ИЗВЕСТИЯ ВЫСШИХ УЧЕБНЫХ ЗАВЕДЕНИЙ
Том 35, N 5 РАДИОФИЗИКА 1992

УДК 621.372.413

РАДИОФИЗИЧЕСКИЙ МОДУЛЬ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ МАГНИТОПЛАЗМЕННЫХ ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЛН В ПОЛУПРОВОДНИКАХ ПРИ $T < 77$ К

А. А. Вертий, И. В. Иванченко, А. П. Кусайкин, Н. А. Попенко, О. Д. Пустыльник, С. И. Тарапов, В. П. Шестопалов

Проведено теоретическое и экспериментальное моделирование электродинамической системы для исследования поверхностных магнитоплазменных волн в полупроводниках методом полного внутреннего отражения. Для n - InSb получено изменение коэффициента передачи системы, соответствующее возбуждению магнитоплазменного поверхностного поляритона.

Как известно [1], для получения спектров поверхностных поляритонов магнитоплазменного типа в наиболее "чистом" виде более предпочтительна постановка экспериментов в области субмиллиметрового и миллиметрового диапазонов длин волн. При этом эффективным бесконтактным методом исследования спектров является так называемый метод призменного преобразования поверхностных электромагнитных волн, использующий явление нарушенного полного внутреннего отражения (НПВО) [2]. Однако следует отметить, что применение электродинамической системы, описанной в [3], ограничивает возможности методики по диапазону диагностируемых концентраций и подвижностей носителей в полупроводниках.

В данной работе описана электродинамическая система, свободная от указанных выше ограничений. Оригинальной частью данной системы являются источники и приемники поверхностных волн, которые представляют собой дифракционные решетки (ДР) с расположенными над ними (параллельно плоскостям ДР со стороны их развитой поверхности) планарными диэлектрическими волноводами (ДВ). В результате достигается уменьшение габаритных размеров призменной ячейки фактически до размеров самой призмы, что существенно при работе с большими значениями концентраций исследуемых образцов в области низких температур и высоких магнитных полей.

Электродинамическая система представляет собой кремниевую

призму 1, под гранью ПВО которой на определенном расстоянии h_2 расположен полупроводниковый образец 2 (рис. 1). Элементы возбуждения - ДР (3) с ДВ (4) - ориентированы параллельно боковым граням призменного преобразователя. Возбуждение ДВ (4) осуществляется посредством специальных волноводно-рупорных переходов. Для регистрации поверхностного поляритона магнитоплазменного типа, как известно, необходимо обеспечить следующую взаимную ориентацию векторов постоянного магнитного поля и электромагнитной волны: $\vec{B}_0 \perp \vec{k}$,

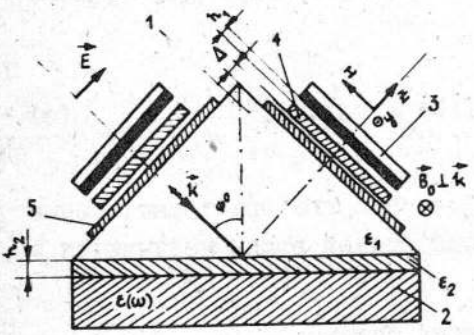


Рис. 1.

где $\vec{B}_0$ - вектор магнитной индукции, $\vec{k}$ - волновой вектор, что соответствует так называемой геометрии Фойгта [1]. В свою очередь, это обусловливает необходимость возбуждения ДР неоднородной волной ДВ $\vec{E}$-поляризации (вектор $\vec{E}$ ориентирован параллельно ламелям ДР).

Выбор параметров ДР проводился на основании решения задачи дифракции неоднородной плоской волны на периодической структуре.

Известно, что поверхностное поле бесконечного диэлектрического волновода можно представить в виде неоднородной плоской волны

$$E_x^0 = \exp\left[i\left(\frac{k}{\beta}\, y - \Gamma z\right)\right], \qquad z > 0, \tag{1}$$

где $k = \omega/c = 2\pi/\lambda$, λ - длина волны в свободном пространстве, $\beta = v_\Phi/c$ - коэффициент замедления, v_Φ - фазовая скорость поверхностной волны диэлектрического волновода, c - скорость света в вакууме, Γ - постоянная распространения вдоль оси z, величина чисто мнимая.

