

ОПТИЧЕСКАЯ АНИЗОТРОПИЯ ТОНКИХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПЛЕНОК

Р. Г. ТАРХАНИЯ

Исследовано влияние анизотропии тонкой полупроводниковой пленки на оптические свойства пленки на основе модели потенциальной ямы. Показано, что анизотропия, вызванная заселением новой подзоны, приводит к скачкообразному изменению характера [продольных колебаний газа свободных носителей—появляются две ветви колебаний, частоты которых являются функциями толщины пленки. Получены и исследованы выражения для показателей преломления различных типов волн.

1. В последнее время появилось в свет множество работ, посвященных исследованию квантовых размерных эффектов в тонких пленках (см. обзоры [1, 2]). Квантование энергии квазичастиц, связанное с кнеопределенностью нормальной к плоскости пленки проекции квазиимпульса, оказывается существенным при рассмотрении кинетических, термодинамических, а также оптических [3, 4] свойств тонких полупроводниковых пленок, толщина которых сравнима с дебройлевской длиной волны электронов. В настоящей заметке исследуется оптическая анизотропия тонких полупроводниковых пленок, обусловленная квантованием поперечного движения носителей тока. Известно, что анизотропия может возникнуть также в результате учета пространственной дисперсии (оптическая анизотропия негиротропных кубических кристаллов [5]). Чтобы не затемнить интересующий нас эффект, вычислим тензор диэлектрической проницаемости тонкой пленки, пренебрегая пространственной дисперсией*. Для определенности рассмотрим полупроводниковую пленку n -типа с изотропной эффективной массой m , толщиной L . Пусть ось z направлена по нормали к пленке. Аппроксимируем пленку прямоугольной потенциальной ямой с бесконечно высокими стенка-

* Пренебрежение пространственной дисперсией требует выполнения условий $k_{\perp} L \ll 1$ и $\left(\frac{k_{\parallel} v}{\omega}\right)^2 \ll 1$, где $k_{\perp, \parallel}$ — нормальная и параллельная к плоскости пленки компоненты волнового вектора, v — тепловая скорость. Второе условие удобнее записать в виде $n^2 \frac{v^2}{c^2} \ll 1$, где n — показатель преломления. Например, для обыкновенной волны (см. пункт 3) требуемые условия выполняются, как легко видеть, в области частот $\omega_0 \frac{v}{c} \sqrt{\epsilon_0} \ll \omega \ll \sqrt{\omega_0^2 + \frac{c^2}{\epsilon_0 L^2}}$, откуда в случае $n\text{-InSb}$ при толщине $L \sim 10^{-5}$ см, концентрации $N \sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$ и $T = 100^\circ \text{K}$ получим, что пространственная дисперсия незначительна в области частот от $2,8 \cdot 10^{11}$ до 10^{15} герц.

ми: $u(z) = 0$ при $|z| < \frac{L}{2}$ и $u(z) = \infty$ при $|z| \geq \frac{L}{2}$. Такой выбор потенциала эквивалентен предположению о зеркальном характере отражения носителей тока от поверхности. Следует отметить, что результаты, полученные на основе модели бесконечной ямы, не претендуют на количественное согласие с экспериментом, однако качественно правильно описывают явления, связанные с наиболее характерной особенностью одночастичных состояний в пленке — ограниченностью поперечного движения квазичастиц. Периодический потенциал в пленке, зависящий от x и y , учтем, как обычно, введением эффективной массы. Тогда гамильтониан отдельного электрона при наличии переменного электрического поля имеет вид

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{H}', \quad \hat{H}_0 = \frac{\hat{p}^2}{2m} + u(z), \quad \hat{H}' = -\frac{e}{2mc} (\vec{A} \hat{p} + \hat{p} \vec{A}), \quad (1)$$

где $\vec{p} = -\frac{\hbar}{i} \nabla$, $\vec{A} = \frac{c}{i\omega} \vec{E}_0 e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)}$ — векторный потенциал электромагнитной волны. Собственные значения и нормированные собственные функции невозмущенного гамильтониана $\hat{H}_0$ равны

$$\varepsilon_n = \frac{\hbar^2}{2m} \left(k_x^2 + k_y^2 + \frac{\pi^2 n^2}{L^2} \right), \quad n=1, 2, 3, \dots \quad (2)$$

$$\psi_n(\vec{r}) = \sqrt{\frac{2}{v}} e^{i(k_x x + k_y y)} \cdot \Phi_n(z) \quad \text{при } |z| < \frac{L}{2}; \quad \psi(\vec{r}) = 0 \quad \text{при } |z| \geq \frac{L}{2},$$

$$\Phi_n(z) = \sin\left(\frac{\pi n z}{L}\right) \quad \text{для четных } n, \quad \Phi_n(z) = \cos\left(\frac{\pi n z}{L}\right) \quad \text{для нечетных } n.$$

