

где $\Delta\epsilon_c$ — разрыв зоны проводимости на гетерогранице, и, таким образом, все фигурирующие в (4)—(6) величины являются функциями эффективной температуры T , проведем расчет ВАХ в параметрической форме по методу, изложенному в [3] и учитывающему в однотемпературном приближении все основные процессы рассеяния в Γ - и L -долинах. Результаты представлены на рисунке в виде зависимости средней по структуре нормальной к плоскости контактов скорости $\langle V_n \rangle = \langle J_n \rangle / e \langle n \rangle$ от среднего нормального же электрического поля $\langle E_n \rangle$ для разных значений разрыва зон проводимости $\Delta\epsilon_c$ и напряженности магнитного поля H в случае равного нулю угла между плоскостями гетеропереходов и контактами. Видно, что наложение магнитного поля $H \sim 10^4$ — 10^5 Э приводит к увеличению напряжения срыва и уменьшению тока включения, т. е. к тому же эффекту, что и рост $\Delta\epsilon_c$.

Л и т е р а т у р а

- [1] Белянцев А. М., Игнатов А. А., Пискарев В. И., Синицын М. А., Шашкин В. И., Явич Б. С., Яковлев М. Л. Новые нелинейные высокочастотные эффекты и ОДП S -типа в многослойных гетероструктурах. — Письма ЖЭТФ, 1986, т. 43, в. 7, с. 339—341.
- [2] Мезрин О. А., Трошков С. И. Теория S -образной ВАХ в многослойной изотипной n^+ — n -гетероструктуре. — ФТП, 1986, т. 20, в. 7, с. 1298—1301.
- [3] Толстихин В. И. Поперечный транспорт в многослойных гетероструктурах в условиях разогрева носителей. — ФТП, 1986, т. 20, в. 12, с. 2199—2204.
- [4] Богомолов В. Н., Шульман С. Г., Аронов А. Г., Пикус Г. Е. Получение падающей вольтамперной характеристики в полупроводниках в скрещенных электрическом и магнитном полях закорачиванием поперечного холловского поля. — Письма ЖЭТФ, 1987, т. 5, в. 7, с. 212—214.

Получено 3.11.1986
Принято к печати 21.07.1987

ФТП, том 22, вып. 2, 1988

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН ВДОЛЬ СЛОЕВ ПЕРИОДИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЫ ПОЛУПРОВОДНИК—ДИЭЛЕКТРИК С УЧЕТОМ ГИРОТРОПИИ

Бразис Р. С., Сафонова Л. С.

Недавно в классической периодической слоистой структуре была экспериментально обнаружена перестраиваемая магнитным полем полоса непропускания, обусловленная возбуждением объемных типов собственных колебаний [1]. Используя модель анизотропной однородной среды [2], обобщенную на гиротропные периодические среды, авторы [3] получили согласующиеся с экспериментом границы полосы непропускания. Однако вблизи частот собственных колебаний условие применимости модели может быть нарушено вследствие уменьшения длины волны в структуре. Целью настоящей работы является исследование спектра и типов электромагнитных волн, распространяющихся в периодической структуре полупроводник—диэлектрик, на основе более строгой модели, свободной от ограничений, присущих приближению сплошной среды.

Исследовалось распространение поперечно-магнитных волн $\{E, H\} = \{E_0(x), H_0(x)\} \exp[-i(k_{\perp}x + k_{\parallel}y)]$ в неограниченной структуре, состоящей из плоских чередующихся слоев полупроводника и диэлектрика с толщинами d_1 , d_2 и диэлектрическими проницаемостями ϵ_1 , ϵ_2 соответственно. Решеточная диэлектрическая проницаемость ϵ_L , эффективная масса носителей заряда и их концентрация n_0 для полупроводника, а также величина ϵ_2 в диэлектрике считались изотропными. Частотная зависимость ϵ_L и ϵ_2 не учитывалась. Постоян-

ное магнитное поле $B_0 \parallel z$, направление периодичности структуры, совпадающее с направлением нормали к плоскостям слоев, $n \parallel x$.

