

## ПОЛЯРИЗАЦИОННО ЗАВИСЯЩАЯ ФОТОМАГНИТНАЯ ЭДС В КРИТИЧЕСКИХ ТОЧКАХ ЗОННОГО СПЕКТРА ГЕРМАНИЯ

Зыков В. Г., Сердега Б. К.

Экспериментально при 10–80 К исследована компонента фотомагнитной ЭДС в Ge, зависящая от поляризации возбуждаемого света. Обнаружено, что спектр фотоэдс состоит из нескольких полос, положения которых превосходно согласуются с энергиями межзонных вертикальных переходов  $E_0$ ,  $E_0 + \Delta_0$ ,  $E_1$ ,  $E_1 + \Delta_1$ , их значения получены из независимых исследований электроотражения. Обсуждается модель формирования фотоэдс, базирующаяся на процессах оптического выстраивания импульсов электронов линейно поляризованным светом и их баллистического пролета в слое пространственного заряда.

1. Сведения о точном положении и характере структурных особенностей спектра энергетических зон (сингулярностей Ван Хова) чрезвычайно важны для интерпретации зонной структуры кристалла и связанных с ней электронных свойств материала. Проявление этих особенностей возможно в тех кинетических эффектах, где процессы переноса электронов в координационном пространстве сопровождаются их переходами в пространстве импульсов. Такие переходы, которые имеют место, например, между различными минимумами зоны проводимости, содержат информацию о соответствующих плотностях состояний и о форме изоэнергетических поверхностей минимумов. Информативными в этом смысле могут быть фотоэлектрические явления, наблюдать которые можно в широком спектральном диапазоне. Генерированные светом неравновесные электроны могут возбуждаться вертикальными переходами в различных точках пространства импульсов и в состоянии зоны проводимости, начиная с ее абсолютного минимума и выше. Их вклад в явления переноса будет определяться плотностью состояний в точке возбуждения и временем жизни в этих состояниях. Если время установления регистрируемого эффекта меньше времени жизни электронов или сравнимо с ним в том или в другом состоянии, то в спектральной зависимости эффекта будут наблюдаться особенности, определяемые характеристиками состояний.

Наиболее приемлемым из такого типа явлений можно считать фотоэлектромагнитный эффект (ФМЭ) — явление, изученное наиболее детально во всех возможных условиях. Определяющим является то обстоятельство, что величина ЭДС ФМЭ чувствительна к междолинному перезаселению. Это установлено ранее для двух случаев перезаселения, вызванного диффузионно-дрейфовым переносом в пространстве [1] и селективной накачкой электронов в долины зоны проводимости под действием линейно поляризованного света [2].

Немаловажным здесь является также и то свойство ЭДС ФМЭ, которое проявляется в образцах с приповерхностным слоем пространственного заряда, — возникновение дрейфовой компоненты фотоэдс. Время установления эффекта, полученное из оценок с учетом реальных величин поверхностных изгибов зон, находится в разумном соотношении с временем жизни электронов в возбужденных состояниях (временем релаксации импульса), что позволяет надеяться на появление связанных с ними особенностей в спектрах ЭДС ФМЭ.

В данной работе будет показано, что в образцах Ge спектр междолинной компоненты ЭДС ФМЭ, измеренный методом модуляции поляризации света, состоит из нескольких полос, энергетическое положение которых превосходно

согласуется с энергией межзонных переходов в критических точках электронного спектра, определенных из независимых исследований электроотражения (ЭО).

2. В качестве объекта исследований был выбран Ge прежде всего как материал, в котором энергетический спектр электронов в абсолютном минимуме зоны проводимости является многодолинным. В этом материале меньше, чем в других многодолинных полупроводниках, изучено явление селективного возбуждения электронов линейно поляризованным светом.

Для измерений использовались образцы, вырезанные из слитка слаболегированного Ge ( $n \approx 10^{12} \text{ см}^{-3}$  при  $T=300 \text{ К}$ ) и ориентированные относительно главных осей кристалла (рис. 1). После стандартной обработки образцы имели размеры  $l_x \times l_y \times l_z$  [ $10 \times 4 \times (0.1 \div 0.2)$  мм]. Следует отметить особенности по-

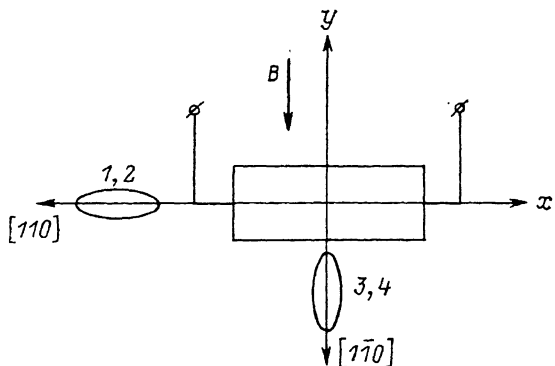


Рис. 1. Кристаллографическая ориентация образца.

