

**ՄՈԴԱՆԵՐՆԻ ՄՐՑԱԿՅՈՒԹՅՈՒՆԸ ՆՈՒՐԲԹԱՂԱՆԹԱՅԻՆ ՔՎԱԶԻԱԼԻԲԱՏԱՐ
ՈՒԺԵՂԱՅՈՒՑԻԶ-ԳԵՆԵՐԱՏՈՐՈՒՄ**

Գ. Վ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Գ. Պ. ԶՈԹՅԱՆ, Գ. Ռ. ՍԱՐԳԻՍՅԱՆ

Հետազոտված է երկու էլեկտրամագնիսական ալիքների փոխազդեցությունը համասեռ ուժեղացման զործակցով բվադիալիբատար շերտի հետ: Վերլուծված է այդ ալիքների մրցակցությունը և նուրբ թաղանթային բվադիալիբատար լազերի գեներացիայի տարածական մոդայի սմբման էֆեկտը:

MODE COMPETITION IN THIN-FILM AMPLIFIER-GENERATOR

G. V. ARUTYUNYAN, G. P. DJOTYAN, G. R. SARKSYAN

The interaction of two plane electromagnetic waves with plane-parallel amplifying quasi-waveguide layer is investigated taking into account the gain saturation. The competition of these waves and the effect of generated spatial mode capture by an externally injected signal is analyzed.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 23, вып. 2, 92—95 (1988)

УДК 537.311.322

**ЗАКОН ДИСПЕРСИИ ЭЛЕКТРОНА В ПОВЕРХНОСТНОЙ
ПОДЗОНЕ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ С УЗКОЙ
ЗАПРЕЩЕННОЙ ЗОНОЙ**

Յ. Ա. ԿԱՏԱՄԱՆՅԱՆ, Մ. Ա. ԿԱԼԱԲՅԱՆ

Ереванский политехнический институт

(Поступила в редакцию 4 мая 1987 г.)

Определена зависимость энергии электрона от двумерного волнового вектора вдоль поверхности в собственной поверхностной подзоне узкощелевого полупроводника и ее положения в запрещенной зоне.

Хорошо известно, что электронные свойства приповерхностной области полупроводников существенно зависят от структуры энергетического спектра электронов на поверхности. Исследования атомарно чистой поверхности полупроводников в условиях сверхвысокого вакуума свидетельствуют о том, что в запрещенной зоне ряда полупроводников образуется собственная двумерная поверхностная подзона. От энергетического положения этой подзоны и закона дисперсии электронов в ней, в конечном счете, зависят многие физические характеристики приповерхностной области. В настоящее время делается много попыток теоретически определить положение поверхностной подзоны в конкретных полупроводниках и определенных условиях на поверхности, однако о самом

законе дисперсии и эффективной массе электрона в поверхностной подзоне имеется немного сведений.

В работе [1] вычислена эффективная масса электрона в поверхностной подзоне полупроводника с узкой запрещенной зоной при равенстве эффективных масс электронов m_e и дырок m_p в зонах ($m_e = m_p = m$) и получена формула

$$m_s = m \Delta E_0^{-1}, \quad (1)$$

где E_0 — положение края поверхностной подзоны; начало отсчета энергии выбрано в середине запрещенной зоны шириной 2Δ .

В полупроводниках с узкой запрещенной зоной эффективные массы электронов и дырок в зонах близки, но не равны друг другу ($m_e \neq m_p$). Поэтому представляет интерес нахождение закона дисперсии или, по крайней мере, вычисление эффективной массы электрона в поверхностной подзоне при вариации ее положения в пределах запрещенной зоны. Как известно [2, 3], положение поверхностного уровня существенно зависит от граничных условий, и при их вариации в широких пределах оно может меняться практически от одного края запрещенной зоны до другого.