Для того, чтобы воспользоваться известными алгоритмами, позволяющими рассчитывать поле дифракции однородной волны на периодической отражательной решетке [4], сопоставим E_x^0 с представлением плоских неоднородных пространственных гармоник такой структуры:

$$E_x^0 = \exp\,[i(2\pi/l)(\Phi_n y - \Gamma_n z)], \qquad n = \pm 1, \pm 2, \ldots, \tag{2}$$

где $\Phi_n = n - æ \sin\varphi$, l - период решетки, $æ = l/\lambda$, φ - угол падения

однородной плоской волны, $\Gamma_n = (\varkappa^2 - \Phi_n^2)^{1/2}$, $\mathrm{Im}\,\Gamma_n \geq 0$.

В результате возбуждения решетки одной из неоднородных волн (2) в зоне отражения ($z > 0$) возникает спектр волн, формирующих вторичное поле.

$$E_x = \sum_{p=-\infty}^{\infty} a_p \exp[i(2\pi/l)(\Phi_p y - \Gamma_p z)]. \qquad (3)$$

Часть волн, соответствующих (3), с $\mathrm{Im}\Gamma_p = 0$ - это пространственные гармоники, с помощью которых энергия неоднородной волны излучается в открытое пространство.

Если сопоставить (1) и (2), то получим связь

$$k/\beta = (2\pi/l)(n - \varkappa \sin \varphi), \qquad (4)$$

из которой следует, что величина φ, положительное направление отсчета которой указано на рис. 2а, определяет угол, под которым часть энергии, потерянной диэлектрическим волноводом, уносится от решетки нулевой пространственной гармоникой. Для определения и дальнейшей оптимизации этой энергии $W_0 = |a_0|^2 \mathrm{Re}\,\Gamma_0/|\Gamma_n|$, характеризующей эффективность дифракционного излучения в направлении φ, необходимо найти величину $|a_0|$. Это можно сделать, используя принцип взаимности для периодических решеток [5], по следующей схеме.

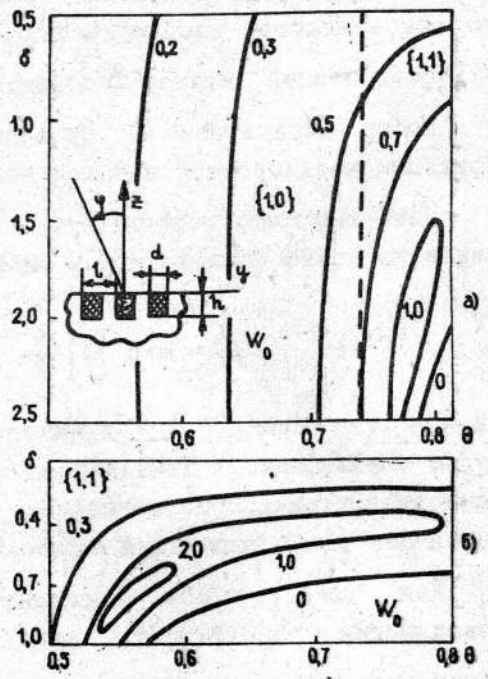


Рис. 2.

Допустим, что решена стандартная задача дифракции E-поляризованной плоской волны

$$\hat{E}_x^0 = \exp\,[i(2\pi/l)(\hat{\Phi}_0 y - \hat{\Gamma}_0 z)], \qquad (5)$$

создающей вторичное поле

$$\hat{E}_x = \sum_{p=-\infty}^{\infty} \hat{a}_p \exp\,[i(2\pi/l)(\hat{\Phi}_p y - \hat{\Gamma}_p z)]. \qquad (6)$$