Распространение электромагнитных волн в плоскости xy описывается дисперсионным уравнением

$$\cos \alpha_1 d_1 \cos \alpha_2 d_2 - \frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2}{2\alpha_1 \alpha_2} \left(\frac{\alpha_2^2}{\varepsilon_2^2} + \frac{\beta^2}{\varepsilon_1 \varepsilon_{xx}} \right) \sin \alpha_1 d_1 \sin \alpha_2 d_2 = \cos k_{\perp} d, \quad (1)$$

где $\alpha_{1,2} = (k_0^2 \varepsilon_{1,2} - k_{\parallel}^2)^{1/2}$, $\beta^2 = k_0^2 \varepsilon_{xx} - k_{\parallel}^2$, $\varepsilon_1 = (\varepsilon_{xx}^2 + \varepsilon_{xy}^2) / \varepsilon_{xx}$, $k_0 = \omega/c$, $d = d_1 + d_2$ — период структуры, ε_{xx} , ε_{xy} — компоненты тензора диэлектрической про-

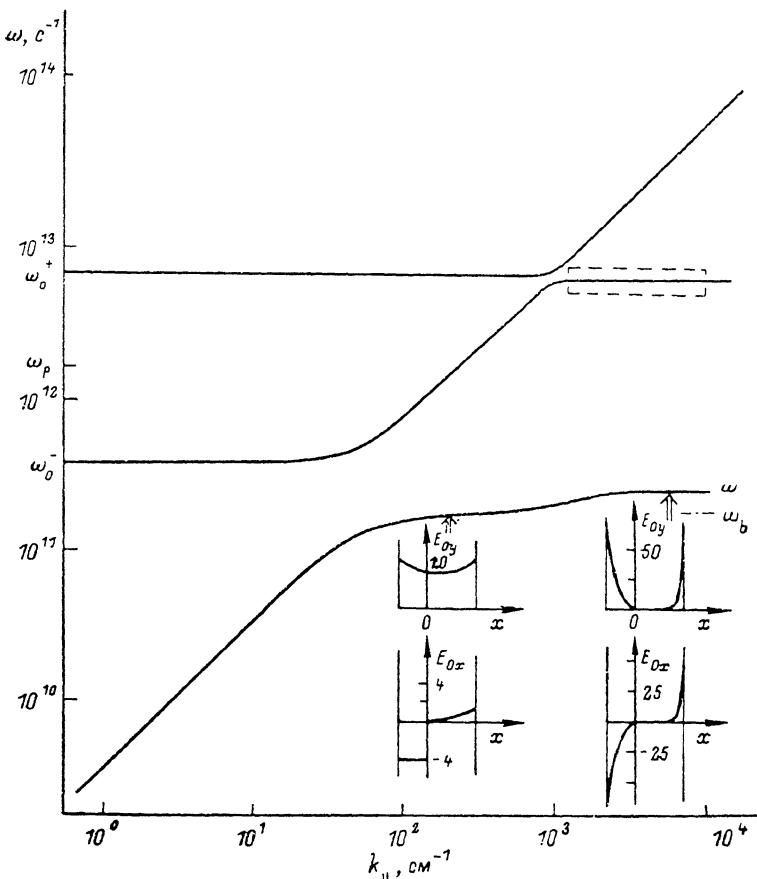


Рис. 1. Спектр и распределение амплитуд полей для периодической структуры $n\text{-InSb}-\text{Al}_2\text{O}_3$. $B_0 = 0.5 \text{ T}$, $d_1 = 35$, $d_2 = 5 \text{ мкм}$, $n_0 = 2 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$.

ницаемости полупроводника, $k_{\perp} = k_{\perp}^0 + 2m\pi/d$ (m — целое число), k_{\perp}^0 определяется параллельной направлению периодичности компонентой волнового вектора возбуждающей волны.

Из системы уравнений Максвелла с применением граничных условий непрерывности и периодичности касательных составляющих полей на границах слоев получены выражения, определяющие пространственную зависимость полей,

$$\begin{aligned} \{E_{0y}, E_{0x}\}_{1,2} &= \{A, B\}_{1,2} \cos \alpha_{1,2} x + \{a, b\}_{1,2} \sin \alpha_{1,2} x \exp(ik_{\perp} x), \\ \{B, b\}_1 &= -\beta^{-2} [k_0^2 \varepsilon_{xy} \{A, a\}_1 + ik_{\parallel} \alpha_1 \{a, -A\}_1], \\ \{B, b\}_2 &= -ik_{\parallel} \alpha_2^{-1} \{a, -A\}_2, \\ A_1 &= A_2 = A_0, \quad a_1 = A_0 \tilde{z}, \quad a_2 = A_0 (P \tilde{\xi} - Q), \\ \tilde{\xi} &= - \frac{\cos \alpha_1 d_1 \exp(ik_{\perp} d_1) - (\cos \alpha_2 d_2 + Q \sin \alpha_2 d_2) \exp(-ik_{\perp} d_2)}{\sin \alpha_1 d_1 \exp(ik_{\perp} d_1) + P \sin \alpha_2 d_2 \exp(-ik_{\perp} d_2)}, \end{aligned}$$

