

На начальном интервале времени, определяемом условием $\omega\tau(t) < 1$, из равенства (17) следует $d(t) \approx (1/\sqrt{2}) \mu_c E_v \tau(t)$. В случае экспоненциального энергетического спектра ЛС $g(\mathcal{E}) = (N_i/\mathcal{E}_0) \exp(-\mathcal{E}/\mathcal{E}_0)$ функция $\tau(t)$ имеет вид $\tau(t) = \tau_0 (\nu_0 t)^\alpha$ [6], где $\alpha = (kT/\mathcal{E}_0)$. Следовательно, дисперсия растет со временем по степенному закону $d(t) \propto \tau(t) \propto t^\alpha$. В то же время дисперсия $d_D(t)$, создаваемая обычной диффузией в дисперсионном режиме, возрастает по более медленному закону: $d_D(t) \propto [\tau(t)]^{1/2} \propto t^{\alpha/2}$ [6]. Таким образом, при $\omega\tau(t) < 1$ СПД в дисперсионном режиме преобладает над обычной диффузией. Однако, как следует из (17), при $\omega\tau(t) > 1$ СПД практически не дает вклада в расплывание пакета носителей: $d(t) \approx (\mu_c E_v / \omega) \{\ln[\omega\tau(t)]\}^{1/2}$. Заметим, что численная величина $d(t)$ может быть довольно значительной. Например, при $E_v = 10^5$ В/см, $\omega = 10^6$ с⁻¹, $\mu_c = 1$ см²/В·с и $\omega\tau(t) \gg 1$ получаем $d(t) \gtrsim 10^{-1}$ см.

Таким образом, путем изменения температуры, частоты или амплитуды переменного поля можно управлять толщиной слоя носителей заряда, генерированных в полупроводнике.

Список литературы

- [1] Lebedev E. A., Nebauer E., Süptitz P. // Phys. St. Sol. (a). 1979. V. 51. N 2. P. K207—K211.
- [2] Juška G., Matulionis A., Viščakas J. // Phys. St. Sol. 1969. V. 33. N 2. P. 533—539.
- [3] Казакова Л. П., Лебедев Э. А., Сморгонская Е. А. // ФТП. 1982. Т. 16. В. 11. С. 2077—2080.
- [4] Rudenko A. I., Arkhipov V. I. // Phil. Mag. B. 1982. V. 45. N 2. P. 177—187.
- [5] Архипов В. И., Никитенко В. Р. // Письма ЖТФ. 1987. Т. 13. В. 13. С. 790—793.
- [6] Архипов В. И., Руденко А. И., Андриеш А. М. и др. Нестационарные инжекционные токи в неупорядоченных твердых телах. Кишинев, 1983. 175 с.
- [7] Архипов В. И. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 8. С. 1450—1453.

Московский
инженерно-физический институт

Получено 7.12.1989
Принято к печати 6.07.1990

ФТП, том 24, вып. 11, 1990

***p-n*-ПЕРЕХОДЫ В PbS, ПОЛУЧЕННЫЕ ИОННОЙ ИМПЛАНТАЦИЕЙ**

**Белявский М. П., Гаськов А. М., Дашевский З. М.,
Рожкова Е. В., Руленко М. П.**

Сульфид свинца относится к узкозонным полупроводникам, интерес к исследованию которых обусловлен достигнутыми успехами и перспективами использования этих материалов для создания приемников и источников ИК излучения. В связи с этим актуальной представляется задача исследования и разработки методов управления свойствами сульфида свинца, его легирования, получения приборных структур. Среди методов легирования все более важное место занимает ионная имплантация. Известно, что тип проводимости и концентрация носителей в нелегированных халькогенидах свинца определяются соотношением концентраций собственных дефектов в подрешетках металла и халькогена. Отсюда следует, что возможны два способа легирования посредством ионной имплантации: 1) создание достаточного количества электрически активных радиационных дефектов (РД), преимущественно вакансий халькогена [1]; 2) введение примесей, в том числе изовалентных, которые заполняют вакансии в одной из подрешеток.

