

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 ε_{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;
 Δn — амплитуда изменения показателя преломления;
 K, Ω и Φ — соответственно волновое число, частота и начальная фаза акустической волны.

Предположим, что на плоскость $x=0$ под углом θ 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, ω_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

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

где

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

Как видно из (5), компонента поля с частотой ω_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]

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

Поскольку в (6) неизвестная функция, описывающая амплитуду поля частоты ω_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

$$\frac{\partial E}{\partial x} = jE_0 \sum_p \sum_{\alpha=\pm 1} \alpha k_{px} C_{p,\alpha}(x) \exp(j\varphi_{p,\alpha}), \quad (7)$$

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]

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

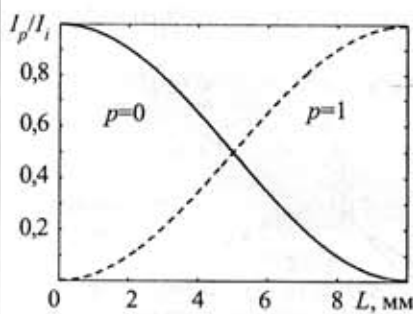


Рис. 2. $Q=31,56, \theta=\theta_B$. Брегговская дифракция

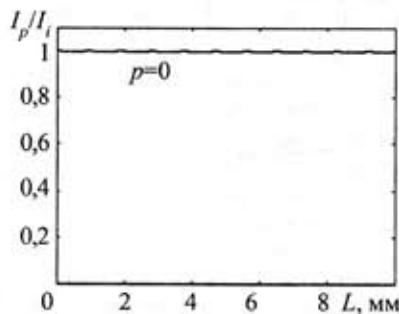


Рис. 3. $Q=31,56, \theta \neq \theta_B$. Дифракция отсутствует

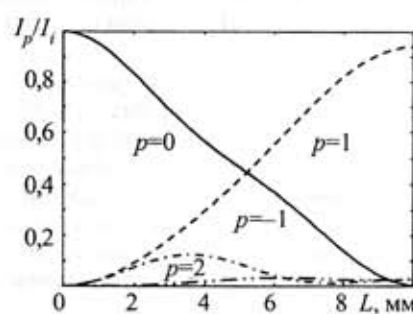


Рис. 4. $Q=1,26, \theta=\theta_B$. Промежуточный режим дифракции

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

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

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

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

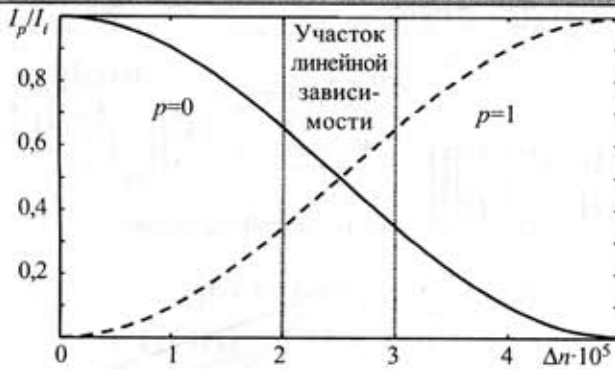


Рис. 5. Отношения интенсивностей нулевого и первого дифракционных порядков к интенсивности падающей волны в зависимости от изменения показателя преломления среды Δn , вызванного акустической волной

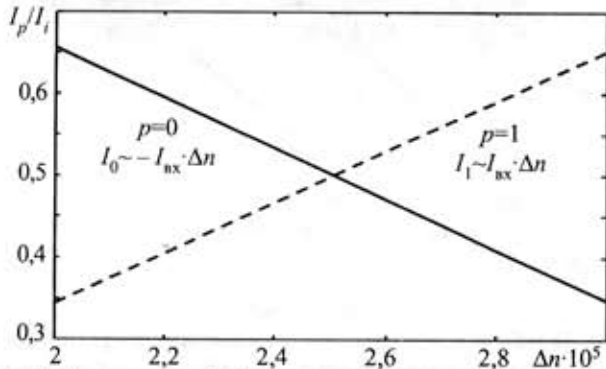


Рис. 6. Участок линейной зависимости нормированных интенсивностей первого и нулевого дифракционных порядков от амплитуды изменения показателя преломления Δn

Рассмотрим, как изменяются интенсивности первого и нулевого порядков дифракции при росте амплитуды изменения показателя преломления Δn 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 Δn , 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 Δn . Результат операции пропорционален интенсивности первого дифракционного порядка с коэффициентом, зависящим от свойств материала среды. В случае использования нулевого порядка дифракции результат будет отличаться знаком.

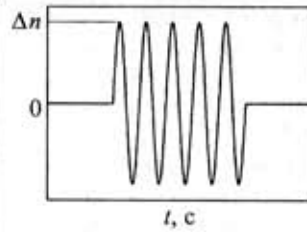


Рис. 7. Кодирование «акустического» множителя радиоимпульсом с пропорциональной амплитудой

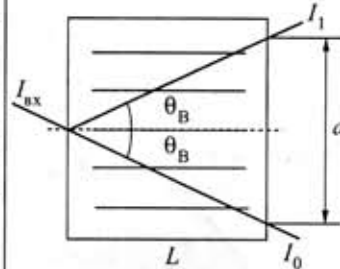


Рис. 8. Заполнение области взаимодействия ультразвуком

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 θ_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 θ_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

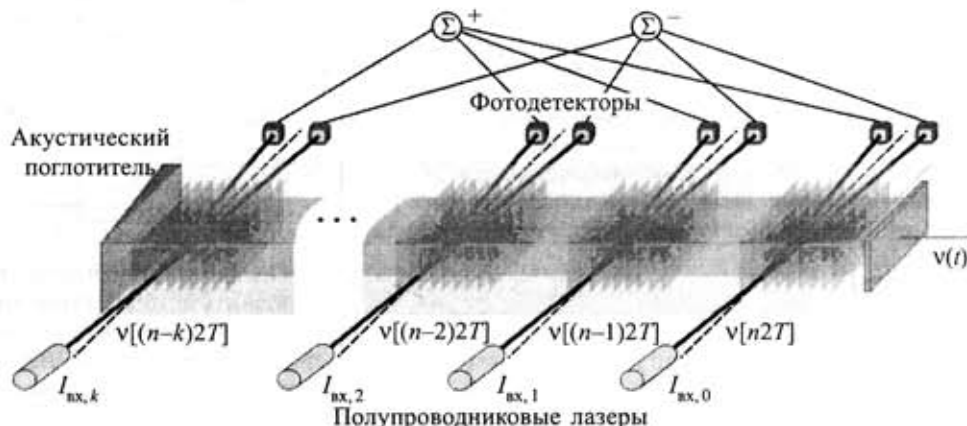


Рис. 11. Акустооптическая среда, возбуждаемая полупроводниковыми лазерами с интенсивностями $I_{вх,0}, I_{вх,1}, I_{вх,2}, \dots, I_{вх,k}$

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., Щербаков 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.