



Beynəlxalq Konfrans "Fizika-2005" International Conference "Fizika-2005" Международная Конференция "Fizika-2005"

7 - 9
İyun
June 2005
Июнь

səhifə
page 137-139
стр.

Bakı, Azərbaycan

Baku, Azerbaijan

Баку, Азербайджан

ВЛИЯНИЕ БОЛЬШОГО ГРАДИЕНТА ТЕМПЕРАТУРЫ НА ТЕРМОЭДС P-N ГЕТЕРОПЕРЕХОДА

ГАДЖИАЛИЕВ М.М., ПИРМАГОМЕДОВ З.Ш.

*Институт физики им. Х.И. Амирханова Дагестанского научного центра РАН
г.Махачкала, ул. М. Ярагского 94, Россия. E-mail: ziyav@yandex.ru.*

Экспериментально исследованы «длинные» p- Ge- n - GaAs гетеропереходы. Измерена термоэдс гетероперехода в зависимости от величины разности температур на торцах от 10 до 180К, при постоянной температуре перехода равной 300К. Найдено что при большом градиенте температуры результаты измерения согласуются с теорией, учитывающей возникновение неосновных носителей вследствие тепловой эмиссии.

В работах [1-6] представлены результаты исследования термоэлектрических свойств p-n переходов и гетеропереходов. Найдено, что термоэдс гетероструктур состоит из вкладов от объёмных термоэдс и эдс Бенедикса p- и n- областей, а также барьерной термоэдс на самом гетеропереходе α_b . Установлено, что при небольшой разности температур, при которой выполняется неравенство

$$E_g \Delta T \ll kT_0^2 \quad (\text{где } E_g - \text{ширина запрещенной зоны}$$

узкозонного материала; ΔT – разность температур на торцах структуры; T_0 – температура гетероперехода; k – постоянная Больцмана), вычисленная величина эффективной термоэдс гетероперехода α_{eff} согласуется с измеренной на эксперименте величиной.

В настоящей работе исследована термоэдс гетероперехода в случае, когда выполняется неравенство $E_g \Delta T > kT_0^2$ т.е. при большом градиенте температуры.

Под большим градиентом температуры согласно [2], понимается градиент при котором изменяется концентрация носителей тока на длине свободного пробега.

Для проведения эксперимента были изготовлены «длинные» p-n гетероструктуры Ge-GaAs. Под длинными мы подразумеваем гетероструктуры, у которых размеры базовых областей ($-A_1$)-($-d_1$) и (d_2 B) намного больше ширины областей объёмных зарядов ($-d_1$) и ($0d_2$) т.е. ($-A_1$)-($-d_1$) \gg ($-d_1$) и (d_2 B) \gg ($0d_2$) (рис.1).

Гетеропереходы были получены по методике предложенной в работе [7]. Из n-GaAs и p-Ge были

изготовлены пластинки прямоугольной формы с одинаковыми размерами $0.1 \times 1 \times 3$ мм³. После шлифовки и травления пластинки электронного арсенида галлия и дырочного германия накладывались друг на друга таким образом, чтобы получалась общая длина 4мм. Затем образцы помещались в вакуумную установку и в атмосфере проточного гелия, перпендикулярно области наложения пластинок друг на друга создавался большой градиент температуры, при котором материал с более высокой температурой плавления (арсенид галлия) оказывался со стороны высокой температуры. С ростом градиента температуры, когда плоскость германия, граничащая с арсенидом галлия, начинала расплавляться, сразу выключался нагрев, расплавленный слой снова кристаллизовался и возникал гетеропереход. Рентгеноструктурный анализ показал, что перекристаллизованная пограничная область между германием и арсенидом галлия является монокристаллической и пограничные плоскости арсенида галлия и германия повернуты относительно друг друга не более чем на 3° .

Вольтамперная характеристика (ВАХ) полученных описанным способом гетеропереходов Ge-GaAs аналогична ВАХ, полученной Андерсоном на гетеропереходе созданном эпитаксией германия на поверхность арсенида галлия [7], что говорит о хорошем качестве гетеропереходов.

