

и As превышает атомный радиус Al и Si. Это может приводить к генерации дополнительной концентрации структурных дефектов. В пользу такого предположения свидетельствуют более низкие значения подвижности дырок и более высокие значения удельного сопротивления в слоях p -Si (Ga) при такой же, как и в слоях p -Si (Al), концентрации дырок (см. рисунок, б, в).

Одним из факторов, обуславливающих увеличение диффузионной длины электронов в переходной области слоев p -типа, может быть увеличение концентрации легирующей примеси.

Список литературы

- [1] Хейванг В., Биркольтц У., Айнцингер Р., Ханис Л., Кемптер К., Шеллер А. Аморфные и поликристаллические полупроводники. М., 1987. 160 с.
- [2] Пирс К., Адамс А., Кац Л., Цай Дж., Сейдел Т., Макгиллис Д. Технология СВИС. Кн. I. М., 1986. 404 с.
- [3] Излучательная рекомбинация в полупроводниках. Под ред. Я. Е. Покровского. М., 1972. 304 с.

Получено 5.08.1988

Принято к печати 20.02.1989

ФТП, том 23, вып. 6, 1989

ФОТОМАГНИТНАЯ ЭДС В Ge, ВОЗБУЖДАЕМАЯ ПОЛЯРИЗОВАННЫМ СВЕТОМ

Зыков В. Г., Сердега Б. К.

Междолинное перезаселение генерированных светом электронов в многодолинном полупроводнике, обусловленное направленным их движением, приводит к возникновению дополнительной компоненты фотомагнитной ЭДС (ФМЭ), обнаружению и исследованию которой на примере кремния были посвящены работы [1, 2]. Там же, в частности, установлено, что относительный вклад междолинной компоненты в суммарную фотоэдс возрастает при увеличении поверхностного изгиба зон истокающего знака. Более того, междолинная ФМЭ становится преобладающей в области такого значения поверхностного потенциала, при котором происходит смена знака ФМЭ с нормального, определяемого диффузией неравновесных электронно-дырочных пар, на аномальный, обусловленный дрейфовой компонентой тока в приповерхностном слое пространственного заряда. Большая чувствительность ФМЭ в этих условиях к нарушению равномерного распределения неравновесных электронов по долинам зоны проводимости может быть использована для поиска эффекта, связанного с селективным заселением долин под действием линейно поляризованного света.

Действительно, в многодолинных полупроводниках имеется различие в вероятностях возбуждения электронов в отдельную долину зоны проводимости, связанное с различными положениями плоскости поляризации света относительно главных кристаллографических осей. Расчет вероятности генерации в данную долину и ее зависимости от энергии квантов падающего света выполнен в работе [3]. Один из ее выводов состоит в том, что правила отбора для матричных элементов перехода позволяют реализовать селективность возбуждения в кристаллах германия в ограниченной области энергий, которая включает в себя значения энергий вертикального перехода $L'_3 - L_1$.

С учетом этого, а также отмеченных ранее особенностей ФМЭ нами в настоящей работе проведено исследование фотомагнитного эффекта в условиях возбуждения электронно-дырочных пар линейно поляризованным светом.

Измерения проводились на образцах слабо легированного n -Ge ($\approx 10^{12}$ см $^{-3}$), вырезанных из слитка (рис. 1) с размерами $l_x \times l_y \times l_z = 10 \times 3 \times 0.2$ мм. Их обработка была стандартной: механические шлифовка и полировка, травление

в СР-4. Омические контакты изготавливались с применением эвтектического сплава Ge—Au + 1% Sb при температуре 700 К. Прогрев приводил к расплавлению эвтектики и, что не менее важно, увеличению истощающего изгиба зон на поверхности, необходимого для проявления дрейфовой компоненты ФМЭ. Источником света служили монохроматор МДР-4 с галогенной лампой КГМ-150 на входе, обеспечивавшие практически постоянную интенсивность светового потока $\sim 10^{14}$ кв·см²/с в диапазоне длин волн 500–600 нм.

Для выделения компоненты, связанной с междолинным перезаселением вследствие селективного возбуждения, использовалась поляризационная модуляция, осуществляемая с помощью электроакустического модулятора [4]. Модуляция поляризации заключалась в том, что плоскость электрической компоненты электромагнитной волны поочередно занимала положения, совпа-

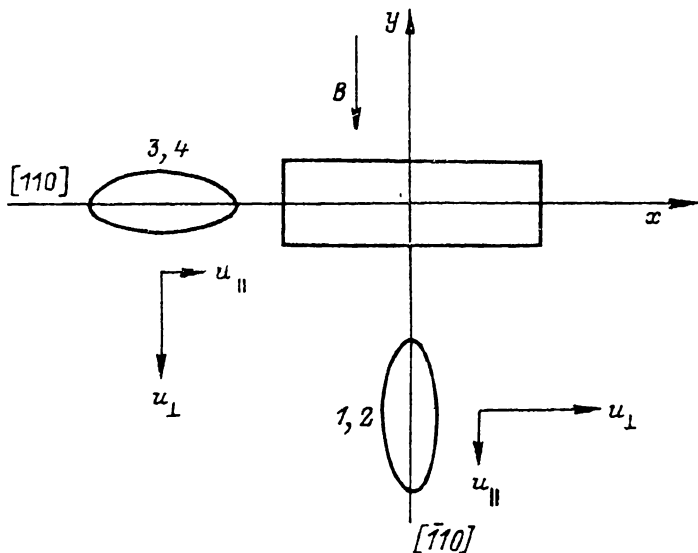


Рис. 1. Кристаллографическая ориентация образца и схема опыта.