α — совокупность квантовых чисел n, k_x, k_y , v — объем пленки. Предполагаем, что объемными столкновениями можно пренебречь, так что частота рассматриваемых электромагнитных волн ω намного превосходит частоту столкновений $\frac{1}{\tau}$. Предполагается выполненным также

условие малости размытия спектра вследствие столкновений относительно энергетического расстояния между соседними подзонами:

$$\frac{3\hbar^2 \pi^2}{2mL^2} \gg \frac{\hbar}{\tau}.$$

2. Плотность тока, индуцированного в пленке, определяется выражением

$$\vec{j}(\vec{r}) = -\frac{e}{2m\omega} S_p \hat{p}(\vec{r}') [(\vec{p} + \frac{e}{c} \vec{A}) \delta(\vec{r} - \vec{r}') + \delta(\vec{r} - \vec{r}') (\vec{p} + \frac{e}{c} \vec{A})], \quad (3)$$

где $\hat{p}$ — линейное по самосогласованному полю решение бесстолкновительного уравнения Шредингера

тельного кинетического уравнения для одночастичной матрицы плотности

$$i\hbar \frac{\partial \hat{\rho}}{\partial t} = \hat{H} \hat{\rho} - \hat{\rho} \hat{H}. \quad (4)$$

Используя соотношения (1–4), переходя к представлению Фурье в (3), для тензора удельной электропроводности в отсутствие пространственной дисперсии получим известное выражение

$$\sigma_{ij} = \frac{iNe^2}{m\omega} \delta_{ij} + \frac{ie^2}{m^2\omega} \sum_{\alpha, \beta} \frac{f_{\alpha\beta} p'_{\alpha i} p'_{\beta j}}{\varepsilon_{\alpha\beta} - \hbar\omega}, \quad (5)$$

где $\varepsilon_{\alpha\beta} = \varepsilon_{\alpha} - \varepsilon_{\beta}$, $f_{\alpha\beta} = f_{\alpha} - f_{\beta}$, f_{α} — равновесная функция распределения электронов с энергией ε_{α} ; в дальнейшем предполагаем, что электроны подчиняются статистике Больцмана; N — концентрация электронов проводимости. Последняя является функцией толщины пленки и в случае невырожденного электронного газа определяется формулой

$$N = \frac{mkT}{\pi \hbar^2 L} e^{\frac{\zeta}{kT}} \sum_n e^{-\frac{\hbar^2 \pi^2 n^2}{2mkTL}}, \quad (6)$$

где ζ — химический потенциал, который определяется из уравнения нейтральности полупроводника; суммирование по n производится по всем заполненным подзонам. В случае, когда заполнена лишь первая подзона, тензор деэлектрической проницаемости (речь идет о его эрмитовой части) $\varepsilon_{ij} = \varepsilon_0 \delta_{ij} + \frac{4\pi i}{\omega} \sigma_{ij}$ вырождается в скаляр

$$\varepsilon_{ij} = \varepsilon_0 \left(1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2} \right) \delta_{ij}. \quad (7)$$

Здесь ε_0 — диэлектрическая постоянная пленки без носителей тока; предполагается, что ε_0 не зависит от частоты, что законно, когда последняя значительно больше характерных частот колебаний решетки;

$\omega_0 = \sqrt{\frac{4\pi Ne^2}{m\varepsilon_0}}$ — плазменная частота. Легко видеть, что в случае, когда начинает заполняться новая подзона, компонента ε_{zz} , в отличие от ε_{xx} и ε_{yy} , скачком изменяется, и пленка при этом становится оптически анизотропной*. Так, при заселении подзон с номерами $n=1, 2$ с помощью (5) для компоненты ε_{zz} получим

$$\varepsilon_{zz} = \varepsilon_0 \left[1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2} \left(1 + \frac{256}{27\pi^2} \frac{\tilde{\omega}^2}{\omega^2 - \tilde{\omega}^2} \operatorname{th} \frac{\hbar\omega}{2kT} \right) \right], \quad (8)$$

где $\tilde{\omega} = \frac{3\hbar\pi^2}{2mL^2}$. При этом концентрация электронов в зоне проводимости определяется формулой