Имеющиеся данные [2] по ионной имплантации PbS получены при сравнительно малых дозах внедряемой примеси ($N_{np} \leq 10^{15}$ см⁻²). Вместе с тем при больших дозах можно ожидать появления новых эффектов, например ускоренной диффузии РД.

В настоящей работе для ионной имплантации использовались дозы до 10^{16} см $^{-2}$ при энергии пучков 150 кэВ и плотности тока $j \sim 1.0$ мкА/см 2 . Под действием ионного пучка образцы нагревались до $T \approx 100$ °С. В качестве изовалентной примеси выбран цинк (аналог свинца).

Объектами исследования являлись монокристаллы и пленки PbS. Монокристаллы были выращены по механизму пар—жидкость—кристалл [3] и имели

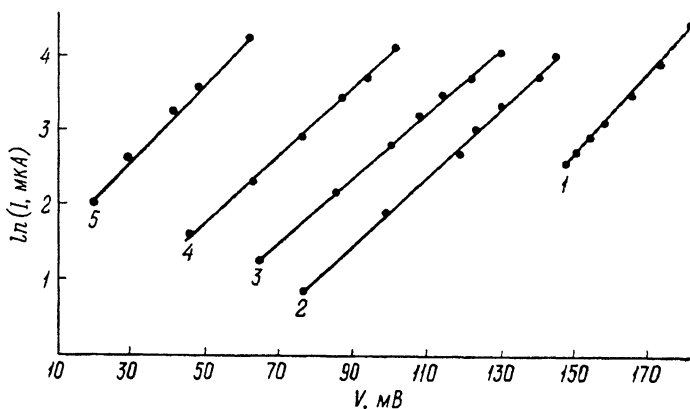


Рис. 1. Прямая ветвь ВАХ $p-n$ -перехода в монокристалле PbS, полученного ионной имплантацией Zn при разных температурах.

T , К: 1 — 77, 2 — 108, 3 — 130, 4 — 153, 5 — 200.

концентрацию дырок $\sim 5 \cdot 10^{17}$ см $^{-3}$. Пленки толщиной ~ 0.5 мкм с концентрацией дырок $\sim 1 \cdot 10^{18}$ см $^{-3}$ были получены методом «горячей» стенки на свежих сколах ВаF $_2$. При указанных параметрах ионной имплантации происходила инверсия типа проводимости, причем легирование пленок осуществлялось на всю толщину. Концентрация носителей увеличивалась с дозой и насыщалась на уровне 10^{19} см $^{-3}$.

С использованием методов фотолитографии в монокристаллах PbS были получены планарные $p-n$ -переходы с размерами чувствительной площадки 500×500 мкм. На рис. 1 показаны прямые ветви ВАХ перехода при различных значениях температуры. Видно, что ВАХ описываются выражением вида

$$I \sim I_0 \exp \frac{qV}{\beta kT},$$

где I — ток, V — напряжение, q — заряд электрона, β — коэффициент, зависящий от механизма протекания тока через переход, k — постоянная Больц-

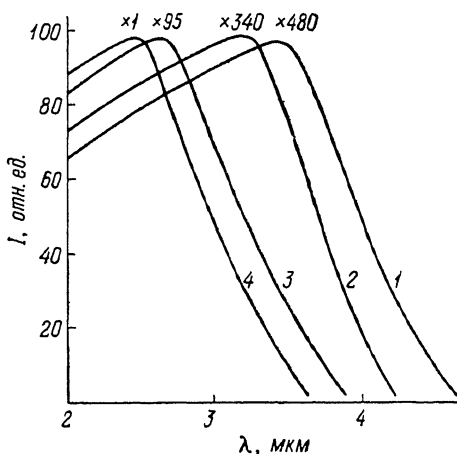


Рис. 2. Спектральная фоточувствительность $p-n$ -перехода в монокристалле PbS при разных температурах.

T , К: 1 — 88, 2 — 135, 3 — 180, 4 — 288.