Здесь $\hat{\Phi}_p = p + \varkappa \sin\varphi$, $\hat{\Gamma}_p = (\varkappa^2 - \hat{\Phi}_p^2)^{1/2}$, $\mathrm{Im}\,\hat{\Gamma}_p \geq 0$, φ - угол падения первичной волны. Тогда величину a_0 из выражения (3) можно определить по принципу взаимности $a_0/\Gamma_n = \hat{a}_{-n}/\hat{\Gamma}_0$, а выражение для энергии нулевой гармоники принимает вид

$$W_0(n, \beta, \varphi, \theta, \delta) = |\hat{a}_{-n}|^2 \frac{|\Gamma_n|}{\Gamma_0} = |\hat{a}_{-n}|^2 \frac{\sqrt{1-\beta}}{\beta \cos\varphi}, \qquad (7)$$

при этом учитывалось, что $\beta \leq 1$; связь между параметрами задачи, следующая из выражения (4):

$$\varkappa = n/(\sin\varphi + \beta^{-1}). \qquad (8)$$

Здесь $\theta = d/l$ - относительная ширина щелей и $\delta = h/l$ - относительная высота ламелей решетки.

Параметры задачи из выражения (7) определялись следующим образом: $n = 1$, т.е. поле поверхностной волны диэлектрического волновода отождествлялось с (+ 1) гармоникой пространственного спектра решетки; $\beta = 0,674$ - коэффициент замедления, присущий диэлектрическому волноводу из плавленного кварца при $\lambda \approx 2,3$ мм; $\varphi = 0$, что следовало из схемы эксперимента (рис. 1).

На рис. 2а представлены линии равного уровня W_0, нормированные на максимальное значение в координатах $\delta = h/l$, $\theta = d/l$ при указанных параметрах задачи, а также при $\varepsilon = 1$ (диэлектрическая проницаемость материала, заполняющего щели решетки). Вертикальная штриховая линия разделяет рисунок на области изменения параметров задачи, соответствующие различным значениям вектора $\{N, M\}$, где N - число пространственных гармоник с $\mathrm{Im}\,\Gamma_p = 0$, M - число распространяющихся волн в каналах решетки. В работе [6] было показано, что соотношение между N и M играет существенную роль на проявление эффектов нерезонансного отражения, к которым с некоторыми оговорками можно отнести и эффект преобразования поверхностной волны диэлектрического волновода в объемную волну открытого пространства.

Действительно, резонансное возрастание энергии в нулевой пространственной гармонике наблюдается в области $\{1, 1\}$ при максимальных значениях θ и δ. В области $\{1, 0\}$, по мере уменьшения ширины щели и высоты решетки, W_0 плавно спадает практически до нуля.

Однако при экспериментальной реализации полученного результата необходимо стремиться к уменьшению высоты ламелей решетки, так как это снижает уровень омических потерь в металле. С другой стороны, из чисто технологических соображений изготовления решетки желательно работать со щелями порядка 0,5 периода. Таким образом, установленный результат максимального преобразования поверхностной волны в объемную при $\delta \approx 2,0$ и $\theta \approx 0,78$ оказался неудовлетворительным.

Из работы [6] следовало, что для удовлетворения вышеуказанным требованиям необходимо зону {1,1} сместить в область меньших значений δ, θ за счет введения в канавки решетки диэлектрика. По своим физико-механическим свойствам нами был выбран полиэтилен ($\varepsilon = 2,25$). На рис. 2б представлены линии уровня W_0 (нормированные на максимальное значение W_0, рис. 2а) при $\varepsilon = 2,25$ в координатах δ, θ. Здесь область {1,1} занимает весь рисунок. Произошло не только смещение области резонансного возрастания W_0 в сторону меньших значений δ и θ (в сравнении с $\varepsilon = 1$), но и само значение W_0 в области резонанса возросло вдвое.

Таким образом, на основании приведенного выше теоретического расчета были изготовлены решетки со следующими параметрами ДР: период гребенки $l = 1,55$ мм, ширина щели $d = 0,88$ мм, глубина $h = 1,05$ мм. При этом точность изготовления ДР составляла: $\Delta l = 0,01$ мм, $\Delta d = 0,005$ мм, $\Delta h = 0,005$ мм. Такой разброс параметров обеспечивает отклонение угла излучения φ на величину $\sim \pm 0,5^\circ$, что является вполне приемлемым для такого рода измерений.

