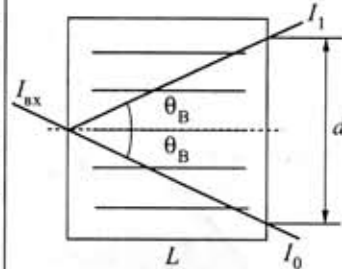


Рис. 8. Заполнение области взаимодействия ультразвуком

Оценку производительности такой системы можно выполнить исходя из того, что при кодировании «акустического» множителя радиоимпульсом с пропорциональной амплитудой (изображенным на рис. 7) интенсивность дифрагировавшего света достигнет стационарного значения спустя промежуток времени, необходимый для заполнения ультразвуком всей области взаимодействия [8, с. 162, 163].

Как видно из рис. 8, высота столба ультразвука, закрывающая всю область взаимодействия, равна

$$d = 2L \operatorname{tg} \theta_B = \frac{2L}{\sqrt{\left(\frac{2k_0}{K}\right)^2 - 1}},$$

причем для малых  $\theta_B$  при  $k_0 \gg K$ ,  $\operatorname{tg} \theta_B = \sin \theta_B = K/(2k_0)$  это выражение можно записать как

$$d = \frac{LK}{k_0}. \quad (14)$$

В результате время заполнения области взаимодействия ультразвуком, используя (14), можно записать как

$$T = \frac{d}{V} = \frac{LK}{Vk_0}, \quad (15)$$

где  $V$  — скорость звука в материале среды. Например, для длины области взаимодействия  $L=10$  мм, скорости звука 6 км/с и частоты акустической волны 500 МГц время заполнения равно 63,1 нс. Удваивая это время для отделения одного кодирующего радиоимпульса от другого, получим для одной ячейки 7,92 миллиона операций в секунду. Увеличить это значение можно уменьшением длины области взаимодействия, выбором материала с большей скоростью ультразвука, а также уменьшением длины волны оптического сигнала.



Рис. 9. Реализация задержки в акустооптической среде

Другой особенностью акустооптической среды является то, что она выступает как последовательность элементов задержки [5]. Это значит, что она содержит не только текущий входной сигнал, но и предыдущие значения (рис. 9).

### Структурная схема процессора

Используем цифровое представление данных, предназначенных для обработки. В этом случае целесообразно применить традиционные алгоритмы электронного цифрового сигнального процессора. Как известно, в основу работы такого процессора положены операции умножения с накоплением (МАС-операции), являющиеся базовыми для выполнения задач цифровой фильтрации, дискретного преобразования Фурье, корреляции, и т. д. [9, с. 189, 249].

Как показано выше, операции умножения и задержки могут быть реализованы в акустооптической среде. Суммирование может быть реализовано при помощи фотодетекторов средствами электроники системы.

Обрабатываемый сигнал  $s(t)$ , с целью дискретизации его во времени, умножается на периодическую последовательность радиоимпульсов (рис. 10).

При подаче последовательности  $v(t)$  на акустический излучатель, который преобразует электрический сигнал  $v(t)$  в механические колебания, в акустооптической среде будут возбуждаться акустические волны.

Если  $V$  — заданная скорость акустической волны в акустооптической среде, сигнал, появившийся в плоскости  $x_1$ , — это тот же сигнал, который был в точке  $x_1 - Vt_1$  на  $t_1$  секунд раньше. Следовательно, если разделить акустооптическую среду на ячейки длиной  $2VT$  каждая, где  $T$  определяется выражением (15), можно получить конфигурацию, изображенную на рис. 11.

Похожий метод использовался в [5] — с той разницей, что акустический сигнал несущей частоты, удовлетворяющей условию брэгговской дифракции, модулировался обрабатываемым сигналом амплитудно. Это приводило к появлению дополнительных слагаемых в выражении для интенсивности дифракционного максимума первого порядка, что усложняло реализацию операции умножения.

Расположим  $k+1$  полупроводниковых лазеров с шагом  $2VT$  так, чтобы каждый из них был направлен под углом Брэгга  $\theta_B$  (см. рис. 11).

