

## АКУСТООПТИЧЕСКИЙ АНАЛОГ ЭФФЕКТА БОРМАНА В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

*В.М. Левин, М.М. Мазур, В.И. Пустовойт*

Рассматривается брэгговская дифракция электромагнитного излучения на решетке поглощения, создаваемой в полупроводниках интенсивной акустической волной за счет перераспределения свободных носителей. Показаны высокая эффективность дифракции и значительное уменьшение общего поглощения в среде (эффект Бормана).

При распространении излучения в периодической поглощающей среде возможно значительное уменьшение поглощения по сравнению с его средним значением в среде. Такое уменьшение имеет место при брэгговской дифракции излучения, когда в результате интерференции падающей и дифрагированной волн в среде возникает квазистоячая волна с узлами в максимумах поглощения периодической структуры [1, 2]. Это явление, впервые обнаруженное при распространении рентгеновского излучения в кристаллах, получило название эффекта Бормана [1, 3]. В данной работе показывается, что аналогичный эффект имеет место при брэгговской дифракции ИК излучения на интенсивной акустической волне в полупроводнике.

Распространяющаяся в полупроводнике звуковая волна вызывает перестройку электронной подсистемы: свободные носители скапливаются в областях с минимальной потенциальной энергией. При достаточной интенсивности волны электроны не могут покинуть потенциальные ямы. В результате, в кристалле возникает периодическая система электронных слоев, разделенных непроводящими промежутками, перемежающаяся вместе со звуковой волной [4]. Дифракция света в такой системе возможна как на волне деформации, так и на вынужденной волне электронной плотности. Обычно акустооптическая дифракция связывается с модуляцией звуком показателя преломления среды. Однако, в полупроводниках, где поглощение света в длинноволновой области спектра определяется свободными носителями, модуляция плотности электронов звуковой волной позволяет создать решетку поглощения. Рассеяние ИК излучения на такой решетке может приводить к дифракционным явлениям, сходными с эффектом Бормана.

Рассмотрим прохождение электромагнитной волны через полупроводник, в котором под воздействием звука возникает сверхрешетка носителей (рис. 1). Диэлектрическая проницаемость имеет вид

$$\epsilon(\omega) = \epsilon_0 + \epsilon'_0 \frac{\omega_0^2}{\omega(\omega + i\nu)} \frac{n(z, t')}{n_0} \quad (1)$$

Здесь:  $\epsilon_0 = \epsilon'_0 + i\epsilon''_0$  — проницаемость решетки,  $\omega_0 = \sqrt{4\pi e^2 n_0 / m^* \epsilon'_0}$  — плазменная частота,  $n_0$  — средняя концентрация носителей,  $m^*$  — эф-

фективная масса,  $\nu$  – частота соударений,  $\omega$  – частота электромагнитной волны,  $n(z, t)$  распределение электронов в присутствии звуковой волны. Электроны сосредотачиваются в слоях, толщина которых  $h$  определяется амплитудой звуковой волны и может быть сделана много меньше длины волны  $\Lambda$  [4]. Фурье-разложение электронной плотности содержит значительное число гармоник. При  $h \ll \Lambda$  амплитуды гармоник с малыми номерами  $l$  примерно одинаковы и совпадают со средним значением электронной плотности:  $n_l = n_0$  [5].

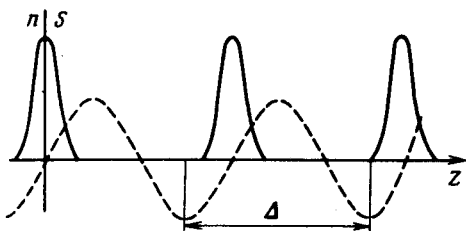


Рис. 1. Распределение деформации и свободных носителей в интенсивной звуковой волне в системе координат движущейся с волной ( $S$  – деформация,  $n$  – плотность электронов). Сплошная линия – распределение свободных носителей, пунктирная – распределение деформации

Дифракция электромагнитной волны возможна на каждой из гармоник  $n_l$  электронной плотности. Если волна попадает на звуковой пучок под углом  $\theta_{lB}$ :

$$\theta_{lB} = \arcsin \frac{l}{2} \frac{q}{k},$$

где  $k$  – волновой вектор электромагнитной волны,  $q$  – волновой вектор звука, то имеет место брэгговская дифракция на  $l$ -й гармонике (рис. 2). Электрическое поле в возмущенной среде представляет собой суперпозицию двух волн – падающей 1 и дифрагированной 2; амплитуды  $E_1$  и  $E_2$  которых содержит медленную координатную зависимость, определяемую динамическими уравнениями:

$$\begin{cases} \frac{k_1}{k_1} \frac{\partial E_1}{\partial \tau} + (\gamma + a_0) E_1 + a_l E_2 = 0 \\ \frac{k_2}{k_2} \frac{\partial E_2}{\partial \tau} + (\gamma + a_0) E_2 + a_l E_1 = 0 \end{cases} \quad (2)$$