мана, T — температура. Коэффициент β с ростом температуры уменьшается от 2.38 при 77 до 1.19 при 200 К.

Произведение дифференциального сопротивления при нулевом смещении на площадь перехода при температуре 110 составило $2.3 \cdot 10^3$, а при 200 К — 43 Ом·см 2 .

На рис. 2 представлены спектры фоточувствительности $p-n$ -перехода в монокристалле PbS при различных температурах, измеренные с помощью инфракрасного спектрометра ИКС-21. С ростом температуры в интервале 88—280 К

максимум фоточувствительности смещается с 3.5 до 2.5 мкм вследствие увеличения ширины запрещенной зоны.

В пленках PbS были получены вертикальные $p-n$ -переходы [4], которые также обладали фоточувствительностью, а их ВАХ были подобны ВАХ $p-n$ -переходов в монокристаллах. Отметим, что подвижность носителей заряда μ в имплантированном слое в интервале температур 80—200 К практически не уступала μ в исходной пленке.

Ответственными за изменение типа проводимости $p-n$ после имплантации до отжига являются вакансии серы, концентрация которых может на 2 порядка превышать концентрацию имплантируемых ионов. С этими точечными дефектами связан резонансный уровень, лежащий в зоне проводимости и стабилизирующий энергию Ферми.

Показано, что РД в PbS являются достаточно устойчивыми и отжигаются при $T \geq 300$ °С. После отжига проявляется донорное действие цинка. Оценка электрической активности по методике [5] показала, что каждые 100 атомов цинка дают только один донорный центр единичной активности.

Таким образом, впервые в PbS получены $p-n$ -переходы с использованием легирующего действия РД, возникающих при ионной имплантации.

Список литературы

- [1] Лидоренко Н. С., Дашевский З. М., Казьмин С. А., Кайданов В. И., Руленко М. П. // ДАН СССР. 1989. Т. 305. В. 4. С. 844—847.
- [2] Palmetshofer L. // J. Appl. Phys. 1984. V. A34. N 1. P. 139—153.
- [3] Зломанов В. П., Матвеев О. В., Новоселова А. В. // ЖНХ. 1965. Т. 10. В. 7. С. 1753—1755.
- [4] Горбачев В. В., Евменьев Л. А., Лигер В. В., Руленко М. П. // Электрон. техн. Сер. 3. Микроэлектрон. 1985. Т. 2. В. 114. С. 14—17.
- [5] Аброян И. А., Алиев В. З. и др. // ФТП. 1983. Т. 17. В. 4. С. 611—613.

Научно-производственное объединение «Квант»
Москва

Получено 7.03.1990
Принято к печати 6.07.1990

ФТП, том 24, вып. 11, 1990

НЕРАВНОВЕСНОЕ ИСПАРЕНИЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВ, ОБУСЛОВЛЕННОЕ ТОРМОЗНЫМ ПОГЛОЩЕНИЕМ СВЕТА

Стрекалов В. Н.

В предыдущих работах [1] обсуждалась неравновесная сублимация кристаллов, вызванная поглощением света с энергией фотона $\hbar\omega > E_g$. Специфика изученного процесса заключается в его двухступенчатости (свет создает некоторое количество неравновесных экситонов или электронно-дырочных пар, которые могут затем безызлучательно рекомбинировать, передавая запасенную энергию атомам на поверхности и этим способствуя их сублимации) и возникновении эффекта смягчения энергетического порогового условия сублимации. Последнее, являясь проявлением более общего эффекта изменения энергетических пороговых условий неупругих кинетических процессов [2], может оказаться важным и при испарении прозрачных полупроводников ($\hbar\omega < E_g$), в которых основное значение имеет одновременное с рассеянием электронов внутрizonное поглощение света. В таком случае процесс испарения может быть одноступенчатым и происходить в течение одного элементарного квантово-механического акта.

В прозрачных полупроводниках можно указать несколько каналов неравновесного испарения. Считая свет не слишком интенсивным (ни плавления, ни пробоя не происходит), рассмотрим процесс нетепловой сублимации, вызванной