

фотоэмиссии $Y(h\nu)$ [1]. При этом в отличие от традиционных ОЭС эмиттеров влиянием степени легирования на спектр поглощения можно пренебречь, поскольку типичная для полупроводникового алмаза концентрация акцептора (бора) $N_a \leq 10^{17} \text{ см}^{-3}$ достаточно мала [7]. На рисунке представлены экспериментальные данные по фотоэмиссии с нереконструированной поверхности (111) [1], нормализованные по выражению (3) в виде зависимости $(1-R)/Y$ от $1/\alpha$. Зависимость линейна, т. е. хорошо согласуется с диффузионной моделью [6] как вблизи фундаментального края поглощения $h\nu \geq 5.5 \text{ эВ}$ (непрямые переходы $\Gamma_{25'} \rightarrow \Delta$), так и при энергии фотонов $h\nu > 7.1 \text{ эВ}$ (прямые переходы $\Gamma_{25'} \rightarrow \Gamma_{15}$).² При фотовозбуждении в области $h\nu < 7 \text{ эВ}$ диффузионная длина (из углового наклона прямой 1) $L \approx 1.2 \text{ мкм}$, время жизни, определяемое рекомбинацией с дырками $\tau = L^2/D_e$, где коэффициент диффузии $D_e \approx 45 \text{ см}^2/\text{с}$, примерно 0.3 нс. Такой порядок имеет время спада тока эмиссии при выключении фотовозбуждения. На рисунке справа приведены коэффициент эффективности собирания электронов на поверхности $Z = \alpha L / (1 + \alpha L)$ в зависимости от энергии фотовозбуждения, а также вероятность эмиссии $P = Y / (1 - R) Z$, хорошо согласующаяся со значением $P \leq 0.2$ из отсечки прямой 1 на ординате. Наконец, в области спектра, где ожидается максимум токовой чувствительности эмиттера (глубина фотовозбуждения $1/\alpha \approx L$), коэффициент Z близок к единице и квантовый выход не ниже 7–10 %, что представляет безусловный практический интерес. В области спектра, в которой преобладают прямые переходы, диффузионная модель предсказывает гораздо меньшее значение $L \approx 0.05 \text{ мкм}$ ($h\nu \geq 7.5 \text{ эВ}$, прямая 2); время жизни фотоэлектрона в более высоком Γ_{15} -минимуме зоны проводимости $\tau \approx 0.6 \text{ пс}$ также весьма мал.

Таким образом, реализация фотоэмиттера с ОЭС на основе природного алмаза представляется весьма перспективной задачей.

Л и т е р а т у р а

- [1] Himpfel F. J., Knapp J. A., Van Vechten J. A., Eastman D. E. — Phys. Rev. B, 1979, v. 20, N 2, p. 624–627.
- [2] Pate B. B., Stefan P. M., Binns C., Jupiter P. J., Shek M. L., Lindau I., Spicer W. E. — J. Vac. Sci. Techn., 1981, v. 19, N 3, p. 349–354.
- [3] Вавилов В. С., Гиппиус А. А., Конорова Е. А. Электронные и оптические процессы в алмазе. М., 1985. 120 с.
- [4] Clark C. D., Dean P. J., Harris P. V. — Proc. Royal Soc., 1964, v. 277, N 1370, p. 313–329.
- [5] Phillip H. R., Taft E. A. — Phys. Rev., 1962, v. 127, N 1, p. 159–162.
- [6] Spicer W. E. — Phys. Rev., 1958, v. 112, N 1, p. 114–122.
- [7] Белл Р. Эмиттеры с отрицательным электронным средством. М., 1978. 190 с.

Получено 21.07.1987
Принято к печати 20.08.1987

ФТП, том 22, вып. 3, 1988

О СУЩЕСТВОВАНИИ МЕДЛЕННЫХ ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЛН ГЕЛИКОННОГО ТИПА

Руйбис Г. С., Толулис Р. Б.

В настоящей работе решена точная система дисперсионных уравнений, приведенных в работе [1], описывающая поверхностные магнитоплазменные волны, распространяющиеся под углом θ к вектору индукции внешнего магнитного поля \mathbf{B} , лежащего в плоскости раздела полупроводник—диэлектрик. В работе [1] проанализированы быстрые, кроме областей резонансных частот спектра, поверхностные поляритоны в бесстолкновительной однокомпонентной

² Точка $\Gamma_{25'}$ зоны Бриллюэна соответствует максимуму валентной зоны, точки Δ и Γ_{15} — двум минимумам зоны проводимости.

