

ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СВЕРХРЕШЕТОК $\text{PbTe}-\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$

Апатская М. В., Сизов Ф. Ф., Тетеркин В. В., Ушанкина Н. Н.

В сверхрешетках $\text{PbTe}-\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ исследованы угловые зависимости поперечного магнитосопротивления, вольтамперные характеристики, дифференциальная емкость и дифференциальное сопротивление. Получены доказательства двумерности электронного газа. Найдено, что дифференциальная емкость сверхрешеток значительно меньше емкости диодных структур.

Сверхрешетки (СР) на узкощелевых полупроводниках $\text{A}^{\text{IV}}\text{B}^{\text{VI}}$ вызывают значительный научный и прикладной интерес в связи с перспективами их использования в ИК технике [1]. Для получения СР на основе $\text{A}^{\text{IV}}\text{B}^{\text{VI}}$ в настоящее время, как правило, используют относительно простой метод «горячей стенки», а также метод молекулярно-лучевой эпитаксии [1, 2]. СР $\text{PbTe}-\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ относят к типу I с контрвариантной модуляцией зон [2]. Носители в таких СР заключены в квантовые ямы, образованные слоями $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$. Движение носителей в таких ямах должно носить двумерный характер.

Для наблюдения двумерной проводимости необходимо, чтобы при движении носителей вдоль оси СР было выполнено условие $l \gg d$, где d — толщина слоя $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$, l — длина свободного пробега носителей (в $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ при $T=77$ К типичное значение $l \approx 1000$ Å).

В настоящей работе исследованы электрофизические свойства СР $\text{PbTe}-\text{Pb}_{0,8}\text{Sn}_{0,2}\text{Te}$ n - и p -типа, выращенных на подложках BaF_2 методом горячей стенки. Толщина буферных слоев PbTe или $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ составляла $\sim 1-2$ мкм. СР представляли собой композиционные структуры из 10–20 чередующихся слоев n - PbTe и p - $\text{Pb}_{0,8}\text{Sn}_{0,2}\text{Te}$ с толщинами $d \approx 500-800, 200-330$ Å соответственно и имели холловскую конфигурацию для выполнения измерений явлений переноса. Периодичность распределения компонент Pb и Sn по толщине СР исследовалась с помощью снятия оже-профилей при послойном травлении ионами аргона на оже-спектрометре ОИИОС-10-005. Ранее на подобных СР квантование спектра носителей было показано в исследованиях оптического пропускания и спектров фототовета [3, 4].

Доказательства существования двумерной проводимости в СР были получены из измерений угловых зависимостей магнитосопротивления и вольтамперных характеристик при температуре 77 К. Также были измерены дифференциальная емкость и дифференциальное сопротивление СР в зависимости от величины и знака приложенного смещения.

Измерения поперечного магнитосопротивления (ПМС) были выполнены в слабых магнитных полях при условии $\mu H/c < 1$ [μ — подвижность носителей тока (в $\text{см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$), H — напряженность магнитного поля (в Э), $c = 10^8$ см/с]. Подвижность носителей найдена из измерений постоянной Холла и удельного сопротивления при протекании тока в плоскости слоев СР. Результаты измерений ПМС показаны на рис. 1. Для сравнения на этом же рисунке приведены угловые зависимости ПМС в пленке $\text{Pb}_{0,8}\text{Sn}_{0,2}\text{Te}$ толщиной ~ 4 мкм. Интерпретация экспериментальных результатов по ПМС в пленках (трехмерная проводимость), выращенных на подложках BaF_2 в направлении (111), должна проводиться с учетом существования в пленках деформаций сжатия из-за несоответ-

ствия постоянных решеток a_0 подложки и пленки [a_0 (BaF₂)=0.6200 нм, a_0 (Pb_{0.8}Sn_{0.2}Te)=0.64321 нм] и их температурных зависимостей. Соответствующая теория ПМС была разработана в [5]. В обозначениях работы исследования ПМС в пленках и СР выполнены в конфигурациях В и С (рис. 1). Выражение для ПМС имеет вид

$$\Delta\rho/\rho_0 = M_{\theta}^{\varphi} (\mu H/c)^2, \quad (1)$$

где коэффициент M_{θ}^{φ} является функцией углов θ и φ (см. вставку на рис. 1), а также зависит от механизмов рассеяния носителей тока, анизотропии эффективных масс, степени вырождения и т. п. M_{θ}^{φ} для пленок рассчитывались согласно [5] при следующих значениях коэффициентов: $b=0.12$, $d=0.68$, $d'=-0.8$, $c'=-0.24$, которые являются типичными для полупроводников Pb_{1-x}Sn_xTe [5, 6]. При $T=77$ К величина $\mu H/c$ равнялась 0.33 для пленки

