

ние участков контакта с повышенной проводимостью проявляется более ярко, чем участков с пониженной. Величина Φ_b для микрогетерогенной системы имеет смысл некоторой эффективной высоты потенциального барьера на контакте.

Неожиданным на первый взгляд представляется знак адсорбционного эффекта: при отрицательном зарядении границы раздела *p*-кремний — металл, соответствующем адсорбции вблизи нее акцепторных молекул, потенциальный барьер для основных носителей заряда (дырок) должен был бы уменьшаться, а обратный ток через структуру — возрастать; наоборот, адсорбция донорных молекул должна была бы приводить к росту потенциального барьера и снижению величины обратного тока. Противоположные знаки адсорбционного эффекта для контакта пористый кремний — металл можно объяснить тем, что адсорбция молекул обуславливает квазиобъемное «легирование» полупроводника. В условиях пиннинга уровня Ферми на контакте полупроводник — металл увеличение концентрации акцепторов в объеме пористого кремния должно вызывать рост Φ_b и уменьшение обратного тока, что и наблюдалось экспериментально (см. рис. 1, 2).

Таким образом, адсорбционный эффект для системы кремний — пористый кремний — металл больше, чем для аналогичной системы на базе кристаллического кремния. Знак эффекта свидетельствует о том, что в изменении высоты потенциального барьера на границе полупроводник — металл определяющую роль играет квазиобъемное молекулярное «легирование» пористого кремния в процессе адсорбции.

ЛИТЕРАТУРА

1. Canham L. T. // Appl. Phys. Lett. 1990. 57. P. 1046.
2. French P. J., Wolfenbittel R. F. // J. Luminescence. 1993. 57. P. 101.
3. Anderson R. C., Muller R. S., Tobias C. W. // J. Electrochem. Soc. 1991. 138. P. 3406.
4. Mares J. J., Kristofik J., Pangrac J., Hospodkova A. // Appl. Phys. Lett. 1993. 63. P. 180.
5. Anderson R. C., Muller R. S., Tobias C. W. // Sensors and Actuators. 1990. A21—A23. P. 835.
6. Веп-Чорин М., Кух А. // Appl. Phys. Lett. 1994. 64. P. 481.
7. Демидович Г. Б., Демидович В. М., Добренкова Е. И., Козлов С. Н. // Письма в ЖТФ. 1992. 18, № 14. С. 57.
8. Herino H., Vomchil G., Barla K., Bertrand C. // Electrochem. Soc.: Solid-State Science and Technology. 1987. 134. P. 1994.
9. Зи С. М. Физика полупроводниковых приборов. М., 1984. Т. 1, гл. 5.

Поступила в редакцию
13.12.95

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1996. № 4

УДК 621.382

ДИЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ПРОНИЦАЕМОСТЬ ДИАРСЕНИДА ЦИНКА В СВЧ-ДИАПАЗОНЕ

О. Г. Кошелев, Т. В. Семененя, В. А. Морозова, С. Ф. Маренкин, А. Б. Маймасов
(кафедра физики полупроводников)

Проведены измерения пропускания диарсенида цинка на частоте 26,3 ГГц при 300 К. Определены компоненты его диэлектрической проницаемости в направлениях параллельном и перпендикулярном оси *c*. В рамках модели Друде вычислены компоненты тензоров диэлектрической проницаемости решетки ($\epsilon_{\parallel} = 13,1 \pm 0,6$; $\epsilon_{\perp} = 11,3 \pm$

$\pm 0,6$; $\epsilon_{\parallel} / \epsilon_{\perp} = 1,10 \pm 1,16$) и удельного сопротивления $[\rho_{\parallel} = (7,5 \pm 0,5) \text{ Ом} \cdot \text{см}; \rho_{\perp} = (52 \pm 4) \text{ Ом} \cdot \text{см}; \rho_{\perp} / \rho_{\parallel} = 6,8 \pm 7,2]$.