*Аналогичный эффект имеет место также в массивном образце при наличии квантующего магнитного поля.

$$N = \left(\frac{mkTN_D}{\pi \hbar^2 L} \right)^{\frac{1}{2}} \cdot e^{-\frac{\varepsilon_D}{2kT}} \left(1 + e^{-\frac{\tilde{n}_0}{kT}} \right), \quad (9)$$

где N_D концентрация доноров. При выводе (9) предполагалось, как и в работе [6], что глубина залегания примесных уровней настолько велика, что выполняется условие $\exp\left(\frac{\zeta + \varepsilon_D}{kT}\right) \gg 1$, где ε_D — энергия активации.

3. Рассмотрим кратко влияние анизотропии на распространение волн в пленке вдали от области дипольного перехода, связанного с резонансным поглощением электромагнитной волны частоты ω свободными носителями тока. Ограничимся случаем, когда распространение происходит в плоскости xz . Исследование дисперсионного уравнения показывает, что в среде возможно распространение двух волн: обыкновенной поперечной волны с показателем преломления $n^2 = \varepsilon_{xx} = \varepsilon_0 \left(1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2} \right)$ и необыкновенной волны с показателем преломления

$$n_p^2 = \frac{\varepsilon_{xx} \varepsilon_{zz}}{\varepsilon_{xx} s_x^2 + \varepsilon_{zz} s_z^2}, \quad (10)$$

где $\vec{s}$ — единичный вектор в направлении распространения волны. Обыкновенная волна существует в области $\omega > \omega_0$, а при $\omega = \omega_0$ имеет место отсечка, т. е. фазовая скорость волны обращается в бесконечность. Заметим, что с уменьшением толщины пленки частота отсечки возрастает по закону $\omega_0 \sim L^{-\frac{1}{4}}$.

Показатель преломления необыкновенной волны обращается в нуль при трех частотах: $\omega = \omega_0$ и $\omega = \omega_{\pm}$, где

$$\omega_{\pm}^2 = \frac{1}{2} \left\{ \omega_0^2 + \tilde{\omega}^2 \pm \left[(\tilde{\omega}^2 - \omega_0^2)^2 + \frac{1}{3} \left(\frac{32}{\pi} \omega_0 \tilde{\omega} \right)^2 \operatorname{th}^2 \left(\frac{\hbar \tilde{\omega}}{2kT} \right) \right]^{\frac{1}{2}} \right\}. \quad (11)$$

Разность $\omega_+ - \omega_-$ принимает минимальное значение при толщине

$$L_0 = \frac{1}{2} \left(\frac{9\varepsilon_0 \hbar^2 \pi^3}{mNe^2} \right)^{\frac{1}{4}}, \text{ для } n - \text{InSb при } N \sim 10^{17} \text{ см}^{-3} \text{ } L_0 \sim 10^{-5} \text{ см.}$$

Необыкновенная волна существует ($n_p > 0$), вообще говоря, в нескольких областях частот: $\omega > \max(\omega_+, \omega_0)$ и $\omega_- > \omega > \omega_0$ при произвольном направлении распространения; $\omega_+ > \omega > \max(\omega_0, \omega_-)$ при распространении внутри конуса $\operatorname{tg}^2(z, \vec{s}) = \frac{256}{27\pi^2} \cdot \frac{\omega_0^2 \tilde{\omega}^2}{(\omega^2 - \omega_0^2)(\omega_-^2 - \omega^2)} - 1$; $\omega_+ < \omega < \omega_0$ и $\omega < \min(\omega_0, \omega_-)$ при распространении вне того же конуса.

При распространении вдоль оси x ($s_z = 0$, $s_x = 1$) необыкновенная волна расщепляется на поперечную волну с показателем преломления $n_{\perp}^2 = \varepsilon_{zz}$ и на продольную волну с дискретной (в отсутствие пространственной дисперсии) частотой $\omega = \omega_0$.

Поперечная волна существует в двух областях частот: $\omega > \omega_+$ и $\omega < \omega_-$, на границах которых имеет место отсечка, а в области частот $\omega_- < \omega < \omega_+$ эта волна распространяться не может, так как $n_{\perp}^2 < 0$.