Здесь  $\gamma = \frac{1}{2} \frac{\epsilon''_0}{\epsilon'_0} k$  – декремент электромагнитной волны, несвязанный со свободными носителями;  $a_0 = \frac{\omega_0^2}{\nu c} \sqrt{\epsilon'_0}$  – декремент, обусловленный свободными носителями;  $a_l = \frac{\omega_0^2}{\nu c} \frac{n_l}{n_0} \sqrt{\epsilon'_0}$  – коэффициент связи между волнами, определяющий эффективность дифракции;  $c$  – скорость света. В дальнейшем считается, что поглощение света определяется свободными носителями ( $\gamma/a_0 \ll 1$ ). В рассматриваемом

случае дифракции на интенсивной акустической волне коэффициент связи  $a_1$  равен электронному декременту  $a_0$ , ввиду того, что  $n_1 = n_0$ .

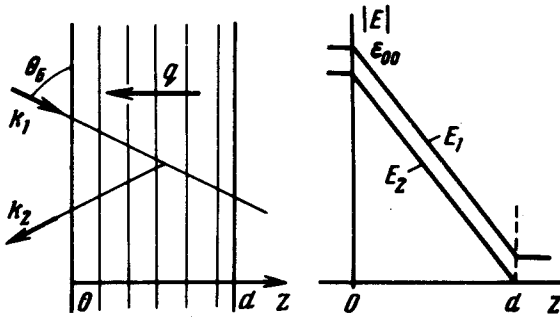


Рис. 2. Схема дифракции и распределение амплитуд проходящей ( $E_1$ ) и дифрагированной ( $E_2$ ) электромагнитных волн при дифракции на акустическом пучке бесконечной апертуры (случай  $d_0 > d > 1/a_0$ )

Рассмотрим вначале эффекты, возникающие при дифракции электромагнитного излучения в слое конечной ширины  $d$ :  $0 \leq z \leq d$  на акустической волне бесконечной апертуры (рис. 2). На слой под углом  $\theta_{1B}$  падает электромагнитная волна, которая частично проходит через слой, а частично дифрагирует и выходит из слоя через плоскость  $z = 0$ , создавая тем самым отраженную волну. Решение уравнений (2) показывает, что амплитуда обеих волн убывает внутрь слоя, если толщина слоя меньше характерного размера  $d_0 = (\sqrt{2} \gamma a_0)^{-1}$ , это убывание носит линейный характер:

$$E_1(z) = \epsilon_{00} \left( 1 - \frac{a_0 z / \sin \theta_{1B}}{1 + a_0 d / \sin \theta_{1B}} \right) \quad E_2(z) = \epsilon_{00} \frac{a_0 (z - d) \sin \theta_{1B}}{1 + a_0 d / \sin \theta_{1B}} \quad (3)$$

где  $\epsilon_{00}$  — амплитуда падающего света. При  $d > d_0$  оно переходит в экспоненциальное распределение:

$$E_1(z) \approx E_2(z) \approx \epsilon_{00} \exp(-z/d_0) \quad (4)$$

Из анализа выражений (3) и (4) следует, что эффекты акустооптической дифракции оказываются существенными при  $a_0 d > 1$ . В этом случае излучение проникает в слой на глубину  $z \sim d_0 \sim (\sin \theta_{1B}) / \sqrt{2} \gamma a_0$ . Эта величина значительно превосходит глубину проникновения электромагнитного излучения в невозмущенную звуком среду  $z \sim (\sin \theta_{1B}) / a_0$ , определяемую электронным поглощением в ней. Тем не менее, поглощение в среде отсутствует, так как  $E_2(z=0) = -\epsilon_{00}$ , и падающее излучение практически полностью отражается от слоя. Падающая и дифрагированная волны, интерферируя, образуют квазистоячую волну

$$E(r, t) = 2E_1(z) \sin(k_x x - \omega t) \sin qz \quad (5)$$

Узлы ее приходятся как раз на области электронных слоев и поглощение электромагнитной энергии не происходит.