Цифрами 1—4 пронумерованы проекции изоэнергетической поверхности L-долины на плоскость кристалла (100).

верхностной обработки образцов. Так как определяющим условием существования дрейфовой компоненты ЭДС ФМЭ является наличие пространственного заряда в поглощающем свет приповерхностном слое образца, необходимо было обеспечить соответствующий изгиб зон на его поверхности. Именно источающий по отношению к основным носителям заряда изгиб зон на поверхности создавал такой знак приповерхностного электрического поля, при котором возникает аномальный фотоэффект [3]. Несмотря на то что общая амплитуда фотоэдс в этом случае меньше, чем в отсутствие изгиба зон, и с ростом последнего уменьшается вплоть до изменения знака (аномальная ЭДС ФМЭ), компонента, связанная с междолинным перезаселением возрастает. Поэтому обеднение поверхности, которое происходит в результате применения травителей типа СР, было вполне уместным. Образующийся при этом поверхностный потенциал  $\Psi$  был достаточной величины ( $\Psi e/kT \gg 1$ ) для наблюдения эффекта при низких температурах ( $10 \div 80 \text{ К}$ ). Увеличение изгиба зон в случае необходимости достигалось предварительной термообработкой образца по методике [4], что, кстати, применимо только к материалам n-типа.

Толщина образца определялась удобством обращения, поскольку в условиях аномального фотоэффекта можно ее уменьшать вплоть до  $l_z \gg w$  ( $w$  — толщина слоя пространственного заряда у освещаемой поверхности), что при прочих равных условиях приводит к увеличению значений фотоэдс из-за роста сопротивления.

Образец со стороны поверхности, параллельной осям  $xu$ , освещался поляризованным светом (рис. 1). Регистрация фотоэдс и ее фазы производилась селективным нановольтметром на частоте поляризационного модулятора 65 кГц. Поляризационная модуляция применялась для выделения зависящей от поляризации компоненты фотоэдс и заключалась в том, что электрическая компонента света  $e$  занимала периодически положения, параллельные осям  $x$  и  $y$  образца. Для этого использовался принцип модуляции, изложенный в [5], с некоторыми отличиями, а именно в пластинке-модуляторе из плавленого

кварца создается стоячая волна деформации сжатия—растяжения такой амплитуды, при которой в результате наведенного в ней двулучепреломления появляется сдвиг фаз в  $1/4$  периода для данной длины волны. Свет с циркулярной поляризацией, создаваемой оптической системой из поляризатора и ромба Френнеля, проходя такую пластинку, становится линейно поляризованным с ориентацией  $e$ , связанной с пространственным положением пластинки. При такой конфигурации оптической системы имеется возможность с помощью вращения пластинки-модулятора вокруг оптической оси без изменения интенсивности света устанавливать пространственные положения крайних фаз плоскости поляризации, при которых селективное возбуждение либо существует ( $e \parallel x, y$ ), либо нет. Причем в первом случае знак фотоэдс, регистрируемый синхронным детектором, должен меняться на противоположный при смене начальной ориентации  $e \parallel x$  на  $e \parallel y$ .

Источником света служила галогенная лампа КГМ-150, обеспечивавшая с монохроматором МДР-4 постоянство интенсивности света на уровне  $10^{15}$  кв/см $^2$ ·с.

Во избежание проявления квадратичных по магнитному полю эффектов его напряженность  $H$  устанавливалась такой, что всегда выполнялось условие  $\mu H/c \leq 1$  ( $\mu$  — биполярная подвижность).