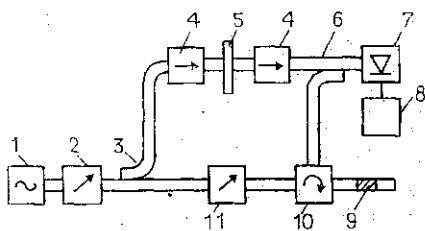
Одним из интересных классов полупроводников являются соединения типа $A^{\text{III}}B^{\text{V}}$. Многие из них обладают значительной анизотропией электрических и оптических свойств, а также своеобразными особенностями спектров поглощения, представляющими интерес для создания новых приборов [1—3]. Одно из таких соединений, ZnAs_2 , кристаллизуется в моноклинной модификации. Анизотропия его параметров объясняется цепочечной структурой, обусловленной связями As—As. На основе ZnAs_2 могут быть созданы анизотропные термоэлементы, у которых, согласно оценкам, при 300 К температурная чувствительность больше в 10 раз, а инерционность меньше в 6 раз, чем у лучших в настоящее время анизотропных термоэлементов (из CdSb) [4]. Недавно для ZnAs_2 было получено вынужденное излучение на длине волны 1,235 мкм, что открывает возможность создания твердотельного лазера [5]. Установлено, что вблизи края собственного поглощения ZnAs_2 коэффициент поглощения изменяется почти на три порядка в зависимости от ориентации вектора электрического поля E световой волны относительно оси кристалла c [1, 6, 7]. Это позволяет использовать его в качестве поляризатора и отрезающего фильтра в ИК-области.

Несмотря на перспективность применения ZnAs_2 в ряде устройств, имеющиеся в литературе сведения о его параметрах далеко не полные и зачастую противоречивые. В частности, это касается диэлектрической проницаемости ϵ , удельного сопротивления ρ и их анизотропии при 300 К. Согласно [8], для образцов с произвольной ориентацией на частотах 14280, 9450 и 0,2 МГц $\epsilon = 12,9$; 13,0 и 13,6 соответственно. Коэффициент преломления, определенный по пропусканию в ближней ИК-области для неориентированного образца, равен 3,38 [6], т. е. диэлектрическая проницаемость решетки равна 11,4. Согласно [9], для ориентированного образца на частоте 1900 МГц $\epsilon_a = 15,0$; $\epsilon_b = 14,5$; $\epsilon_c = 15,5$. Здесь индексы a , b , c соответствуют направлениям [100], [010], [001]. Значительная анизотропия была обнаружена для ρ , измеренного на постоянном токе. Согласно [6], $\rho_a : \rho_b : \rho_c = 8 : 2 : 1$, тогда как, согласно [4], $\rho_a : \rho_b : \rho_c = 10 : 10 : 1$. Направление a' перпендикулярно осям b , c и составляет угол 12° с осью a . Данные об СВЧ-измерениях ρ отсутствуют.

Настоящая работа посвящена определению в СВЧ-области диэлектрической проницаемости и ее анизотропии для ZnAs_2 при 300 К. Использовался монокристаллический нелегированный ZnAs_2 p -типа, технология выращивания которого описана в работе [4]. Для определения вещественной и мнимой компонент ϵ использовалась методика, основанная на измерении пропускания T и сдвига фазы ϕ плоскополяризованной СВЧ-волны, проходящей через пластину полупроводника. Исследованная пластинка ZnAs_2 толщиной 2,9 мм была вырезана таким образом, что оси c и a' лежали в плоскости пластины. Это позволяло путем поворота пластины проводить измерения при $E \parallel c$ и $E \perp c$, где E — вектор электрического поля СВЧ-волны.