№ случая	Магнито-плазма	T, К	$n \cdot 10^{-20}$, М ⁻³	$p \cdot 10^{-20}$, М ⁻³	μ_n , м ² /В · с	μ_p , м ² /В · с	f, МГц
1	i-InSb	293	160	160	7.7	0.077	35
2	InSb <p>	293	80	350	4.8	0.06	35
3	InSb	176	2.5	1.2	24	0.24	800
4	n-InSb	77	1.32	—	66	—	10 ³

магнитоплазме. Как показали наши расчеты, для монокристаллического антимоида индия, граничащего с вакуумом, на частотах значительно ниже резонансных система дисперсионных уравнений [1] имеет корни в виде двух типов волн: быстрых поверхностных волн (их фазовая скорость мало отличается от скорости света в вакууме) и медленных геликонного типа. Решения в виде

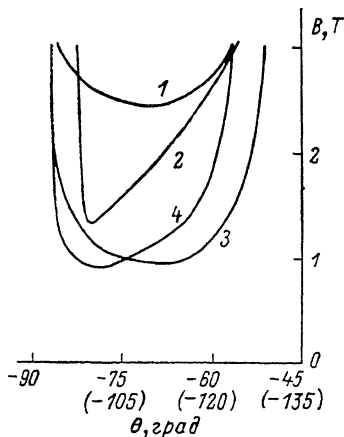


Рис. 1. Области существования поверхностных волн.

Номера кривых соответствуют рассчитанным случаям (см. таблицу).

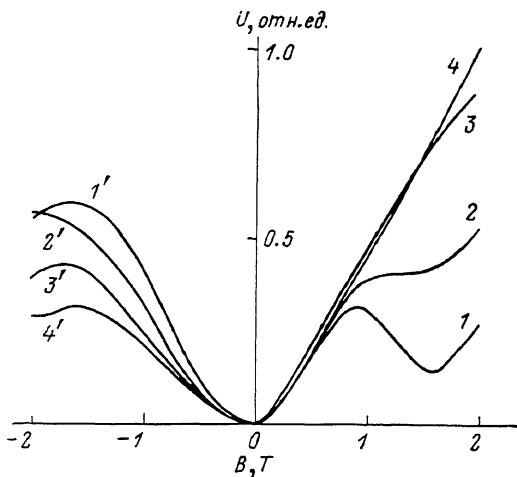


Рис. 2. Зависимость переданного волнами сигнала от магнитной индукции.

θ , град: 1 — 30, 2 — 45, 3 — 60, 4 — 75, 1' — 150, 2' — 135, 3' — 120, 4' — 105.

медленных поверхностных волн в однокомпонентной магнитоплазме антимоида индия исчезают, если предполагать частоту соударений электронов, намного меньшей циклической частоты волны. Решение системы дисперсионных уравнений произведено на ЭВМ при помощи итерационного метода Мюллера [2]. Далее анализируются медленные поверхностные волны.

Решения в виде поверхностных волн геликонного типа получены только для отрицательных значений θ в двух секторах углов, расположенных симметрично относительно $\theta = -90^\circ$. Это соответствует теоретическим выводам в работах [3, 4] по поверхностным геликонам. Распространение волн неважно, так как при изменении направления распространения волн на 180° меняется знак θ .

Для выяснения взаимосвязи электрофизических параметров твердотельной плазмы и свойств поверхностных волн рассчитывались четыре случая магнито-плазмы антимоида индия (см. таблицу; эффективные массы электронов и дырок принимались равными соответственно 0.013 и 0.39, а относительная диэлектрическая проницаемость кристаллической решетки 16.8). На рис. 1 показаны зависимости минимальных для поверхностных волн значений B от θ , определяющих границы областей их существования. В этих областях, согласно принятому в работе [1] виду переменных величин, мнимые части поперечных волновых чисел удовлетворяют условию убывания электромагнитного поля поверхностной волны при удалении от плоскости раздела сред. Для перехода между областями поверхностных и объемных волн характерно резкое стремление к нулю величины мнимой части одного из поперечных волновых чисел в полу-