3. Укажем прежде всего на принципиальную особенность используемой в работе поляризационной модуляции. Она заключается в том, что в отличие от ряда известных методов модуляционной спектроскопии, в которых при наличии внешнего воздействия на кристалл происходит перестройка электрон-

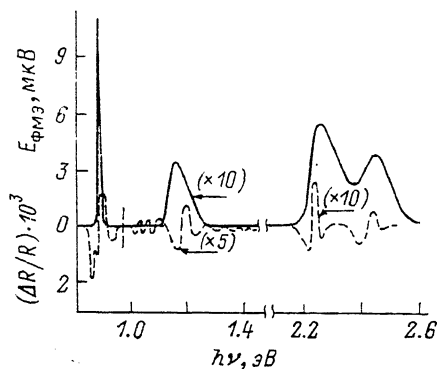


Рис. 2. Спектральная характеристика поляризационной компоненты фотомагнитной ЭДС (сплошная линия) в сравнении с приведенным из [12] спектром электроотражения (штриховая) ( $T=10$  К).

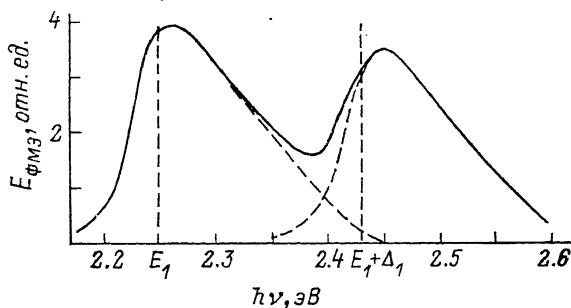


Рис. 3. Спектр поляризационной фотомагнитной ЭДС в области энергий дублета  $E_1$  и  $E_1 + \Delta_1$ , значения которых взяты из [13].

ного спектра, здесь производится изменение одного из параметров самого воздействия. В данном случае, когда внешним воздействием является освещение образца, происходит периодическое изменение ориентации плоскости поляризации света.

Как всякое направленное воздействие, линейно поляризационный свет приводит в общем случае к образованию анизотропии электропроводности в полупроводниках кубической симметрии и возникновению связанных с ней некоторых фотоэлектрических эффектов [6]. Природа этой анизотропии обусловлена процессом оптического выстраивания импульсов (ОВИ) [7]. В многодолинных полупроводниках типа Ge разновидностью этого процесса является эффект селективного заселения эквивалентных минимумов зоны проводимости, расположенных в различных точках  $k$ -пространства.

Как уже отмечалось, при селективном возбуждении в долины зоны проводимости в образцах Ge, помещенных в магнитное поле, генерируется междолинная компонента ЭДС. Спектральная область существования эффекта, ограниченная пороговым значением энергии, с одной стороны, и процессом изотропизации функции распределения вследствие междолинных переходов — с другой, находится вблизи энергии вертикального перехода, т. е. у критической точки закона разностной дисперсии. Одной из таких точек в Ge может быть точка  $L$ , расположенная на краю зоны Бриллюэна в направлении  $\lambda$ .

Действительно, приведенный на рис. 2 спектр поляризационной компоненты ФМЭ содержит две полосы при энергиях 2.2—2.6 эВ, происхождение которых объясняется описываемой моделью. Основанием для такого вывода служит не столько то, что значения энергий совпадают с величинами, полученными при независимых измерениях, сколько форма кривых. Из рис. 3, где они приведены в масштабе, удобном для анализа, видно, что каждая из полос в отдельности обладает теми же характерными особенностями, что и спектральная зависимость степени селективного заселения для Si, приведенная в [8] и трактуемая однозначно. Так, общими у Ge и Si являются более крутой передний и пологий задний фронты, их расположение по отношению к значениям, взятым из [9], а также ширина запрещенной зоны  $E_1$  и величина  $E_1 + \Delta_1$ , где  $\Delta_1$  — зазор между валентной и спин-орбитальной отщепленной зонами в определенной точке  $k$ -пространства.

Что же касается вопроса о местонахождении точки с отмеченными значениями энергии в зоне Бриллюэна, то полученные результаты могут способствовать разрешению существующей на этот счет неопределенности. Решающим аргументом в пользу нахождения сингулярности в точке  $L$  является наличие пологого спада заднего фронта как одной, так и другой полос (рис. 3). Такой спад, наблюдающийся на протяжении нескольких междолинных фононов ( $LA=26$ ,  $TO=35$  мэВ), обязан, согласно [10], процессу релаксации междолинного перезаселения посредством  $f$ -переходов. Этот спад в принципе не должен иметь места в модели параллельных зон, вытекающей из экспериментов по ЭО. Кроме того, общность формы у пика с энергией в максимуме 2.26 эВ и его спин-орбитального спутника позволяет сделать вывод также об общей критической точке для переходов  $L_{4v}^- + L_{5v}^- \rightarrow L_{6c}^+$  и  $L_{6v}^- \rightarrow L_{6c}^+$ .