Эллипсами обозначены проекции долин зоны проводимости, расположенных на осях $\langle 111 \rangle$, на плоскость (110) .

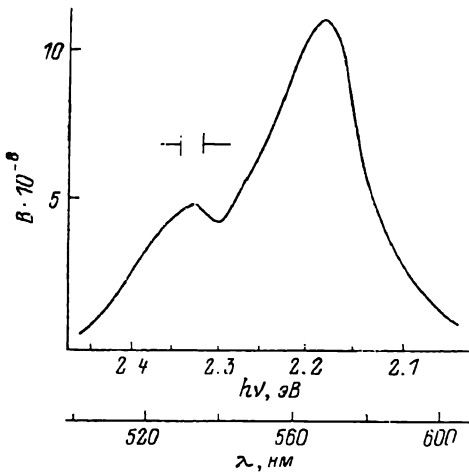
дающие с осями $[110]$ и $[\bar{1}\bar{1}0]$ (рис. 1). Для этого на кварцевый пьезоэлектрический резонатор подавалось переменное напряжение такой величины, что генерируемая им волна деформации обеспечивала в пластинке изотропного кварца через акустический контакт механическое напряжение, достаточное для выполнения условия полуволновой пластинки для длины волны, соответствующей середине используемого диапазона. Частичная модуляция интенсивности, имевшая место при этом, была не более 10^{-3} . Регистрация сигнала, возникающего в направлении оси x образца при освещении его xy -поверхности, производилась селективным нановольтметром с синхронным детектором типа Унипан-232В на удвоенной частоте кварцевого резонатора 120 кГц. Измерялась спектральная зависимость ФМЭ при температуре 78 К и индукции магнитного поля $B=0.5$ Т.

Результаты измерений фотоэдс приведены на рис. 2. Природа ее возникновения состоит в том, что неодинаковая заселенность неравновесными электронами долин 1, 2 и 3, 4 будет сопровождаться различными токами в направлении контактов, пропорциональными подвижностям u_{\perp} или u_{\parallel} в зависимости от положения плоскости поляризации волны относительно осей $\langle 110 \rangle$.

В спектральной зависимости фотоэдс отчетливо проявляются два пика, соответствующих переходам в зону проводимости из валентной зоны L'_3 и спин-орбитально отщепленной зоны. Их положения по шкале энергий 2.18 и 2.33 эВ весьма близки к значениям этих величин (2.2 и 2.36 эВ), полученным экстраполяцией к температуре проведения эксперимента из [5], где они были определены измерением электроотражения при 10 К. Спектральное разрешение переходов обусловлено тем, что величина спин-орбитального расщепления в точке L

значительно превышает энергию оптического фотона, при испускании которого происходит изотропизация распределения фотоэлектронов.

Амплитуда ФМЭ определяется в основном такими параметрами опыта, как величины интенсивности света и индукции магнитного поля, сопротивление образца, которым она в первом приближении пропорциональна. Но самое существенное то, что величина фотоэдс связана с такими феноменологическими параметрами, как скорости междолинной релаксации в объеме и на поверхности кристалла, а также со значениями матричных элементов переходов. Для определения которых она может применяться. Следует отметить при этом, что для достоверного проявления эффекта селективной накачки в данном случае не



требуется такого дополнительного воздействия на кристалл, которое привело бы к уменьшению времени жизни электронов τ_p до величины, сравнимой с временем междолинной релаксации τ_m , как это осуществлено в [6].

Междолинная компонента ФМЭ также пропорциональна в конечном итоге отношению диффузионных длин рекомбинационной L_p и междолинной L_m , величины которых, как правило, сильно различаются ($L_p \gg L_m$). Однако в рас-

Рис. 2. Зависимость фотомагнитной ЭДС от длины волны линейно поляризованного света.

смаатриваемом случае ФМЭ наблюдается в условиях практически полной компенсации диффузионной компоненты дрейфовой составляющей эффекта. Эффективное время жизни электронно-дырочных пар уменьшается при этом до величины времени дрейфа в области пространственного заряда, которое, по оценкам, может быть даже меньше τ_m . Это значит, что поляризованный свет модулирует дрейфовую компоненту ФМЭ и обеспечивает надежное наблюдение ее составляющей, связанной с междолинным переселением без дополнительного воздействия и возможного вследствие этого изменения механизма рассеяния в кристалле.

Авторы благодарны И. П. Жадько и В. А. Романову за постоянный интерес к работе и обсуждение ее результатов.

Список литературы

- [1] Сердега Б. К., Шеховцов Л. В. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 6. С. 1044—1046.
- [2] Григорьев Н. Н., Зыков В. Г., Сердега Б. К., Шеховцов Л. В. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 10. С. 1764—1768.
- [3] Ефанов А. В., Этин М. В. // ФТП. 1982. Т. 16. В. 4. С. 662—669.
- [4] Jasperson S. N., Sahvatterly S. E. // Rev. Sci. Instr. 1969. V. 40. N 6. P. 761—767.
- [5] Koerppen S., Handler P., Jasperson S. // Phys. Rev. Lett. 1971. V. 27. N 5. P. 265—269.
- [6] Гастев С. В., Соколов Н. С. // ФТП. 1985. Т. 19. В. 7. С. 1328—1331.

Институт полупроводников АН УССР
Киев

Получено 22.11.1988
Принято к печати 20.02.1989