Для измерений использовалась компенсационная установка на волноводах, блок-схема которой представлена на рисунке. СВЧ-волна типа H_{10} от генератора 1 (Г4—156) через аттенюатор 2 и направленный ответвитель 3 поступала в плечи СВЧ-моста. Одно из плеч содержало ферритовые вентили 4, между которыми находилась волновод-

ная секция с исследуемым образцом 5. Образец помещался в поперечную щель между двумя волноводами, полностью перекрывая их сечения. Другое плечо (компенсационное) содержало поляризационный аттенуатор 11 и фазовращатель, состоявший из циркулятора 10 и подвижного закорачивающего поршня 9. Прошедшие через эти плечи СВЧ-волны через направленный ответвитель 6 попадали на СВЧ-детектор 7, подключенный к цифровому микровольтметру 8 (В7-21А).



Расчет компонент $\tilde{\epsilon}$ по результатам измерений существенно упрощается, если взаимодействие электромагнитной волны с исследуемым образцом можно рассматривать в одномерном приближении. В нашем случае такое приближение из-за дифракции СВЧ-волны может привести к значительным ошибкам, которые чрезвычайно трудно учесть. Для преодоления этих осложнений измерения T и ϕ проводились как для исследуемого (T_1, ϕ_1), так и для эталонного (T_2, ϕ_2) образцов. В качестве эталонов были использованы полупроводники с известными параметрами — Ge и Si. Эталонные образцы подбирались таким образом, чтобы различия между значениями T_1 и T_2 , а также между ϕ_1 и ϕ_2 были бы минимальными. Далее, с помощью рекуррентных формул [10] в одномерном приближении на ЭВМ вычислялись значения T_1/T_2 и $\phi_1 - \phi_2$. Коэффициенты преломления для Ge и Si полагались равными 4,0 и 3,4. Мнимые части $\tilde{\epsilon}$ для них вычислялись в рамках модели Друде по значениям ρ . Значения $\text{Re} \tilde{\epsilon}$ и $\text{Im} \tilde{\epsilon}$ для исследуемого образца подбирались такими, чтобы получить наилучшее согласие расчетных значений T_1/T_2 и $\phi_1 - \phi_2$ с измеренными. Для проверки допустимости такого подхода были проведены измерения, при которых в качестве исследуемого образца использовались эталонные образцы из Ge и Si. Погрешность определения $\text{Re} \tilde{\epsilon}$ и $\text{Im} \tilde{\epsilon}$ для них при толщине 2—3 мм составляла не более 6%.

Применение рассмотренной методики позволило для ZnAs_2 определить на частоте 26,3 ГГц компоненты тензора $\tilde{\epsilon}$: $\text{Re} \tilde{\epsilon}_{\parallel} = 13,1$; $\text{Im} \tilde{\epsilon}_{\parallel} = 9,1$ для $E \parallel c$ и $\text{Re} \tilde{\epsilon}_{\perp} = 11,3$; $\text{Im} \tilde{\epsilon}_{\perp} = 1,3$ для $E \perp c$ с точностью около 10%. По этим данным в рамках модели Друде для компонент ρ и диэлектрической проницаемости решетки были получены следующие значения: $\epsilon_{\parallel} = 13,1 \pm 0,6$; $\epsilon_{\perp} = 11,3 \pm 0,6$; $\epsilon_{\parallel}/\epsilon_{\perp} = 1,10 \div 1,16$; $\rho_{\parallel} = (7,5 \pm 0,5) \text{ Ом} \times \text{см}$; $\rho_{\perp} = (52 \pm 4) \text{ Ом} \cdot \text{см}$; $\rho_{\perp}/\rho_{\parallel} = 6,8 \div 7,2$. Некоторые отличия значений ρ_{\parallel} , ρ_{\perp} и $\rho_{\perp}/\rho_{\parallel}$, полученных в данной работе и [6], вероятнее всего, связаны с различной концентрацией неконтролируемых примесей и структурных дефектов.

Работа выполнена при финансовой поддержке Международного научного фонда, проект N9 M300.