Изготовленные, таким способом, гетеропереходы направлялись в установку для измерения термоэдс [8].

Была измерена зависимость термоэдс Ge-GaAs гетероперехода от величины градиента температуры при одной и той же средней температуре гетероперехода в двух случаях: 1) когда поток тепла

направлен от германия к арсениду галлия; 2) когда поток тепла направлен от арсенида галлия к германию.

В работе [4] показано, что в отличие от вентиляющей фотоэдс барьерная термоэдс α_b может иметь не только пропускное (прямое) направление (со знаком “+” на p-области и знаком “-” на n-области), но также запирающее (обратное) направление — в зависимости от расположения температурных градиентов и физических параметров p-n-структуры. Далее первый случай, когда тепловой поток направлен от германия к арсениду галлия отмечен знаком (+), а случай обратного направления теплового потока знаком (-).

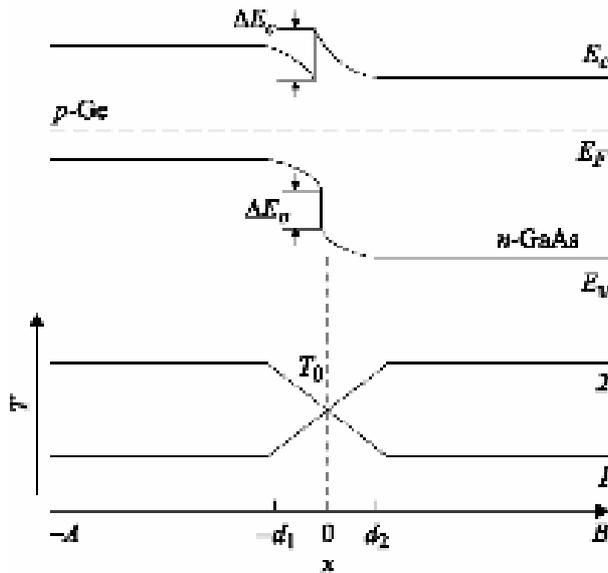


Рис.1. Энергетическая диаграмма p-n Ge-GaAs гетероперехода в отсутствии градиента температуры и два варианта распределения температуры вдоль оси x: E_c, E_v — зона проводимости и валентная зона, $\Delta E_c, \Delta E_v$ — соответствующие разрывы зон на гетерогранице, E_f — уровень Ферми. 1 — направление (+); 2 — направление (-).

На рис.2 представлены графики зависимостей термоэдс от величины разности температур между горячим и холодным торцом гетероперехода при одной и той же средней температуре равной 300К. Кривая 3 получена при тепловом потоке (+), а зависимость 4 — при тепловом потоке (-). Кривая 1 — зависимость средних для двух направлений потоков тепла значений термоэдс α_{eff}^{av} .

На этом же рисунке (кривая 2) представлены значения термоэдс, вычисленные по формуле, выведенной в работе [3] для эффективной термоэдс гетероперехода при большом градиенте температуры $E_g \Delta T > kT_0^2$:

$$\alpha_{eff} = \frac{K T_0}{e \Delta T} \ln \left\{ 1 + \left(1 + \frac{d_1}{L_n} \right) \left[\left(1 + \frac{3\Delta T}{T_0} \right) e^{\frac{E_{g1} \Delta T}{kT_0^2}} - 1 \right] \right\} \quad (1)$$

где T_0 — средняя температура гетероперехода; ΔT — разность температуры между горячим и холодным торцами гетероперехода; E_{g1} — ширина запрещенной зоны узкозонного материала (германия)

равная 0,74 эВ ; d_1 — ширина области объёмного заряда в узкозонном материале; L_n — диффузионная длина неосновных носителей тока.

