

щего две устойчивые конфигурации *A* и *B*. Перевод дефекта в конфигурацию *A* происходил при температуре, когда энергии электрона, находящегося в зоне проводимости, достаточно для преодоления энергетического барьера E_c , тогда как переход в конфигурацию *B* не ограничивался барьером. Кинетику обратного изменения конфигурации *M*-центра авторы исследовали, варьируя температуру изохронного отжига $T_{отж}$ и управляя присутствием свободных электронов посредством включения и выключения обратного напряжения на образце. Данную методику мы применили для изучения конфигурационной перестройки кластера радиационных дефектов.

Изохронный отжиг проводился в интервале температур $77 \div 385$ К по следующей программе: образец с приложенным обратным напряжением отжигался при $T_{отж} = 385$ К в течение 10 мин, затем охлаждался до выбранной $T_{отж}$ и отжигался с нулевым смещением в течение 10 мин, после чего снова быстро охлаждался до $T = 77$ К и проводились измерения НСГУ спектра. Из зависимости амплитуды пика E от $T_{отж}$ (рис. 2) видно, что отжиг с нулевым смещением при $T_{отж}$, большей 260 К, приводит к исчезновению пика E в НСГУ спектре. Амплитуда пика E полностью восстанавливалась, если после отжига при $T_{отж} = 385$ К образец быстро охлаждался до $T = 77$ К с приложенным обратным напряжением.

Проведенный изохронный отжиг показал, что захват электрона на дефект при температуре, превышающей критическую $T_{отж} = 260$ К, вызывает обратную перестройку кластера в конфигурацию, не проявляющую электрической активности. Аналогичный процесс происходил при измерении НСГУ спектра, о чем свидетельствует совпадение критической $T_{отж}$ и T_{max} пика E . Таким образом, установлено, что облучение GaAs высокоэнергетичными протонами приводит к образованию бистабильного кластера радиационных дефектов, который при $T > 260$ К перестраивается в конфигурацию, не проявляющую электрической активности.

Список литературы

- [1] Андреев В. М., Гусинский Г. М., Калиновский В. С., Салиева О. К., Соловьев В. А., Сулима О. В., Хаммедов А. М. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 8. С. 1391—1395.
- [2] Lang D. V. // J. Appl. Phys. 1974. V. 45. N 7. P. 3023—3032.
- [3] Makram-Ebeid S., Boher P. // Rev. Phys. Appl. 1988. V. 23. N 5. P. 847—862.
- [4] Бургуэн Ж., Ланно М. Точечные дефекты в полупроводниках. Экспериментальные аспекты. М., 1985. 304 с.
- [5] Брунков П. Н., Конников С. Г., Папенцев М. И., Соболев М. М., Степанова М. Н. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 9. С. 1689—1691.
- [6] Levinson M., Benton J. L., Kimerling L. C. // Phys. Rev. B. 1983. V. 27. N 10. P. 6216—6221.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Получено 22.11.1989
Принято к печати 6.03.1990

ФТП, том 24, вып. 7, 1990

АНОМАЛЬНЫЙ ЭФФЕКТ ХОЛЛА В ПЛЕНКАХ АНТИМОНИДА ИНДИЯ, ВЫРАЩЕННЫХ НА ПОДЛОЖКАХ ИЗ ОКИСЛЕННОГО КРЕМНИЯ

Никольский Ю. А.

Влияние неоднородностей на электрические и гальваномангнитные свойства тонких монокристаллических пленок антимолида индия *n*-типа, выращенных методом дискретного испарения с последующей термической перекристаллизацией на подложках из окисленного кремния, в литературе не рассматривалось.

Однако аномальное поведение эффекта Холла в них может вызвать значительный интерес у исследователей, тем более что аномальные электрические свойства пленок InSb, эпитаксиально выращенных методом взрывного испарения на слюдяных подложках, обнаружены авторами работы [1].

Методика получения и результаты количественного микроанализа фазового состава этих пленок приведены в [2, 3]. Установлено, что они имеют монокристаллическую структуру с неоднородностями, представляющими собой области переменного фазового состава In—Sb, которые составляют 7—20 % площади всей пленки. Неоднородности представляют собой участки правильной геометрической формы площадью $(5 \div 100) \cdot 10^8 \text{ нм}^2$, которые простираются на глубину 20—50 нм.

В настоящей работе проведены исследования аномального эффекта Холла в тонких ($\sim 10^3 \text{ нм}$) пленках антимонида индия n -типа, выращенных на подложках из окисленного кремния. Изучение эффекта Холла проводилось в области температур $77 \div 300 \text{ К}$ и магнитных полей $0 \div 13 \text{ кЭ}$. Образцы имели при ком-