Нами было проведено экспериментальное моделирование работы как отдельных функциональных узлов призменного преобразователя ПЭВ, так и электродинамической системы в целом при комнатной температуре и в отсутствие магнитного поля.

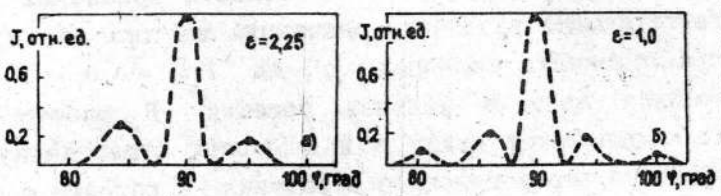


Рис. 3.

Диаграмма направленности элемента возбуждения в виде ДР с указанными выше параметрами (заполненной диэлектриком и $\varepsilon = 2,25$) и одномодового ДВ [7] из плавленного кварца представлена на рис. 3а. Как видно, максимум излучения ориентирован в направлении, перпендикулярном направлению волны в диэлектрическом волноводе.

Величина прицельного параметра h_1 выбиралась из условия [illegible] связи системы ДВ - ДР и составила величину h_1 = 0,05 мм на частоте f = 130 ГГц. При этом уровень боковых лепестков был более чем на 5 дБ меньше уровня осевого излучения. Диаграмма направленности для системы с ДР, не заполненной диэлектриком, имеет более сложный вид (рис. 3б). При этом в соответствии с теоретическими расчетами энергоотбор системы с диэлектрическим заполнением ДР улучшается, о чем свидетельствует увеличение интенсивности в максимуме диаграммы направленности на величину ~ 8 дБ. Уровень кросс-компоненты в излученном поле находится ниже -30 дБ.

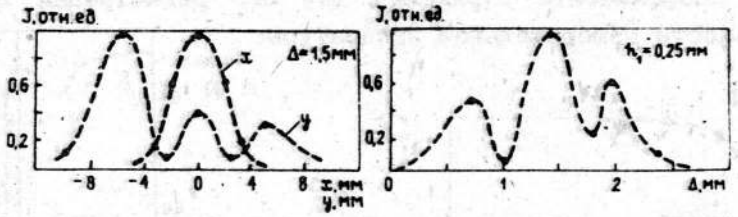


Рис. 4. Распределение электромагнитного поля вблизи боковой грани призмы ПВО.

Рис. 5. Коэффициент передачи системы как функция расстояния между призмой и элементом возбуждения.

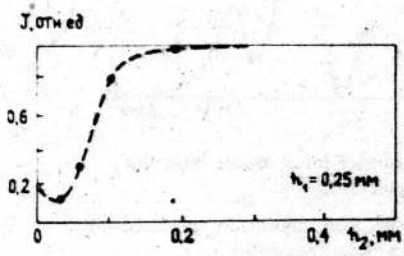
Важным моментом при использовании всей электродинамической системы является обеспечение на ее выходе максимального коэффициента передачи, что достигается соответствующим расположением ее составных элементов. Выбор расстояния Δ между боковыми гранями призмы и элементами ввода - вывода производился на основании анализа пространственной структуры ближнего электромагнитного поля вблизи боковой грани призмы со стороны приемного элемента (рис. 4) и зависимости коэффициента передачи системы от расстояния между элементом возбуждения и боковой поверхностью призмы Δ (рис. 5). Приемный элемент, аналогичный элементу возбуждения, располагался в центральном максимуме (см. рис. 4) распределения поля на второй боковой поверхности призмы.

Для согласования волновых импедансов призмы и окружающей среды на ее боковых гранях располагались четвертьволновые кварцевые пластины 5 (см. рис. 1). При этом суммарные потери СВЧ мощности в исследуемом призменном преобразователе составили величину ~ 3 дБ.