Рассматривая акустооптическое взаимодействие в  $i$ -й ячейке, в соответствии с (12), (13) для первых дифракционных максимумов получим произведение  $I_{вх,i} v[n-i]$ , где  $v[n-i]$  — акустический сигнал в  $i$ -й ячейке.  $v[n-i]$  — это  $v(t)$  при  $(n-i)2T < t < (n-i+1)2T$ .

Для дифракционных максимумов нулевого порядка результат будет отличаться знаком.



Рис. 10. Обработка входного сигнала

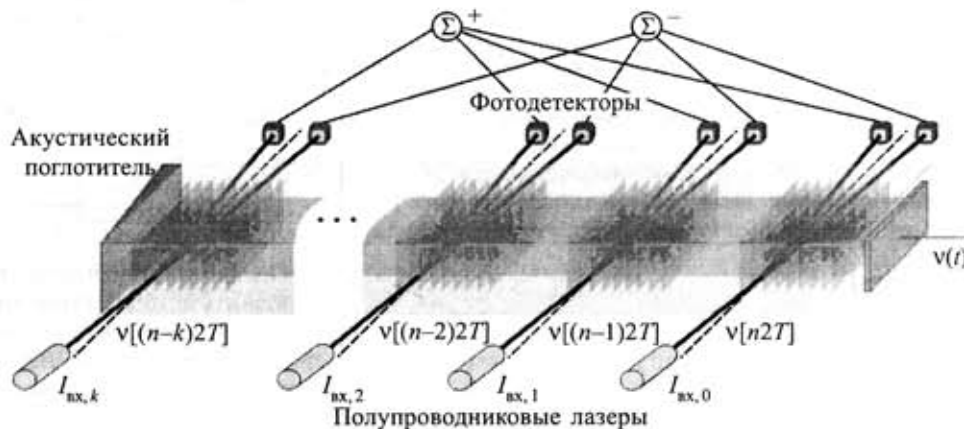


Рис. 11. Акустооптическая среда, возбуждаемая полупроводниковыми лазерами с интенсивностями  $I_{вх,0}, I_{вх,1}, I_{вх,2}, \dots, I_{вх,k}$

### Выводы

В работе выполнено моделирование операций умножения и задержки в акустооптической среде. Предложена структурная схема цифрового акустооптического сигнального процессора. Поскольку акустооптическая среда содержит все отсчеты, участвующие в МАС-операциях, можно рассматривать ее как аналог сверхоперативного запоминающего устройства со значительно большим быстродействием, чем существующие электронные.

С ростом частоты радиосигнала использование электронных цифровых сигнальных процессоров затрудняется в связи с необходимостью их схемотехнического решения как СВЧ-устройств. В случае акустооптического процессора существенно упрощается схема, удешевляется стоимость устройства.

Перспективным является исполнение цифрового сигнального акустооптического процессора по интегральной технологии.

### ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Наумов К. П., Ушаков В. Н. Акустооптические сигнальные процессоры. — М.: Сайнс-Пресс, 2002.
2. Rhodes W. T. Acousto-optic signal processing: convolution and correlation // Proc. IEEE.— 1981.— Vol. 69, N 1.— P. 65—79.
3. Функциональные устройства обработки сигналов / С. А. Баруздин, Ю. В. Егоров, Б. А. Калинин и др. — М.: Радио и связь, 1997.
4. Раковский В. Ю., Щербakov А. С. Акустооптический цифровой процессор-умножитель // Журнал технической физики.— 1989.— Т. 59, вып. 9.— С. 178—180.
5. Salamat F., Marks R. J. Acoustooptic digital filter // Applied Optics.— 1985.— Vol. 24, N 6.— P. 829—835.
6. Красильников В. А., Крылов В. В. Введение в физическую акустику.— М.: Наука, 1984.
7. Гуляев Ю. В., Проклов В. В., Шкердин Г. Н. Дифракция света на звуке в твердых телах // Успехи физических наук.— 1978.— Т. 124, вып. 1.— С. 61—111.
8. Балакшиев В. И., Парыгин В. Н., Чирков Л. Е. Физические основы акустооптики.— М.: Радио и связь, 1985.
9. Сергиенко А. Б. Цифровая обработка сигналов.— СПб: Питер, 2002.