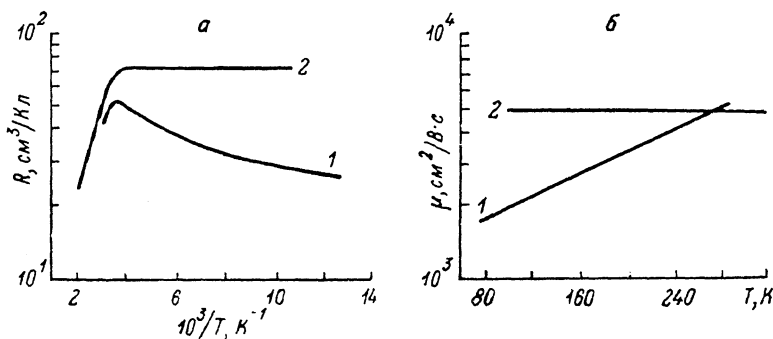


Рис. 1. Температурные зависимости коэффициента Холла (а) и холловской подвижности электронов (б) для пленок антимонида индия n -типа, выращенных на подложках из окисленного кремния (1), и аналогичные зависимости для массивного материала InSb n -типа (2).

натной температуре концентрацию носителей заряда $(0.2 \div 3.0) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и холловскую подвижность электронов $(1.5 \div 15.0) \cdot 10^3 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$.

Типичные зависимости коэффициента Холла R и холловской подвижности электронов μ от температуры при $H=1 \text{ кЭ}$ для монокристаллических пленок InSb n -типа, выращенных на подложках из окисленного кремния, представлены на рис. 1, а, б (кривые 1). Для сравнения здесь же приведены соответствующие зависимости коэффициента Холла R_b (рис. 1, а, кривая 2) и холловской подвижности электронов μ_b (рис. 1, б, кривая 2) для монокристалла InSb n -типа примерно при тех же значениях концентрации носителей заряда и холловской подвижности электронов при комнатной температуре, что и в пленках, взятые из работы [4].

По оценкам [5], коэффициент Холла в приповерхностном слое R_s изменяется в d/d_s раз больше, чем эффективное значение R при существенном влиянии поверхностного рассеяния (d — толщина пленки, d_s — толщина приповерхностного слоя, R_b — значение коэффициента Холла в объеме), т. е.

$$\frac{\Delta R}{R_b} = \frac{d_s}{d} \frac{\Delta R_s}{R_b} \quad (1)$$

Поэтому аномальное уменьшение коэффициента Холла с понижением температуры (рис. 1, а, кривая 1) можно объяснить, предположив, что холловская подвижность электронов в пленке InSb будет ограничиваться существенным влиянием рассеяния электронов на границе неоднородностей в приповерхностном слое. Это оправдано, так как средняя длина свободного пробега носителей, определенная из равенства

$$l = \mu_b \frac{\hbar}{e} \left(\frac{3}{8\pi} n_b \right)^{1/3} \quad (2)$$

где μ_b — подвижность носителей заряда в объеме, \hbar — постоянная Планка, e — заряд электрона, $n_b = 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, составляет 10^3 нм , что намного больше размеров неоднородностей.¹

Следовательно, температурная зависимость подвижности электронов в этой же области температур может быть представлена в виде эмпирического закона

$$\mu = \mu_b \exp \left[- \frac{U(x)}{kT} \right], \quad (3)$$

где μ_b — подвижность электронов в объеме, $U(x)$ — высота потенциального барьера, зависящая от средней глубины неоднородностей x , T — абсолютная температура, k — постоянная Больцмана. С учетом того, что холловская подвижность электронов μ_b в исследуемой области температур не зависит от температуры (рис. 1, б, кривая 2), соотношение (3) вполне удовлетворительно будет описывать аномальный ход $R(T)$ и $\mu(T)$. Среднее значение высоты потенциального барьера, вычисленное из соотношения (3), лежит в пределах $0.015 \div 0.030 \text{ эВ}$. Энергия потенциального барьера

$$U(x) = eEx, \quad (4)$$

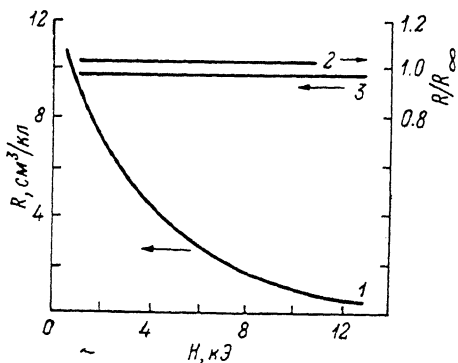


Рис. 2. Зависимость коэффициента Холла от напряженности магнитного поля для пленок антимонида индия n -типа, выращенных на подложках из окисленного кремния (1), для массивного материала InSb n -типа (2), для поликристаллической пленки InSb n -типа (3).

$T, \text{ K}: 1, 3 - 300, 2 - 77$ ($R_{00} = 1.47 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{Кл}$).

где e — заряд электрона, E — напряженность электрического поля в направлении глубины неоднородности x , равная $7.5 \cdot 10^3 \text{ В/см}$. Ввиду малости x можно считать, что E от x не зависит. Из соотношения (4) была оценена средняя глубина неоднородностей. Она оказалась равной $20 \div 40 \text{ нм}$, что хорошо совпадает с данными микроанализа.