При внесении в экспоненциально убывающее поле за гранью ПВО призменного элемента полупроводникового образца в виде плоскопараллельной пластины наблюдалось НПВО и соответствующее уменьшение коэффициента передачи системы (рис. 6).

Для регистрации спектра НПВО призменная ячейка с

птимизированными параметрами была подсоединена к криогенному модулю радиофизического комплекса "БУРАН" [8]. В качестве образца использовалась полупроводниковая пластина из n - InSb размером 15·15 мм^2 и толщиной 1,8 мм, что позволило избежать влияния на спектр НПВО второй границы образца [2]. Измерения проводились на длине волны λ = 2 мм. Зазор h_2 между гранью ПВО и полупроводниковой пластиной (рис. 1) выбирался экспериментальным путем и составил величину 0,1 мм (ε_2 = 2,04), который, с одной стороны, был достаточно большим, чтобы пренебречь влиянием призмы на спектр поверхностного поляритона, а с другой, обеспечивал заметное уменьшение коэффициента отражения для его регистрации при данной чувствительности измерительной аппаратуры.



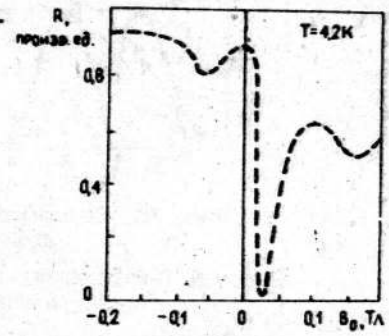


Рис. 6. Зависимость коэффициента передачи призменной ячейки от расстояния между гранью ПВО и полупроводниковым образом.

Рис. 7. Экспериментальная кривая НПВО для образа из n-InSb

При изменении постоянного магнитного поля наблюдалось уменьшение коэффициента передачи системы, обусловленное возбуждением на границе раздела поверхностного поляритона магнитоплазменного типа (рис. 7). Данный вывод подтверждается наблюдаемой невзаимностью эффекта при изменении знака магнитной индукции или знака волнового вектора электромагнитного поля.

Таким образом, в результате проведенных исследований создан радиофизический модуль, представляющий собой модифицированный призменный преобразователь поверхностных электромагнитных волн, позволяющий проводить изучение спектров магнитоплазменных волн, а также основных характеристик широкого класса полупроводниковых материалов в диапазонах температур 0,3 - 4,2 К и магнитных полей 0 ÷ 6 Тл.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бразис Р.С. //Лит. физ. журн. 1981. Т. 21. N 21. С. 73.
2. Электромагнитные волны на поверхностях и границах раздела сред.

М.: Наука, 1985. - 118 с.
3. Амбразявичене В.С., Бразис Р.С. //ФТП. 1978. Т. 12. N 4. С. 1114.
4. Шестопалов В.П., Литвиненко Л.Н., Масалов С.А. и др. Дифракция волн на решетках. - Харьков: Гос. ун-т, 1973. - 288 с.
5. Шестопалов В.П., Кириленко А.А., Масалов С.А. и др. Резонансное рассеяние волн. Дифракционные решетки. - Киев: Наукова думка, 1986. - 232 с.
6. Кусайкин А.П. Диссертация. - Харьков: ИРЭ АН УССР, 1988.
7. Взятышев В.Ф. Диэлектрические волноводы. - М.: Сов. радио, 1970. - 213 с.

Институт радиофизики и электроники
АН Украины

Поступила в редакцию
20 июля 1989 г.

RADIOPHYSICAL MODULE FOR INVESTIGATION OF MAGNETOPLASMA SURFACE WAVES IN SEMICONDUCTORS AT $T < 77$ K

A.A. Vertiy, I.V. Ivanchenko, A.P. Kusaikin, N.A. Popenko, O.D. Pustyl'nik, S.I. Tarapov, V.P. Shestopalov

Theoretical and experimental modeling of the electrodynamic system intended for the investigation of surface type magnetoplasma waves in semiconductors has been carried out using the method of total internal reflection. For change of the system transmission coefficient is obtained, corresponding to magnetoplasma wave excitation.