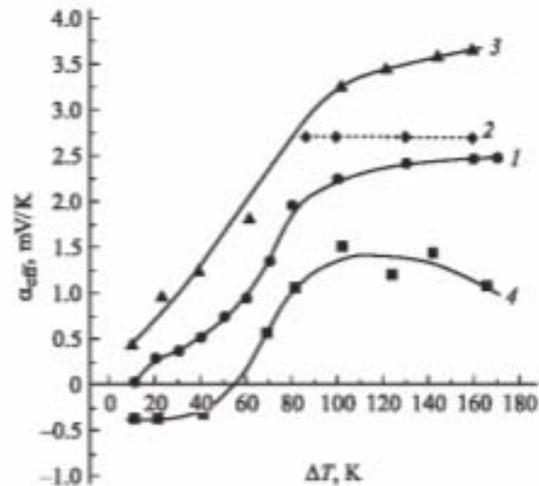


Рис.2. Зависимости термоэдс p-n гетероперехода Ge-GaAs от разности температур ΔT на торцах при средней температуре 300К: 1 — средние значения термоэдс α_{eff}^{av} ; 2 — расчет при большом градиенте температуры согласно (1); 3 — α_{eff} при тепловом потоке (+); 4 — α_{eff} при тепловом потоке (-);

Формула (1) верна в случае больших ΔT , при которых, благодаря термической эмиссии в объёме гетероперехода возникают неосновные носители тока. Большими считаются, как было отмечено выше, разности температур, для которых выполняется неравенство $E_g \Delta T > kT_0^2$. В нашем случае

последнее неравенство выполняется при $\Delta T > 80$ К. Поэтому, на рис.2 приведены значения α_{eff} вычисленные по формуле (1) для $\Delta T \geq 80$ К. Как видно из рисунка, в области $\Delta T > 80$ К средние значения термоэдс при двух противоположных потоках тепла близки к вычисленным значениям α_{eff} . Последнее указывает на то, что только при большом градиенте температуры реализуется случай, когда определяющую роль в термоэдс гетероперехода играет термоэдс неосновных носителей тока, создаваемых тепловой эмиссией.

При описанной выше процедуре обработки экспериментальных результатов α_{eff}^{av} состоит в основном только из барьерной термоэдс α_b , поскольку все остальные составляющие (объёмные термоэдс “базовых” областей, термоэдс Бенедикса p-и n-областей) сокращаются при усреднении вследствие изменения их знака при смене направления теплового потока. Меняется знак и барьерной термоэдс но поскольку, величины α_b при тепловых потоках (+) и (-) разные вследствие того, что при разных направлениях потоков тепла различаются концентрации неосновных носителей, поступающих из области p-Ge в область n-GaAs и наоборот, возникают в обоих случаях разные по величине и

противоположные по знаку барьерные термоэдс α_b ; в результате получаем среднее значение α_{eff}^{av} отличное от нуля.

Исходя из изложенного можно утверждать, что при больших ΔT вычисленная по формуле (1) α_{eff} согласуется с экспериментальными значениями α_{eff}^{av} .

-
- [1]. Б.Л. Шарма, Р.К. Пурохит. Полупроводниковые гетеропереходы. М.: Советское радио, 1979.
- [2]. Я. Тауц, Фото-и термоэлектрические явления в полупроводниках. М.:ИЛ,1962.
- [3]. Н.С. Лидоренко, И.И. Балмуш, З.М. Дашевский, А.И. Касиян, Н.В. Колomoец. Доклады АН СССР, т. 272, с. 855, (1983).
- [4]. И.И. Балмуш, З.М. Дашевский, А.И. Касиян. ФТП, т. 29, с. 1796, (1995).
- [5]. И.И. Балмуш, З.М. Дашевский, А.И. Касиян. Термоэлектрические эффекты в многослойных полупроводниковых структурах. (Кишинёв, Штииннца, 1992).
- [6]. R.H. Rediker, S. Stopek, J.H.R. Ward. Solid-State Electron, v. 7, p. 621, (1964).
- [7]. R.L. Anderson. Solid-State Electronics, v. 5, p. 341, (1962).
- [8]. М.М. Гаджиалиев, В.А. Елизаров. ФТП, т. 32, с. 1313, (1998).