Уравнение для определения спектра поверхностных состояний при малых значениях двумерного волнового вектора q вдоль поверхности имеет вид [4] ($n=1$):

$$(G_1' + 2m_0) G_1^{-1} = (G_2' - 2m_0) G_2^{-1}, \quad (2)$$

где $G_1 = G_1(z_0, z_0; q; E)$ — квазиодномерная функция Грина (ФГ) электрона в силовом поле потенциала поверхности, зависящая от q в качестве параметра, $G_2 = G_2(z_0, z_0; q; E)$ — та же функция в периодическом поле кристалла, $z = z_0$ — положение плоскости раздела кристалла поверхностью, штрих означает производную по z_0 , m_0 — масса свободного электрона.

Уравнение (2) определяет положение поверхностной подзоны в запрещенной зоне полупроводника и закон дисперсии $E = E(q)$ электрона в ней, если известна ФГ электрона в периодическом поле кристалла. Вариация граничных условий на поверхности здесь достигается изменением потенциала поверхности, определяющего ФГ G_1 . Последняя обычно зависит от E и q , например в модели скачкообразного изменения потенциала поверхности имеем

$$G_1' = 0, \quad G_1 = m_0 [2m_0 (V - E) + q^2]^{-1/2} \approx m_0^{1/2} (2V)^{-1/2} \quad (\text{при } V \gg E - q^2/(2m_0)).$$

В полупроводниках с узкой запрещенной зоной в двухзонном приближении ФГ электрона имеет вид

$$G_2(z_0, z_0; q; E) = \rho(q, E) + \left[\rho^2(q, E) + \left(\frac{m_0}{p} \right)^2 \right]^{1/2} \cos 2pz_0, \quad (3)$$

где $p = \pi/a$, a — постоянная решетки в направлении z , перпендикулярном поверхности, $\rho(q, E)$ — аналитически продолженная в область запрещенной зоны функция одномерной плотности состояний (зависящей от q в качестве параметра):

$$\rho(\mathbf{q}, E) = \frac{d \kappa_z(\mathbf{q}, E)}{dE}, \quad \kappa_z = i k_z; \quad (4)$$

$k_z = k_z(\mathbf{q}, E)$ определяется из закона дисперсии электронов объемного полупроводника:

$$E(\mathbf{q}, k_z) = \frac{(q^2 + k_z^2)}{2 m_1} \pm \sqrt{\frac{q^2 + k_z^2}{m_2} \Delta + \Delta^2}, \quad (5)$$

$$m_1^{-1} + m_2^{-1} = m_e^{-1}, \quad -m_1^{-1} + m_2^{-1} = m_p^{-1}.$$

Из (4) и (5) находим явный вид

$$\begin{aligned} \rho(\mathbf{q}, E) = & \frac{-2 m_e m_p}{\sqrt{q^2 + \frac{4 m_e m_p (\Delta^2 - E^2)}{2 m_p (\Delta + E) + 2 m_e (\Delta - E)}}} \times \\ & \times \frac{2 m_p (\Delta + E)^2 - 2 m_e (\Delta - E)^2}{[2 m_p (\Delta + E) + 2 m_e (\Delta - E)]^2}. \end{aligned} \quad (6)$$

Подставляя (3) в уравнение (2), получим

$$\rho(\mathbf{q}, E) = -\frac{m_0}{p} \operatorname{ctg}(2p z_0 + 2\varphi_1), \quad (7)$$

где

$$\varphi_1 = \arctg \frac{G_1 + 2m_0}{2p G_1}.$$

Для широкого круга моделей потенциала поверхности φ_1 слабо зависит от E и $\mathbf{q}$; поэтому можно считать φ_1 константой, задаваемой конкретными условиями на поверхности. Тогда решение уравнения (7) относительно E при $m_e = m_p = m$ дает явный вид закона дисперсии электрона в поверхностной подзоне:

$$E = E_0 (1 + q^2/m \Delta)^{1/2}, \quad E_0 = \Delta \cos(2p z_0 + 2\varphi_1), \quad (8)$$

зависящей от положения края поверхностной подзоны E_0 . Величина E_0 существенно зависит от граничных условий на поверхности и может перемещаться от одного края запрещенной зоны до другого. Легко видеть, что из (8) получается формула (1) для эффективной массы m_s .