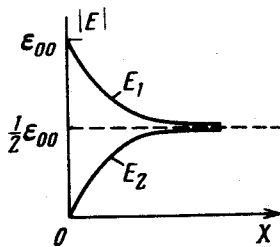
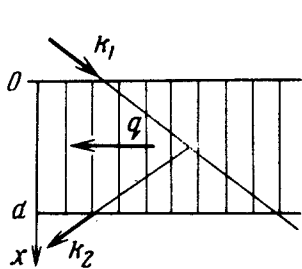


Рис. 3. Схема дифракции и распределение амплитуд проходящей ( $E_1$ ) и дифрагированной ( $E_2$ ) электромагнитных волн при дифракции на акустическом пучке конечной апертуры ( $\frac{1}{a_0} < d < \frac{1}{\gamma}$ ).

Пусть теперь электромагнитное излучение проходит сквозь звуковой пучок конечной ширины  $d$  ( $0 \leq x \leq d$ ), распространяющийся вдоль оси  $z$  (рис. 3). В результате брэгговской дифракции через плоскость  $x = d$  выходит две волны: падающая и дифрагированная. Распределение амплитуд этих волн имеют вид

$$E_1(x) = \frac{1}{2} \epsilon_{00} \exp\left(\frac{-\gamma x}{\cos \theta_{lB}}\right) \left(1 + \exp\left(\frac{-2a_0 x}{\cos \theta_{lB}}\right)\right);$$

$$E_2(x) = -\frac{1}{2} \epsilon_{00} \exp\left(\frac{-\gamma x}{\cos \theta_{lB}}\right) \left(1 - \exp\left(\frac{-2a_0 x}{\cos \theta_{lB}}\right)\right). \quad (6)$$

При  $x < (\cos \theta_{lB})/a_0$  поглощение определяется электронами; при  $x > (\cos \theta_{lB})/a_0$  не электронными механизмами, так как в этой области падающая и дифрагированная волны, интерферируя, образуют квазистоячую волну (5). При  $(\cos \theta_{lB})/a_0 < d < (\cos \theta_{lB})/\gamma$  интенсивность излучения, выходящего из звукового пучка, равна половине интенсивности падающего излучения  $I_{00}$  вне зависимости от толщины звукового пучка; эта энергия поровну распределяется между прошедшей и отклоненной волнами:  $I_1 = I_2 = \frac{1}{4} I_{00}$ .

Приведем оценки для пьезополупроводника. Для удержания электронов, захваченных электрическим полем звуковой волны необходимо, чтобы глубина потенциальной ямы  $e\phi = 2\beta e\Lambda/\epsilon'_0 S$  ( $\beta$  — пьезомодуль,  $S$  — амплитуда деформации,  $\Lambda$  — длина звуковой волны) была больше тепловой энергии  $kT$ :  $e\phi/kT > 1$ . Кроме того, электрическое поле  $E_{\text{эл.стат.}} = \frac{2\pi en_0}{\epsilon'_0} \Lambda$ , возникающее при образовании электронных слоев за счет разделения зарядов, должно уравниваться электрическим полем волны  $E_{\sim} = \frac{2\pi\beta}{\epsilon'_0} S$ . Для поперечной акустической вол-

ны в теллуре ( $\beta = 3 \cdot 10^5$  ед. CGSE,  $v_s = 10^5$  см/сек,  $n_0 = 10^{14}$  см $^{-3}$ ) с частотой  $f = 17$  МГц, для создания эффективной решетки поглощения необходимы звуковые потоки  $P \sim 40$  Вт/см $^2$ . Для наблюдения описанных выше эффектов акустооптической дифракции ИК излучения с длиной волны 337 мкм необходима длина взаимодействия порядка нескольких сантиметров.

Указанные выше дифракционные эффекты возможны также и для других механизмов создания периодической пространственной поглощающей среды, например, при явлениях инфракрасного гашения фотопроводимости.

Всесоюзный научно-исследовательский  
институт физико-технических  
и радиотехнических измерений

Поступила в редакцию  
24 июня 1980 г.

### Литература

- [1] П.Эвальд. УФН, **80**, 287, 1966.
  - [2] A.V.Vinogradov, B.Y.Zeldovich. Appl. Optics, **16**, 90, 1977.
  - [3] G.Borman. Phys. Zeit, **42**, 157, 1941; **127**, 297, 1950.
  - [4] B.N.Butcher, N.R.Ogg. Brit. J.Appl. Phys. (J. Phys. D), **2**, 2, 333, 1969.
  - [5] В.М.Левин, В.И.Пустовойт. Труды IX Всесоюзной акустической конференции. М., 1977.
-