

05.2;12

©1994

ПОДВИЖНОСТЬ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В АЗИДЕ СЕРЕБРА

*А.Л.Картужанский, В.И.Крашенинин,
Л.В.Кузьмина, А.Ю.Сталинин*

Измерению подвижности электронно-дырочных носителей заряда в кристаллах азида серебра посвящен ряд работ [1-4]. Результаты, полученные в них, хотя и основаны на эффекте Холла, различаются между собой на несколько порядков и составляют от 10^{-2} [1] до единиц $\text{см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ [3]. Все авторы относили эту величину к дырочной составляющей. По-видимому, эти измерения различались не только выбором методик и объектов (прессованные поликристаллические таблетки, объемные и нитевидные монокристаллы), но и неучетом происходящего при этом термолиза, вследствие которого не только различные образцы не тождественны друг другу, но и любой конкретный образец становится не тождествен самому себе в ходе измерений. Кроме того, измерения подвижности дырок затруднены двумя важными обстоятельствами: на долю дырочной составляющей проводимости приходится лишь 10% от общей [1], а, судя по уровню Ферми для дырок (он лежит на 0.9 эВ выше потолка валентной зоны [5]), соответствующая концентрации свободных дырок составляет всего $\sim 10^4 \text{ см}^{-3}$. Отсюда вытекает, что измерение параметров собственной дырочной проводимости фактически невозможно.

В данном сообщении описаны методика и результаты измерения параметров дырочной проводимости нитевидных кристаллов AgN_3 , выращенных по методике [6], в условиях двойной инжекции из специально подобранных контактов. Ранее в работе [7] нами была предложена и реализована методика визуализации пространственного распределения дырочной составляющей и определена дрейфовая подвижность дырок в условиях сильного захвата.

Предполагалось, что имевшиеся в решетке дырочные комплексы при растворении кристалла дают в раствор высокорекреационноспособные радикалы, реагирующие между собой с образованием молекул газообразного азота. Таким образом, по объему выделяющегося газа можно оценить концентрацию неравновесных дырок, инжектированных в образец. По нашим данным, она составляет $\sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$, что невозможно, если не обеспечена компенсация заряда извне. Наиболее простое предположение о компенсации в этом случае — наличие двойной инжекции. Тогда измеренная подвижность [7] является амбиполярной μ_a и определяется уравнением [8]:

$$\mu_a = \frac{n - p}{n/\mu_n + p/\mu_p}, \quad (1)$$

где n, μ_n, p, μ_p — концентрации и микроподвижности соответственно свободных электронов и дырок.

Согласно этой формуле, знак и значение μ_a определяется соотношением n и p . Дрейф положительных дырок в сторону анода можно наблюдать только в условиях амбиполярной подвижности. Из [7] известно, что эффективным акцептором электронов в AgN_3 является краситель феносафранин. Поэтому для доказательства амбиполярного характера подвижности мы использовали кристаллы AgN_3 , обработанные в 1*N* растворе феносафранина. Эксперименты, подобные описанным в [7], показали смещение пузырьков газа в сторону анода с подвижностью $3 \pm 0.2 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$.

Используемые методики позволяют, кроме того, измерить и холловскую амбиполярную подвижность $\mu_{H,a}$. Для этого некоторые из образцов помещали в скрещенные электрическое ($E_{\parallel} = 3000 \text{ В/см}$) и магнитное ($B = 6000 \text{ э}$) поля на 5 мин и затем под микроскопом оценивали поперечное смещение газообразного продукта к моменту растворения кристалла. Заменяя магнитное поле поперечным бесконтактным электростатическим и подбирая напряженность его E_{\perp} таким образом, чтобы поперечное смещение продуктов совпадало в этих двух случаях, можно приравнять силы Лоренца и электростатическую, откуда сразу следует простое

$$\mu_{H,a} = \frac{E_{\perp}}{E_{\parallel} \cdot B}. \quad (2)$$

При комнатной температуре $\mu_{H,a}$ составила $160 \pm \pm 15 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$, т. е. немного больше дрейфовой. То же значение $\mu_{H,a}$ получено, если в предыдущем эксперименте дополнительно наложить поперечное бесконтактное электрическое поле, электростатическая сила которого направлена противоположно лоренцовой. В этом случае E_{\perp} подбиралось таким образом, чтобы наблюдалось однородное поперечное распределение газообразного продукта. Важно отметить, что в отличие от предыдущих результатов [3], данное значение обладает отчетливым физическим смыслом: в частности, длина свободного пробега составляет ~ 30 постоянных решетки, что вполне разумно. Достаточно близкое значение для электронной поверхностной проводимости указано в [10] ($\mu_H = 100 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$).

Список литературы

- [1] Захаров Ю.А., Гасьмаев В.К., Баклыков С.П., Морейнс Ю.Р. // Журнал физ. химии. 1978. Т. 52. В. 8. С. 2076-2078.
- [2] Захаров Ю.А., Сидорин Ю.Ю., Кучис Е.В. // Изв. АН СССР. Сер. Неорган. материалы. 1979. Т. 15. В. 8. С. 1397-1401.
- [3] Sidorin Yu. Yu., Zakharov Yu. A. // Phys. Stat. Sol. 1983. (a) 80. P. K157-K160.
- [4] Крашенинин В.И., Сулушин Ю.Н., Захаров Ю.А. // Изв. АН СССР. Сер. Неорган. материалы. 1987. В. 9. С. 1567-1569.
- [5] Захаров Ю.А., Колесников Л.В., Черкашин А.Е., Кащеев С.В. // Изв. вузов. Сер. Физ. 1975. Т. 44. В. 6. С. 44-50.
- [6] Иванов Ф.И., Лукин М.А., Назарова Г.В. В кн.: Нитевидные кристаллы для новой техники. Воронеж, 1979. С. 181-184.
- [7] Картужанский А.Л., Крашенинин В.И., Кузьмина Л.В., Сталинин А.Ю. // Письма ЖТФ. 1993. Т. 19. В. 16. С. 59-61.
- [8] Бонч-Бруевич В.Л., Калашиников С.Г. Физика полупроводников. 2-е изд. М.: Наука, 1990. С. 271.
- [9] Джеймс Т. Теория фотографического процесса. Л.: Химия, 1980. С. 263.
- [10] Янг Д. Кинетика разложения твердых веществ. М.: Мир, 1969. С. 181.

Кемеровский государственный
университет

Поступило в Редакцию
13 декабря 1993 г.