Учет классического размерного эффекта, проведенный по соотношению [6]

$$\mu = \mu_b \left[1 + \frac{2\mu_b}{ed} \left(\frac{m^*kT}{2\pi} \right)^{1/2} \right]^{-1}, \quad (5)$$

где μ_b — подвижность в монокристалле, d — толщина пленки, показал, что для наших толщин он дает уменьшение подвижности на $4-5 \%$; это находится в пределах погрешности измерений.

Длина волны электрона, определенная из соотношения

$$\lambda = \frac{\hbar}{(m_n^*kT)^{1/2}}, \quad (6)$$

для антимонида индия n -типа будет составлять $\sim 15 \text{ нм}$ при комнатной температуре, что несколько меньше области пространственного заряда, находящегося, по предположению, в приповерхностном слое, содержащем неоднородности глубиной $20 \div 50 \text{ нм}$, и лишь при температурах, близких к температуре жидкого азота, могут сказываться квантовые размерные эффекты.

Установлено, что коэффициент Холла уменьшается более чем на порядок по гиперболическому закону при увеличении напряженности магнитного поля от 0 до 13 кЭ (рис. 2, кривая 1). В то же время в массивных материалах (рис. 2, кривая 2) [7] и в поликристаллических пленках InSb n -типа (рис. 2, кривая 3) R в указанном диапазоне магнитных полей практически не меняется.

Теория полевой зависимости эффективного коэффициента Холла тонких макроскопически неоднородных двумерных пленок приведена в работе [8], в которой значение эффективного коэффициента Холла дано в виде

$$R = \frac{1}{H} \frac{\beta_1}{\sigma_1}, \quad (7)$$

где β_1 — безразмерное магнитное поле, σ_1 — проводимость хорошо проводящей фазы.

Поскольку σ_1 практически не зависит от напряженности магнитного поля, получаем вполне удовлетворительное объяснение зависимости R от H для монокристаллических пленок антимионида индия, содержащих неоднородности.

В массивных материалах и в изотропных поликристаллических пленках InSb n -типа постоянство коэффициента Холла обусловлено линейным ростом удельного сопротивления с увеличением H в указанном диапазоне магнитных полей [4].

Список литературы

- [1] Juhasz C., Anderson J. C. // Phys. Lett. 1964. V. 12. P. 163—165.
- [2] Касьян В. А., Киларь В. М., Никольский Ю. А. // Тез. докл. IV Всес. симп. «РЭМ-84». М., 1984. С. 142.
- [3] Касьян В. А., Кетруш П. И., Никольский Ю. А., Пасечник Ф. И. Тонкие пленки антимионида индия. Кишинев, 1989. 162 с.
- [4] Маделунг О. Физика полупроводниковых соединений элементов III и V групп. М., 1967. 477 с.
- [5] Пека Г. П. Физика поверхности полупроводников. Киев, 1968. 190 с.
- [6] Many A., Goldstein J., Groven N. B. Semiconductor Surface. Amsterdam, 1965.
- [7] Bate R. T., Bell J. C., Beer A. C. // J. Appl. Phys. 1961. V. 32. N 5. P. 806—814.
- [8] Морозовский А. Е., Снарский А. А. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 7. С. 1220—1225.

Борисоглебское высшее военное
авиационное училище летчиков
им. В. П. Чкалова

Получено 24.11.1989
Принято к печати 6.03.1990

ФТП, том 24, вып. 7, 1990

К ВОПРОСУ О ВЕЛИЧИНЕ КОЭФФИЦИЕНТА ИОНИЗАЦИИ В КРЕМНИИ

Масленников Н. М.

В течение трех последних десятилетий методам и результатам измерения коэффициентов ионизации электронами α_n и дырками α_p в кремнии был посвящен ряд статей и обзоров, например [1-8]. Наибольшее распространение получил метод фотоумножения. Наиболее характерные, по мнению автора, зависимости $\alpha_n(E)$ приведены на рисунке. Большинство измерений проводилось на высоковольтных структурах при напряженности поля E в диапазоне $(1.5 \div 10) \times 10^5$ В/см. В [2, 5, 6] измерения проводились на высоковольтных структурах при $E = (1 \div 2) \cdot 10^5$ В/см. В работе [4] предложен и обоснован простой и надежный метод измерения $\alpha_{n,p}$ с использованием диодов Шоттки, характеризующихся резким переходом с линейным распределением напряженности поля.

Авторы [5, 6] разработали метод измерения коэффициентов ионизации применительно к резкому $p^+ - n$ -переходу, для которого также характерно линейное распределение напряженности поля.

Несколько изменив форму решения исходных уравнений, они получили те же формулы для $\alpha_{n,p}$, что и в [4]. Авторы [5, 6] подвергли сомнению надежность результатов Огавы [2], измерив в 3 раза большее значение α_n . При этом они не придали значения тому обстоятельству, что большее, а следовательно, худшее значение α_n может быть обусловлено влиянием каких-либо дефектов.

При выполнении данной работы не проводилось повторных измерений $\alpha_{n,p}$ методом фотоумножения, а применялся иной подход. Была поставлена задача выяснить, каким известным зависимостям $\alpha_n(E)$ соответствуют напряжения