

СВЧ ФОТОПРОВОДИМОСТЬ СЛОИСТЫХ ПЕРИОДИЧЕСКИХ КОМПОЗИЦИЙ Bi—Sb ПРИ ГЕЛИЕВЫХ ТЕМПЕРАТУРАХ

В. А. Герасименко, В. В. Зорченко, В. В. Кондратенко, А. И. Федоренко,
Д. Д. Халамейда, В. М. Яковенко

В последние годы интенсивно изучаются слоистые структуры на основе материалов с узкими запрещенными зонами с целью их использования в ВЧ и ИК технике. В настоящей работе исследовались слоистые периодические композиции (СПК) на основе полуметаллов Bi и Sb.

Образцы выращивались на слюде в вакууме 10^{-6} Па методом поочередного термического испарения Bi и Sb. Период (~ 10 нм) и толщины слоев определялись согласно известной методике по положению пиков-сателлитов на дифрактограмме. Образцы (13×1 мм) имели 15 периодов. На границе раздела Bi—Sb расположены дислокации несоответствия, образующие упорядоченную треугольную сетку [1]. Образец крепился к волноводу так, что облучалась лишь его центральная часть, и помещался в жидкий гелий. Постоянное магнитное поле H ориентировалось ортогонально току I и лежало в плоскости образца; электрическое поле волны было направлено параллельно H . Методика измерения фотопроводимости (ФП) аналогична применяемой ранее [2]. Падающая СВЧ мощность достигала 50 мВт, что не приводило к нагреву образца. Частота излучения f изменялась от 131.5 до 137.7 ГГц.

На рис. 1 показана зависимость ФП образца № 1 (период $d=11.2$ нм, толщина слоев Bi $d_{\text{Bi}}=3.84$ нм) от I и H ($U_{\text{ФП}}$ — дополнительное напряжение, возникающее при облучении СПК в режиме заданного тока). При малых I и $H=0$ СПК практически не фоточувствительны. Включение магнитного поля приводит к появлению пика отрицательной ФП с максимумом при $H=H^*$. По мере увеличения тока происходит смещение пика в область меньших H с одновременным ростом амплитуды пика. При $H=0$ максимум ФП достигается при некотором токе, равном I_0 . Дальнейшее увеличение тока вызывает спад и исчезновение ФП. При фиксированном I максимум ФП достигается в поле H^* , удовлетворяющем эмпирическому соотношению

$$I = I_0 [1 - (H^*/H_0^*)^2], \quad H_0^* = H^- |_{I \rightarrow 0}. \quad (1)$$

Для образца № 2 ($d=8.6$ нм, $d_{\text{Bi}}=4.32$ нм), одновременно полученном с образцом № 1, характер зависимости $U_{\text{ФП}}(H)$ более сложный. При токах, превышающих 300 мкА, вслед за основным пиком появляется область с положительной ФП, а при $I \geq 450$ мкА левее основного пика образуется пичок, который, как и основной, движется в сторону меньших H с ростом I . Зависимости (I) для данных образцов приведены на рис. 2, который показывает также деградацию образца № 2 после повторных циклов охлаждения от комнатной до гелиевых температур.

С понижением частоты излучения ток I_0 возрастает, а параметр H_0^* уменьшается. Для образца № 2 при $I \sim 500$ мкА расстройка частоты $\sim 2\%$ привела к исчезновению ФП в исследованном интервале магнитных полей.

Положение максимума эффекта по H (f и I — фиксированы) зависит от мощности излучения W и описывается соотношением вида

$$\left(\frac{H^* - \tilde{H}}{\tilde{H}} \right) = \beta \ln(1 + P), \quad (2)$$

где \tilde{H} соответствует максимуму ФП при наибольшей используемой мощности излучения W_0 (50 мВт), β — коэффициент, зависящий от I и f ;

$P=10 \lg (W_0/W)$ — ослабление излучения в децибеллах (для образца № 2 при $I=600$ мкА, $f=134.9$ ГГц $\bar{H}=11.35$ кЭ, $\beta \approx 0.1$). При малых W амплитуда пика пропорциональна W^n , где $n \approx 1.74$ для образца № 2 при $f=134.9$ ГГц, $I=600$ мкА. При повышении мощности амплитуда нарастает по более сильному закону.