ЛИТЕРАТУРА

1. Лазарев В. Б., Шевченко В. Я., Гринберг Я. Ч., Соболев В. В. Полупроводниковые соединения группы $A^{III}B^V$. М., 1978.
2. Пилат И. М. // Тез. докл. VII Всесоюз. семинара «Тепловые приемники излучения». Л., 1990. С. 51.
3. Сырбу Н. Н. Оптоэлектронные свойства соединений группы $A^{III}B^V$. Кишинев, 1983.
4. Маренкин С. Ф., Раухман А. М., Пишиков Д. И., Лазарев В. Б. // Изв. АН СССР. Неорганические материалы. 1992. 28, № 9. С. 1813.

5. Маренкин С. Ф., Пищиков Д. И., Чукичев М. В.//Там же. 1991. 27, № 3. С. 677.
6. Tugner W. J., Fischler A. S., Reese W. E.//Phys. Rev. 1961. 121, N 3. P. 759.
7. Морозова В. А., Пищиков Д. И., Лосева С. М. и др.//ФТП. 1991. 25, № 9. С. 1664.
8. Котосонов Н. В., Артюхов С. П., Зюбина Т. А.//Изв. АН СССР. Неорганические материалы. 1969. 5, № 12. С. 2207.
9. Угай Я. А., Зюбина Т. А.//Там же. 1966. 2, № 1. С. 9.
10. Physics of Thin Films/Ed. G. Hass. V. 1. N. Y.; L. 1963 (Русский перевод: Физика тонких пленок/Ред. Г. Хасс. Т. 1. М., 1967).

Поступила в редакцию
25.12.95

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1996. № 4

УДК 538.22:539.28

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ СВЕРХТОНКИХ ПОЛЕЙ В ПОЛУМЕТАЛЛИЧЕСКИХ ФЕРРОМАГНЕТИКАХ $\text{NiMnSb}_{1-x}\text{Si}_x$

В. В. Суриков, П. Н. Стеценко, С. Д. Антипов, Г. Е. Горюнов, А. В. Гармашов,
А. Л. Колумбаев

(кафедра общей физики для естественных факультетов)

Методом ядерного спинового эха измерено распределение сверхтонких полей на ядрах ^{55}Mn , ^{121}Sb и ^{123}Sb в новых полуметаллических ферромагнетиках $\text{NiMnSb}_{1-x}\text{Si}_x$. Показано, что локальные магнитные моменты определяются прежде всего локальным атомным окружением данного иона, а не общим составом образца и его усредненными макроскопическими характеристиками.

В 1983 г. де Гроотом открыт новый перспективный класс магнитных материалов — полуметаллические ферромагнетики [1], уникальная зонная структура которых весьма привлекает исследователей. Однако информации о синтезе новых полуметаллических материалов и их физических свойствах практически нет. Это естественно, потому что необычная зонная структура материалов требует особой тщательности при приготовлении. Цель данной работы — синтез и комплексное исследование новых полуметаллических ферромагнетиков $\text{NiMnSb}_{1-x}\text{Si}_x$ различными методами. Особое внимание при этом уделено изучению распределения сверхтонких полей на различных ядрах с помощью метода ядерного спинового эха.

Слитки выплавлялись в дуговой печи в атмосфере аргона. Затем они подвергались упорядочивающему отжигу в капсулах из нержавеющей стали, запаянных электронно-лучевой сваркой в вакууме 10^{-3} мм рт. ст. Применялся длительный отжиг, так как это существенно для получения хороших образцов: 11 суток образцы отжигались при 790°C и далее еще 10 суток при 810°C .

Состав образцов и степень их однофазности определялись с помощью рентгеновского микроанализатора JEOL-6000 и сканирующего рентгеновского микроанализатора Hitachi S-800. Фазовый анализ и определение параметра решетки проводились с помощью дифрактометра Дрон-4.03. Параметр решетки при увеличении концентрации кремния уменьшается от $5,940 \text{ \AA}$ ($x=0$) до $5,917 \text{ \AA}$ ($x=0,4$).

Рентгенографические исследования показали, что было получено несколько однофазных образцов при концентрациях кремния до $3 \div 4$ ат. %, а если пользоваться критерием практической однофазности,