Полосы фотоэдс с энергиями 0.876 и 1.16 эВ (рис. 2) связаны с переходами в точке  $\Gamma$ , обозначаемыми  $E_0$  и  $E_0 + \Delta_0$  соответственно. Для такого вывода совпадения полос с линиями ЭО недостаточно. Так как полоса фотоэдс с линией  $E_0$  находится на краю спектральной характеристики коэффициента поглощения в области максимальной ее крутизны, возможная неконтролируемая деформация кристалла и связанная с нею анизотропия оптических свойств смогут не только исказить истинное положение полосы, но и вообще стать основной причиной ее возникновения. Поэтому при проведении эксперимента были предприняты меры предосторожности, исключающие механическое воздействие на образец, а при анализе результатов учтены следующие обстоятельства: а) зависимость фотоэдс от ориентации плоскости поляризации описывается характерным для поляризационных эффектов законом  $E_{\text{ФМЭ}} \sim \cos 2\varphi$ , где  $\varphi$  — угол между  $e$  и осью  $x$  образца; б) изменения с температурой фотомангнитной ЭДС и времени междолинной релаксации имеют одинаковую тенденцию (возрастают с понижением температуры); в то же время биполярное время жизни, которое могло бы отражать концентрационную природу эффекта, увеличивается с ростом температуры; в) наблюдение методом электропоглощения линии  $E_0$  осуществимо на образцах толщиной  $d \approx 10$  мкм; использовавшиеся в данной работе образцы были толщиной  $d \geq 100$  мкм, при которой исключалось изменение поглощаемой энергии света в диапазоне полосы  $E_0$  вследствие возможной анизотропии коэффициента поглощения.

Эти и некоторые другие обстоятельства не оставляют сомнений в поляризационной природе анизотропных фотоэлектрических свойств. Вопрос состоит в другом: каким механизмом — процессом ОВИ в  $\Gamma$ -долине или селективным заселением  $L$ -долин — создается анизотропия фотопроводимости. Несмотря на приведенные в [11] соображения о маловероятной поляризации перехода  $L_{25}^- \rightarrow L_1$  и изложенные в [9] в их подтверждение результаты эксперимента,

возможности селективного заселения  $L$ -долин не исключается прежде всего из-за неудачно выбранной длины волны используемого света ( $h\nu=0.83$  эВ).

Ответ на этот вопрос может быть получен при исследовании поляризационной компоненты ЭДС ФМЭ на образце, в котором оси  $x$  и  $y$  составляют угол  $45^\circ$  с осями  $[110]$ , а крайние положения  $e$  по-прежнему параллельны осям  $5x$ . В образце такой ориентации  $L$ -долины расположены симметрично по отношению к осям  $xu$ , вследствие чего исключается возможность проявления перезаселения между парами долин 1, 2 и 3, 4 в кинетических параметрах, определяющих фотоэффект. Результаты измерения фотоэдс на образце отмеченной ориентации приведены на рис. 4 (кривая 1) в сопоставлении со спектральной характеристикой образца с ориентацией, приведенной на рис. 1 (кривая 2). С учетом изложенных соображений, а также того, что вследствие сферичности  $\Gamma$ -долины в ней отсутствует ориентационная зависимость величины анизотропии, навешенной поляризованным светом, происхождение характеристики 1 следует связать исключительно с процессом ОВИ в  $\Gamma$ -долине.

Характеристика 2 (рис. 4) определяется совместным проявлением обоих механизмов образования анизотропии проводимости — как ОВИ в  $\Gamma$ -долине, так и селективным заселением  $L$ -долин. Несмотря на то что переход  $\Gamma'_{25} \rightarrow L'_1$  через промежуточное состояние  $\Gamma'_2$  является, согласно [9], неполяризованным, наблюдающееся в эксперименте селективное заселение может осуществляться переходами через промежуточные состояния в окрестности центра  $\Gamma'_2$ -долины, где переходы разрешаются правилами отбора в высшем порядке.

Отметим, что невоспроизводимость поверхностного потенциала на различных образцах слабо влияла на амплитуду фотоэдс и практически не сказывалась на форме спектральных характеристик. Поэтому различие в положениях кривых 1 и 2 удается согласовать с моделью гофрированной валентной зоны, в которой масса плотности состояний различается в направлениях  $[100]$  и  $[110]$ , вдоль которых ориентирован вектор  $e$  в начальной фазе модуляции.