Если эффективные массы в зонах отличаются, определить зависимость $E(\mathbf{q})$ в явном виде не удастся. Здесь можно ввести эффективную массу m_s при малых $\mathbf{q}$ и получить формулу для m_s . При $E \sim \varepsilon_0$, где ε_0 определяется из условия $\rho(\mathbf{q}, \varepsilon_0) = 0$, находим

$$m_s = \frac{\Delta}{E + \varepsilon_0} \frac{4 m_e m_p}{(m_e^{1/2} + m_p^{1/2})^2}, \quad \varepsilon_0 = -\frac{m_p^{1/2} - m_e^{1/2}}{m_p^{1/2} + m_e^{1/2}} \Delta. \quad (9)$$

Из (9) следует, что как знак, так и величина эффективной массы электрона зависят от положения поверхностной подзоны в запрещенной зоне полупроводника. Если $E + \varepsilon_0 > 0$ ($E + \varepsilon_0 < 0$), то знак m_s положителен (отрицателен), т. е. поверхностная подзона ветвями направлена вверх (вниз). Для глубокой поверхностной подзоны ее ширина

сужается, а величина $|m_s|$ увеличивается по мере приближения к ε_0 . В частности, при $E + \varepsilon_0 \rightarrow 0$ имеем $|m_s| \rightarrow \infty$, т. е. поверхностная подзона сужается до дискретного уровня. При $m_e = m_p$ это происходит, когда $\varepsilon_0 = 0$, т. е. край поверхностной подзоны находится в середине запрещенной зоны.

ЛИТЕРАТУРА

1. Варданян А. А., Гаспарян В. М., Касаманян Э. А. Изв. вузов, Физика, № 6, 123 (1979). Деп. ВИНТИ, № 1515—79.—10 т.
2. Девисон С., Левин Дж. Поверхностные «таммовские» состояния. Изд. Мир, М., 1971.
3. Варданян А. А., Касаманян Э. А. Изв. АН АрмССР, Физика, 12, 2 (1977).
4. Касаманян Э. А., Юзбашян Э. С. Ученые записки ЕГУ, № 1, 52 (1979).

ԷԼԵԿՏՐՈՆԻ ԴԻՍՊԵՐՍԻԱՅԻ ՕՐԵՆՔԸ ՆԵՂ ԱՐԳԵԼՎԱԾ ԳՈՏԻՈՎ
ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴԻՉՆԵՐԻ ՄԱԿԵՐԵՎՈՒՅԹԱՅԻՆ ԵՆԹԱԳՈՏԻՈՒՄ

Ձ. Հ. ԿԱՍԱՄՅԱՆ, Մ. Ա. ՉԱԼԱԲՅԱՆ

Նեղ արգելված գոտիով կիսահաղորդչի սեփական մակերևութային ենթադաշտում որոշված է էլեկտրոնի էներգիայի կախումը մակերևութի ուղղությամբ երկչափ ալիքային վեկտորից: Ենթադրված գոտիում ենթադաշտը գրաված դիրքից:

ELECTRON DISPERSION IN THE SURFACE SUBBAND OF SEMICONDUCTORS WITH NARROW FORBIDDEN BAND

Z. H. KASAMANYAN, M. A. CHALABYAN

The dependence of electron energy on two-dimensional wave vector along the surface in the intrinsic surface subband of a narrow-gap semiconductor is determined, when the location of the subband within the forbidden band is varied.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 23, вып. 2, 95—99 (1988)

УДК 532. 516

О ВОЗМОЖНОСТИ ПЛАВНОГО ИЗМЕНЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ КОНВЕКЦИИ, ВОЗБУЖДАЕМОЙ ПОГЛОЩЕНИЕМ СВЕТОВОЙ ВОЛНЫ

Р. С. АКОПЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 20 декабря 1986 г.)

С учетом экспоненциального закона поглощения света теоретически рассмотрены задачи о конвекции в жидкостях, обусловленной поглощением лазерного излучения с пространственно-периодической структурой интен-