На частоте $\omega = \tilde{\omega}$ эта волна имеет односторонний резонанс ($n_{\perp} \rightarrow \infty$) со стороны меньших частот. На частоте продольных колебаний $\omega = \omega_0$ показатель преломления поперечной волны равняется

$$n_{\perp}^2 = \frac{256}{27\pi^2} \frac{\varepsilon_0 \tilde{\omega}^2}{\tilde{\omega}^2 - \omega_0^2} \text{th} \left(\frac{\hbar \tilde{\omega}}{2kT} \right), \quad (12)$$

при этом волна существует лишь при толщине пленки, удовлетворяющей условию $L < L_0$, а при $L = L_0$ ($\omega_0 = \tilde{\omega}$) имеет место резонанс. При распространении вдоль оси z необыкновенная волна расщепляется на поперечную волну с таким же показателем преломления, что и обыкновенная волна, и на продольную волну с двумя дискретными частотами $\omega = \omega_{\pm}$.

При произвольном направлении распространения необыкновенная волна становится продольной при условии

$$\varepsilon_{xx} s_x^2 + \varepsilon_{zz} s_z^2 = 0, \quad (13)$$

при этом $n_p \rightarrow \infty$ (плазменный резонанс). Уравнение (13) определяет частоты двух продольных колебаний, зависящих от направления распространения:

$$\omega_{\pm}^s = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[\tilde{\omega}^2 + \omega_0^2 \pm \sqrt{(\tilde{\omega}^2 - \omega_0^2)^2 + \frac{1024}{27\pi^2} s_z^2 \omega_0^2 \tilde{\omega}^2 \text{th} \left(\frac{\hbar \tilde{\omega}}{2kT} \right)} \right]^{1/2}. \quad (14)$$

С ростом угла (s, z) ω_-^s возрастает от значения ω_- при $s_x = 0$ до $\omega_-^s = \min(\omega_0, \tilde{\omega})$ при $s_z = 0$; при этом ω_+^s убывает от ω_+ до $\max(\omega_0, \tilde{\omega})$.

Разность $\omega_+^s - \omega_-^s$ с ростом угла (s, z) уменьшается, достигая минимального значения, равного $|\tilde{\omega} - \omega_0|$, при $s_z = 0$. Последнее с ростом толщины сначала убывает, обращается в нуль при $L = L_0$, а затем возрастает. Отметим, что в случае заселения только первой подзоны плазменный резонанс возникает лишь на частоте $\omega = \omega_0$.

Таким образом, анизотропия, вызванная заселением новой подзоны, приводит к скачкообразному изменению характера продольных колебаний — появляются две ветви продольных колебаний, частоты которых являются функциями толщины пленки, а также направления рас-

пространения. При условии $L = L_0$ и $s_z = 0$ эти ветви пересекаются, соответствующая частота продольных колебаний равняется $\omega = \omega_0 = \omega$.

В заключение выражаю свою признательность Г. М. Гарибяну за интерес к работе.

Институт радиопизики и электроники
АН Армянской ССР

Поступила 29.IV.1969

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. И. М. Лифшиц, М. И. Казанов, УФН, 78, 411 (1962).
2. Б. А. Тавлер, В. Я. Демиховский, УФН, 96 (1968).
3. В. Н. Луцкий, Письма ЖЭТФ, 2, 391 (1965).
4. Н. С. Рытова, ФТТ, 8, 2762 (1966).
5. В. М. Азранович, В. А. Гинзбург, Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теория экситонов. Изд. „Наука“, М., 1965.
6. Б. А. Тавлер, В. Я. Демиховский, ФТТ, 5, 644 (1963).

ԲԱՐԱԿ ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴԱՅԻՆ ԹԱՂԱՆԹՆԵՐԻ ՕՊՏԻԿԱԿԱՆ ԱՆԻՉՈՏՐՈՊԻԱՆ

Ռ. Հ. ԹԱՐԽԱՆՅԱՆ

Պոտենցիալ փոսի մոդելի հիման վրա ուսումնասիրված է բարակ կիսահաղորդչային թաղանթի անիզոտրոպիայի ազդեցությունը թաղանթի օպտիկական հատկությունների վրա: Ցույց է տրված, որ նոր ենթաշերտի լցման հետևանքով առաջացած անիզոտրոպիան հանգեցնում է ազատ հոսանքակիրների զազի երկայնական տատանումների ընույթի թռիչքային փոփոխմանը:

THE OPTICAL ANISOTROPY OF THIN SEMICONDUCTOR FILMS

R. H. TARKHANIAN

On the basis of a model of square-well potential the influence of the anisotropy of thin semiconductor films on the optical properties is studied. It is shown that anisotropy caused by population of the following level leads to an uneven change of the nature of longitudinal oscillation of the free carrier gas.