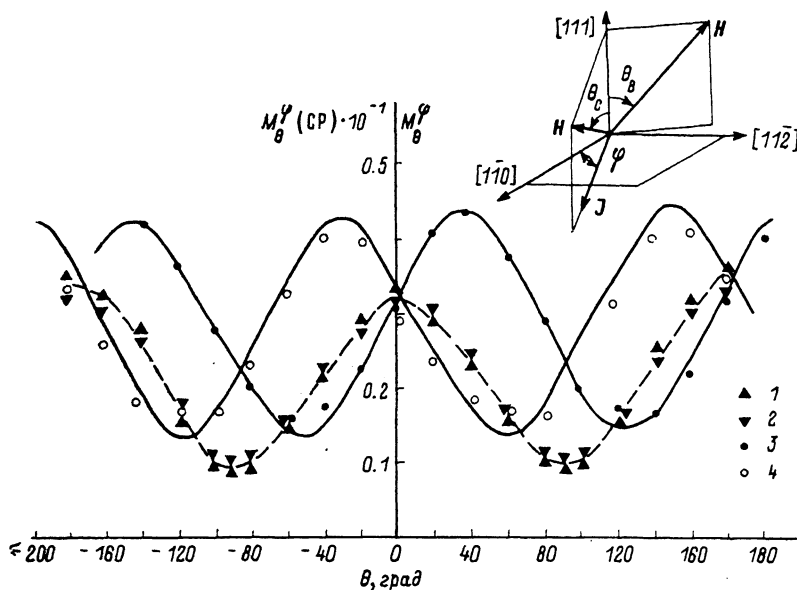


Рис. 1. Угловые зависимости коэффициента магнитосопротивления в сверхрешетке [M_{θ}^{φ} (СР)] и пленке Pb_{0.8}Sn_{0.2}Te [M_{θ}^{φ}] p -типа проводимости.

Измерения в конфигурации В (1 — сверхрешетка, 3 — пленка) и С (2 — сверхрешетка, 4 — пленка). Сплошные линии — расчет M_{θ}^{φ} при $\varphi=45^{\circ}$. На вставке показана геометрия опыта. Холловская концентрация носителей тока $p_{H,1} = 5.7 \cdot 10^{17}$ и $2.95 \cdot 10^{17}$ см⁻³ в сверхрешетке и пленке соответственно.

и 0.35 для СР. Существенно, что теория ПМС предсказывает конечное значение $\Delta\rho/\rho_0 > 0$ в пленках при любых значениях угла θ между направлением магнитного поля и плоскостью пленки. Напротив, при наличии двумерной проводимости [6] $\Delta\rho/\rho_0 = P \cos^2 \theta$. Видно, что при значениях θ , кратных $\pi/2$, $\Delta\rho/\rho_0 = 0$ (P — постоянная величина).

При изменении конфигурации измерений угловая зависимость ПМС в пленках существенно изменялась, что находится в соответствии с теорией [5]. В то же время угловая зависимость ПМС в СР для обеих конфигураций оставалась неизменной, что может служить доказательством существования двумерной проводимости. Отсутствие «зануления» ПМС в минимумах угловой зависимости может быть связано с наличием толстого буферного слоя ($d_{\text{буф}} = 1-2$ мкм), проводимость в котором носит трехмерный характер, влияние его, однако, относительно малое в связи со значительно большим МС в СР. Коэффициент магнитосопротивления в СР практически на порядок величины превосходит значение M_{θ}^{φ} в пленках, что связано с анизотропией времени релаксации τ носителей тока [7]. Носители с разных участков поверхности Ферми обладают разным временем релаксации, что даже в случае вырождения приводит к наличию значительного ПМС в СР.

Доказательством двумерного характера движения электронного газа могут служить ВАХ и ВФХ. На рис. 2 показаны ВАХ СР при протекании тока вдоль оси (1) и в плоскости слоев (2). Как видно из рисунка, наблюдается резкая анизотропия ВАХ. При прохождении тока в плоскости слоев ВАХ не отличается от омических $J(V)$ -характеристик пленок. По внешнему виду и абсолютным значениям токов ВАХ, показанные на рис. 2, подобны обратным ветвям вольт-амперных характеристик гетеропереходов $PbTe-Pb_{0,8}Sn_{0,2}Te$, ток в которых обусловлен туннельным прохождением носителей через барьер [8].

Зависимости дифференциального сопротивления R и дифференциальной емкости C в СР от смещения вдоль оси СР показаны на рис. 3. Дифференциальная емкость измерялась на частоте тестирующего сигнала 1 МГц. Максимумы на кривых $R(V)$ и $C(V)$ расположены вблизи нулевых смещений. Кроме того,

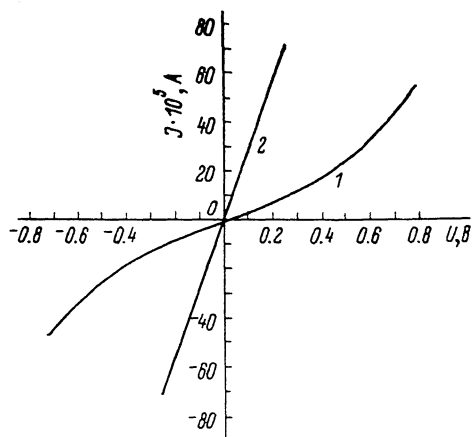


Рис. 2. ВАХ сверхрешетки p -типа при $T=77$ К, измеренные при протекании тока вдоль оси (1) и в плоскости слоев (2).