$$Q = ik_{\parallel} \varepsilon_{xy} a_2 \beta^{-2} \varepsilon_2^{-1}, \quad P = \varepsilon_{xx} a_1 a_2 \beta^{-2} \varepsilon_2^{-1}.$$

Магнитную компоненту H_{0x} легко получить из уравнений Максвелла.

Расчеты производились в пренебрежении процессами рассеяния. Спектр электромагнитных волн, распространяющихся вдоль слоев структуры ($k_{\perp}=0$), полученный путем численного решения (1), и распределение полей, соответствующее наиболее характерным точкам основных дисперсионных ветвей, представлены на рис. 1. Спектральные ветви высших мод ($m \neq 0$) исследовались в [4]. Отличительной чертой спектра является наличие двух полос непропускания — низкочастотной, расположенной ниже плазменной частоты полупроводникового материала ω_p , и высокочастотной, находящейся выше ω_2 . Нижняя дисперсионная ветвь берет начало в точке $\omega=0$, $k_{\parallel}=0$. В области $k_{\parallel}=200-300$ см⁻¹ четко выделяется плато, для которого характерно довольно однородное распре-

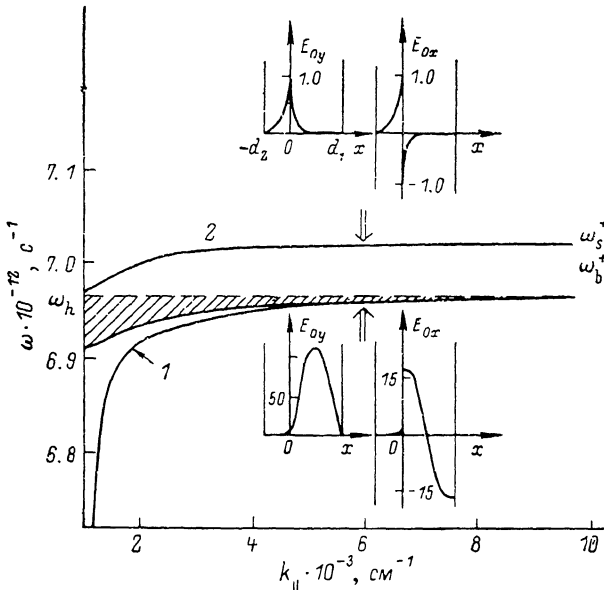


Рис. 2. Развертка участка спектра, отмеченного на рис. 1.

1 — основная волноводная мода, 2 — высокочастотная поверхностная мода.

деление компоненты E_{0y} по периоду и E_{0x} по толщине отдельного слоя. С ростом волнового числа поле стягивается к границам между слоями, и при $\omega \rightarrow \omega_s^-$ имеем типичное для поверхностной моды распределение. ω_s^- соответствует резонансной частоте ($k_{\parallel} \rightarrow \infty$) не связанных между собой плазменных колебаний на отдельных межслоевых границах [3] с координатами $x = \pm md$. Такие границы условимся называть четными, а границы с $x = d_1 + md$, $x = (-d_2 - md)$ — нечетными. При перемене знака B_0 на противоположный поле поверхностных волн локализуется на нечетных границах; спектр при этом не изменяется.