Вольт-амперные характеристики образцов практически линейны (сопротивления образцов № 1 и № 2 — 187 и 204 Ом соответственно). Магнитосопротивление положительно и квадратично по магнитному полю ($\sim 2\%$ при $H=50$ кЭ). Изменение сопротивления при включении ВЧ поля не превышает 0.01%. Эффект ФП не изменяется при изменении на противоположное направления H или I .

При анализе наблюдаемых явлений нужно понять природу ФП при $H=0$ и роль магнитного поля. По нашему мнению, особенности ФП связаны с минизонным характером спектра СПК. Это допущение позволяет объяснить появление пика ФП при $H=0$ и зависимость его положения от величины тока, если предположить, что электроны частично заполняют нижнюю минизону. ФП должна наблюдаться при энергии квантов, доста-

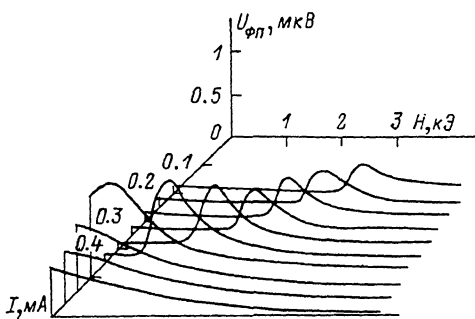


Рис. 1. Зависимость фотопроводимости от магнитного поля и тока.

Образец № 1, $f=135.35$ ГГц, $W=50$ мВт, $T=4.2$ К.

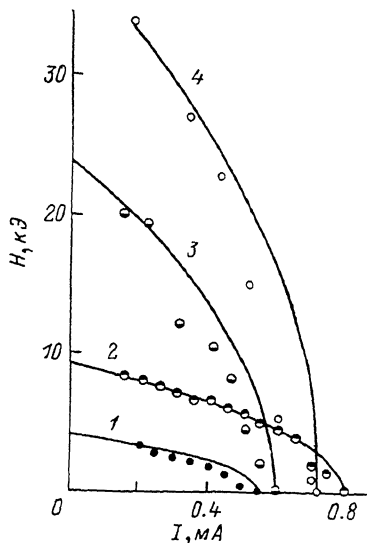


Рис. 2. Связь между магнитным полем и током, необходимая для достижения максимума отрицательной фотопроводимости для образцов № 1 (1) и № 2 (2—4).

Частота излучения, ГГц: 1 — 135.35, 2 — 135.55, 3 — 135.6, 4 — 134.9. $W=50$ мВт. Кривые 1 и 2 соответствуют измерениям после первого, а 3 и 4 — после второго и третьего охлаждения образца от 270 до 4.2 К.

точной для заброса электронов в вышележащую минизону. Если же частота излучения мала для такого процесса, то постоянным электрическим полем можно сместить Ферми-распределение по энергии на величину $\delta\epsilon$ и произвести «подстройку» под энергию кванта. $\delta\epsilon$ можно оценить из соотношения $\delta\epsilon \sim eEl$, где E — напряженность постоянного электрического поля, l — длина пробега электронов между неупругими соударениями. Оценка l по сдвигу I_0 при изменении f дает для образца № 2 $l \sim 14$ мкм (это значение совпадает по порядку величины с данными для пленок Sb [3]), а для ширины вышележащей минизоны, определяемой по интервалу токов ($H=0$), при которых наблюдается ФП, получаем величину порядка половины энергии кванта ($5.61 \cdot 10^{-4}$ эВ при $f=135.5$ ГГц). С понижением температуры ФП уменьшается и исчезает при $T \sim 1.7$ К, что, вероятно, связано с уменьшением размытия Ферми-распределения.