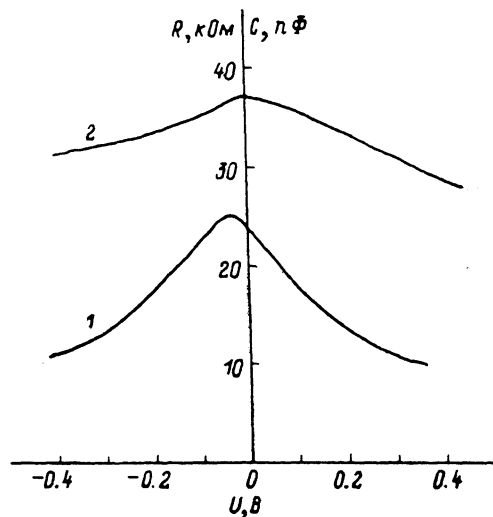


Рис. 3. Зависимость дифференциального сопротивления R (1) и дифференциальной емкости C (2) в сверхрешетке p -типа при $T=77$ К в зависимости от смещения, приложенного поперек слоев.

Площадь слоев сверхрешетки $A=3 \cdot 10^{-3}$ см².

они имеют почти симметричный вид, что отличает их от аналогичных зависимостей в диодных структурах.

Удельная дифференциальная емкость СР примерно в 50–100 раз меньше, нежели в диодных структурах [типичные значения C/A в $p-n$ - и гетероструктурах на основе $Pb_{1-x}Sn_xTe$ ($x=0.2$) составляют $\sim 10^6$ пФ/см²]. В то же время произведение дифференциального сопротивления при нулевом смещении R_0 на площадь A в СР примерно в 5–10 раз выше, что позволяет значительно повысить ограничения быстродействия фотовольтаических приемников на основе $Pb_{1-x}Sn_xTe$ за счет уменьшения постоянной времени RC -цепочки, связанной с большой емкостью $p-n$ - и гетеропереходов на основе $Pb_{1-x}Sn_xTe$. Малые значения дифференциальной емкости обусловлены малым изгибом зон в СР по сравнению с гетеропереходами $PbTe/Pb_{1-x}Sn_xTe$ и большим количеством барьеров, соединенных последовательно. В $p-n$ -переходах с толстой базой дифференциальная емкость связана с движением слоя объемного заряда при изменении внешнего смещения, что не имеет места в СР.

Симметричный вид зависимостей $R(V)$ и $C(V)$ свидетельствует о симметричном характере электростатического модулирующего потенциала СР и отражает возможность получения качественных структур. Это важно в связи с методом горячей стенки, использованным для приготовления СР (относительно высокие температуры роста слоев $T_{под.г} = 250$ °С и связанные с этим процессы диффузии на границах раздела $PbTe-Pb_{1-x}Sn_xTe$, наличие упругих напряжений в слоях из-за несоответствия значений a_0).

Таким образом, проведенные исследования позволили установить двумерный характер движения электронного газа в СР $\text{PbTe}/\text{Pb}_{0,8}\text{Sn}_{0,2}\text{Te}$, полученных методом горячей стенки, значительное уменьшение дифференциальной емкости, а также рост дифференциального сопротивления этих структур по сравнению с диодами или гетеропереходами $\text{Pb}_{0,8}\text{Sn}_{0,2}\text{Te}$.

Список литературы

- [1] Bauer G. // Surf. Sci. 1986. V. 168. N 3. P. 462—472.
- [2] Ambrosch K. E., Clemens H., Fantner E. J. et al. // Surf. Sci. 1984. V. 14. N 1-3. P. 571—578.
- [3] Сизов Ф. Ф., Троян Ю. Г., Апатская М. В., Якубцов О. А. // УФЖ. 1988. Т. 33. В. 4. С. 511—513.
- [4] Сизов Ф. Ф., Троян Ю. Г., Апатская М. В., Гуменюк-Сычевская Ж. В. // Тез. докл. XI Всес. конф. по физике полупроводников. Кишинев, 1988. Т. 3. С. 171—172.
- [5] Allgaier R. S., Restoff J. B., Haouston B. // Phys. Rev. B. 1979. V. 19. N 16. P. 6155—6163.
- [6] Kriechbaum M., Ambrosch K. E., Fantner E. J. et al. // Phys. Rev. B. 1984. V. 30. N 6. P. 3394—3405.
- [7] Шик А. Я. // ФТН. 1974. Т. 8. В. 10. С. 1841—1864.
- [8] Anderson W. W. // Infr. Phys. 1977. V. 17. N 1. P. 147—164.

Институт полупроводников
АН УССР
Киев

Получена 10.11.1988
Принята к печати 7.03.1989