Средняя и верхняя ветви имеют частоты отсечки (ω_0^- , ω_0^+). Участок спектра, отмеченный на рис. 1 штриховым прямоугольником, представлен в увеличенном масштабе на рис. 2. Кривая 1 на рис. 2 соответствует средней дисперсионной ветви на рис. 1. Колебания, характеризующие эту ветвь при больших k_{\parallel} , определяют моду, поле которой сосредоточено в полупроводниковом слое и практически отсутствует в диэлектрике. Причина этого явления заключается в близости частот собственных колебаний к частоте гибридного резонанса в полупроводнике ω_p . При $\omega \rightarrow \omega_p$ значение эффективной диэлектрической проницаемости ε_1 положительно и очень велико, что и вызывает концентрацию поля в полупроводниковом слое. Образуется своеобразная волноводная мода. Многочисленные ветви, лежащие в заштрихованной области, представляют собой высшие волноводные моды. При малых значениях k_{\parallel} частоты этих мод не зависят от k_{\parallel} и расположены очень близко к верхней основной ветви спектра, поэтому на рис. 1 они не показаны.

Выше ω_d существует еще одна ветвь (рис. 2, кривая 2). Она характеризуется распределением поля, типичным для поверхностной волны, возбуждающейся при данном направлении B_0 на четных границах структуры и обладающей резонансной частотой ω_d^+ . Резонансные частоты ω_d^\pm могут быть получены подстановкой $k_{||} \rightarrow \infty$ в уравнение (1).

Наличие плато на нижних дисперсионных кривых свидетельствует о возбуждении в структуре собственных колебаний объемного типа. Частоты, соответствующие участкам плато (ω_b), совпадают с резонансными частотами объемных колебаний, аналитически полученных в модели анизотропной однородной среды [3]. Подобные плато имеются и на дисперсионных кривых в отсутствие магнитного поля. При наличии соударений, препятствующих неограниченному росту $k_{||}$ и концентрации поля на межслоевых границах, объемные колебания определяют распространение электромагнитных волн в структуре и экспериментально наблюдаемые полосы поглощения в ее спектре.

Л и т е р а т у р а

- [1] Бразис Р. С., Сафонова Л. С. Резонанс в периодической структуре с гиротропными слоями. — Письма ЖТФ, 1984, т. 10, в. 21, с. 1325—1329.
- [2] Рытов С. М. Электромагнитные свойства мелкослойной среды. — ЖЭТФ, 1955, т. 29, в. 5, с. 605—616.
- [3] Бразис Р. С., Сафонова Л. С. Резонансы в периодической структуре полупроводник—диэлектрик в поперечном магнитном поле. — ФТП, 1986, т. 20, в. 11, с. 2029—2033.
- [4] Бразис Р. С., Сафонова Л. С. Дисперсионные свойства классической сверхрешетки полупроводник—диэлектрик. — В кн.: Тез. докл. VI симп. «Плазма и неустойчивости в полупроводниках». Вильнюс, 1986, с. 58—59.

Институт физики полупроводников АН ЛитССР
Вильнюс

Получено 16.12.1986
Принято к печати 21.07.1987

ФТП, том 22, вып. 2, 1988

МОДЕЛЬ ФОРМИРОВАНИЯ p - n -ПЕРЕХОДА У ОБЛУЧЕННОЙ ЛАЗЕРОМ ПОВЕРХНОСТИ ПОЛУПРОВОДНИКА

Горин Е. А.

Значительный интерес, проявляемый к исследованию методов формирования поверхностных диодных структур в полупроводниках при лазерном воздействии, определяется преимуществами лазерной технологии перед традиционными способами [1]. Возможность получения p - n -перехода на кремнии в зоне лазерного облучения отмечалась еще в работах [2, 3], причем в [3] — при сплавлении пленки алюминия. Несмотря на расширение объема исследований по влиянию лазерного облучения на свойства полупроводников [4], физические процессы, приводящие к формированию p - n -перехода, остаются выясненными не полностью.

Энергетическая диаграмма формируемого лазерным легированием p - n -перехода может быть построена на основе изучения вольтамперных и вольтемкостных характеристик совместно с фотоэлектрическими измерениями и анализом профиля распределения примеси. На рис. 1 приведено распределение примесей и компонент лазерно легированного антимолида индия, полученное ЭСХА методом. Исходный монокристалл p -типа с концентрацией носителей заряда $10^{12} \div 10^{13}$ см⁻³ при 78 К облучался импульсом поверхностно поглощаемого излучения длительностью 100 нс с плотностью, в 2 раза превышающей порог плавления поверхности [5], после нанесения тонкой пленки донорной примеси. Даже без предварительной металлизации у поверхности образцов образовывался слой n -типа за счет сегрегации германия — примеси, вводимой в монокристалл в процессе выращивания. Инверсия в n -тип тонкого поверхност-