В заключение следует отметить, что наличие истокающего изгиба зон на поверхности образцов и связанного с ним поля пространственного заряда является одним из определяющих условий наблюдения отмеченных эффектов. Значения времен пролета электронов на длине поглощения под действием полей, которые получались в результате термообработки образцов, оказывались достаточными для существования баллистического тока. Эти времена много меньше не только времени междолинной релаксации, составляющей величину не более  $10^{-9}$  с, но и времени релаксации импульса ( $\sim 10^{-12}$  с). Подтверждением этого является результат использования дополнительной стационарной подсветки интенсивностью до  $10^{16}$  кв/см<sup>2</sup>·с, которая во всех случаях приводит к спрямлению зон и практически к полному исчезновению сигналов поляризационной модуляции.

Таким образом, в работе установлено, что компонента ЭДС ФМЭ, зависящая от поляризации света, наблюдается в особых точках энергетического зонного спектра. Это свойство фотомагнитной ЭДС может быть использовано для исследования критических состояний, обладающего некоторыми преимуществами по сравнению с известными методами. В частности, поляризационная анизотропия фотоэффектов более чувствительна к характеристике точки сингулярности, поскольку на анизотропию возбуждения накладывается анизотропия электропроводности. Кроме того, значительная величина поляризационной компоненты ЭДС ФМЭ (ее доля составляла от  $10^{-1}$  до  $3 \cdot 10^{-3}$  в диапазоне температур  $10 \div 80$  К) является сравнительно легко измеримой и при ис-

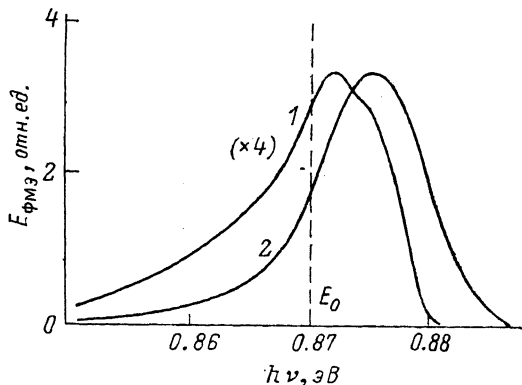


Рис. 4.

Объяснения в тексте.

пользовании ее для исследования эффектов селективной накачки как источника информации о различных релаксационных процессах.

Авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность З. С. Грибникову, И. П. Жадько и В. А. Романову за полезные обсуждения экспериментальных результатов и ценные замечания.

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Григорьев Н. Н., Зыков В. Г., Сердега Б. К., Шеховцов Л. В. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 10. С. 1764—1768.
- [2] Зыков В. Г., Сердега Б. К. // УФЖ. 1990. Т. 35. В. 5. С. 765—769.
- [3] Городецкий С. М., Жданович Н. С., Равич Ю. И. // ФТП. 1973. Т. 7. В. 7. С. 1270—1279.
- [4] Жадько И. П., Зипченко Э. А., Романов В. А., Сердега Б. К. // Физическая электроника. Львов, 1988. № 37. С. 75—78.
- [5] Jaspersen S. N., Sahnatterleg S. E. // Rev. Sci. Instr. 1969. V. 40. N 6. P. 761.
- [6] Гальперин Ю. С., Коган Ш. М. // ЖЭТФ. 1969. Т. 56. В. 1. С. 355—361.
- [7] Земский В. И., Захарченя Б. П., Мирлиш Д. Н. // Письма ЖЭТФ. 1976. Т. 24. В. 2. С. 96—99.
- [8] Гастев С. В., Соколов Н. С. // ФТП. 1985. Т. 19. В. 7. С. 1328—1331.
- [9] Соколов Н. С. // Оптические свойства полупроводников и вопросы обеспечения физических экспериментов. В. 1. Л., 1978.
- [10] Ефанов А. В., Эвтин М. В. // ФТП. 1982. Т. 16. В. 4. С. 662—669.
- [11] Kaplyanskii A. A., Sokolov N. S., Novikov B. V., Gastev S. V. // Sol. St. Commun. 1976. V. 20. P. 27—29.
- [12] Aspnes D. E. // Phys. Rev. B: Sol. St. 1975. V. 12. N 6. P. 2297—2310.
- [13] Aspnes D. E. // Phys. Rev. Lett. 1973. V. 31. N 4. P. 230—234.

Институт полупроводников  
АН УССР  
Киев

Получена 4.06.1991  
Принята к печати 15.07.1991