Неясна роль магнитного поля. Следует отметить, что параметр H_0^* увеличивается практически в кратное число раз после термоциклирования образцов. Кроме того, при $H=H_0^*$ магнитные потоки ($\sim H_0^* d_{Bi}$) через одиночный слой Bi в образцах № 1 и № 2 отличаются в 2 раза. Это наводит

на мысль о том, что определенную роль, возможно, играет эффект типа Ааронова—Бома.

Если действительно образуется сверхрешетка (СР), то минизонный характер спектра связан, по-видимому, как со слоистостью структуры, так и с потенциальными ямами для электронов в Sb в узлах упорядоченной сетки дислокаций несоответствия, учитывая малость минищели и ширин минизон, не свойственную одномерным СР. Выдвинутые гипотезы требуют тщательной проверки, пока же вопрос о природе наблюдаемых явлений остается открытым.

Авторы благодарят Ю. А. Богода и Ф. Г. Басса за стимулирующие дискуссии.

Л и т е р а т у р а

- [1] Федоренко А. И., Кондратенко В. В. Изв. АН СССР, сер. физич., 1977, т. 41, № 11, с. 2315—2318.
- [2] Кичигин Д. А., Раренко И. М., Тальянский Э. Б., Халамейда Д. Д. ФТП, 1985, т. 19, № 2, с. 263—267.
- [3] Bukshtab E. I., Butenko A. V., Komnik Yu. F., Pilipenko V. V. Sol. St. Commun., 1985, vol. 53, N 4, p. 347—349.

Институт радиотехники
и электроники АН УССР
Харьков

Поступило в Редакцию
20 июля 1987 г.
В окончательной редакции
22 декабря 1987 г.

УДК 621.315.592 : 669.782

Физика твердого тела, том 30, в. 5, 1988
Solid State Physics, vol. 30, № 5, 1988

О ПРИРОДЕ В-ДЕФЕКТОВ В КРЕМНИИ

В. В. Высоцкая, С. Н. Горин, Ю. А. Сидоров

При росте бездислокационных монокристаллов кремния зонной плавки в так называемом «межузельном режиме» [1] в них обычно образуются А-дефекты (дислокационные петли междуузельного типа [2, 3]) и В-дефекты, структура которых достоверно не установлена.

В настоящей работе А- и В-дефекты в пластинах кремния исследовались методом избирательного травления по Берневитцу (в стандартном травителе Сиртля при температуре +15 °С [4]). Для контроля распределения микродефектов по объему применялась рентгеновская топография по Лангу после насыщения образцов золотом (при этом выявляются только А-дефекты [5, 6]) или медью (при этом выявляются А- и В-дефекты одновременно [7]). Исследование проводилось на пластинах толщиной 800 мкм, вырезанных перпендикулярно или параллельно оси роста по плоскостям (111) или (112) соответственно после шлифовки и химической полировки как на исходном материале, так и после термообработки (ТО) в интервале температур 700—1200 °С, а также после окисления при 1200 °С во влажном кислороде или диффузии золота при 1100—1200 °С. Цель работы заключалась в исследовании А- и В-дефектов, их трансформации при ТО и в выяснении природы центров, на которых происходит зарождение окислительных дефектов упаковки (ОДУ), поскольку вопрос о том, на каких именно микродефектах образуются ОДУ, до конца неясен.

Были исследованы кристаллы кремния зонной плавки, один из которых (№ 1) содержал только В-дефекты (р-тип, сопротивление 1600 Ом·см), а другие (№ 2, 3, 4) А- и В-дефекты, имеющие различное распределение (все три — n-типа, сопротивление от 100 до 430 Ом·см).

В кристалле 1 вышеуказанными методами выявляются только равномерно распределенные В-дефекты. При травлении плоскости (111) этого