проводнике. В рассчитанных случаях магнитоплазмы антимонида индия прослеживается зависимость условий возникновения поверхностной волны от параметра $1/\delta = |\epsilon_{xx}\epsilon_{zz}/\epsilon_{xy}^2|$, где ϵ_{xx} , ϵ_{xy} , ϵ_{zz} — компоненты тензора диэлектрической проницаемости магнитоплазмы при $\mathbf{B} \parallel \text{Oz}$. Значения параметра $1/\delta$ должны значительно превышать единицу [3, 4]. Из рис. 1 видно, что область существования поверхностной волны для InSb, легированного акцепторами (см. таблицу, случай 2), больше, чем для собственного InSb (случай 1), характеризующегося сравнительно небольшой концентрацией дырок, обуславливающих отличные от единицы значения параметра $1/\delta$. В случае 4 (со сравнительно разреженной магнитоплазмой, на достаточно большой частоте 1 ГГц) возникновение поверхностной волны связано с проявлением диэлектрической проницаемости решетки кристалла в тензоре диэлектрической проницаемости магнитоплазмы. Поэтому на частотах менее 100 МГц при $B < 3 \text{ Т}$ в этом случае решений в виде поверхностной волны не существует. Наиболее удобен для эксперимента случай 3, когда возникновение поверхностной волны обусловлено как дырками, так и кристаллической решеткой монокристалла. В этом случае влияние размеров образцов при экспериментальных исследованиях исключается из-за большего, чем для случая 4, коэффициента затухания волн и меньших их длин. В случае 2 затухание поверхностных волн велико. Длины поверхностных и объемных косых магнитоплазменных волн мало различаются, а затухание поверхностных волн несколько больше, чем у объемных.

Для экспериментальных исследований магнитоплазменных волн использовался монокристалл InSb с электрофизическими параметрами, соответствующими случаю 3 при 176 К. Использовалась резонансная методика возбуждения и индикации волн, аналогичная меандровой в работе [5]. В настоящей работе возбуждающая система изготовлялась в виде отдельных параллельных токопроводящих элементов, а ВЧ токи в соседних элементах создавались в противофазе. Индикационная система была изготовлена в виде меандра. Если длина полуволны соответствует расстоянию между соседними элементами систем возбуждения и индикации волн, то на индикационном меандре напряжение переданного волнами сигнала U максимально. На рис. 2 показаны кривые зависимости напряжения сигнала U от B при различных углах θ . Для значений θ вне диапазона существования поверхностных волн наблюдается характерное невязимое распространение приповерхностных геликонов, обусловленное влиянием поверхности полупроводника (кривые 1, 1', 2, 2') [5]. Сигнал U больше для отрицательных значений θ . При переходе границы области существования поверхностной волны характеристики волн явно меняются, в том числе изменяется на обратное и направление большей части потока энергии (кривые 3, 3', 4, 4'). По-видимому, это связано с возникновением поверхностной волны геликонного типа, для которой проекция вектора потока электромагнитной энергии на волновой вектор отрицательна. Аналогичный, но менее ярко выраженный эффект наблюдался и на монокристалле InSb, легированном акцепторами (случай 2), при переходе соответствующей границы существования поверхностной волны.

Авторы благодарны М. Н. Котову за ценную помощь в проведении расчетов.

Л и т е р а т у р а

- [1] Белецкий Н. Н., Гасан Е. А., Яковенко В. М. Косые поверхностные магнитоплазменные поляритоны в полупроводниках с одним типом носителей заряда. — Препринт ИРЭ АН УССР, № 282. Харьков, 1985. 40 с.
- [2] Корн Г., Корн Т. Справочник по математике. М., 1970. 720 с.
- [3] Ханкина С. И., Яковенко В. М. К теории поверхностных геликонов в полупроводниковой плазме. — ФТП, 1979, т. 13, в. 9, с. 1795—1798.
- [4] Beletski N. N., Yakovenko V. M. — Sol. St. Commun., 1980, в. 34, N 10, p. 837—841.
- [5] Руйбис Г., Толугис Р. Особенности медленных магнитоплазменных волн у поверхности полупроводника. — ФТП, 1982, т. 16, в. 7, с. 1316—1318.

Институт физики полупроводников
АН ЛитССР
Вильнюс

Получено 20.04.1987
Принято к печати 21.08.1987