

к и й К.Ю., Румянцев В.Д., Хвостиков В.П. -
Письма в ЖТФ, 1986, т. 12, в. 18, с. 1089-1093.

[6] Андреев В.М., Воднев А.А., Минтаиров А.М.,
Румянцев В.Д., Хвостиков В.П. - ФТП, 1987,
т. 27, в. 7, с. 1212-1216.

Физико-технический институт
им. А.Ф. Иоффе АН СССР,
Ленинград

Поступило в Редакцию
4 мая 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 17 12 сентября 1988 г.

ОТРИЦАТЕЛЬНАЯ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНАЯ ПРОВОДИМОСТЬ АНТИФЕРРОМАГНИТНОГО ПОЛУПРОВОДНИКА

А.А. Самохвалов, В.А. Костылев,
Б.А. Гижевский, Л.А. Клинова,
Б.В. Карпенко, Л.Д. Фальковская,
А.В. Кузнецов

Известно, что в ферромагнитных полупроводниках (ФП) взаимодействие дрейфующих носителей заряда со спиновыми волнами приводит к ряду новых явлений - разогреву, усилению и генерации спиновых волн [1, 2]. В результате в сильном электрическом поле меняются многие физические свойства ФП, например, намагниченность, электропроводность и т. д. и, в частности, появляются нелинейные вольтамперные характеристики (ВАХ) [3]. Генерация магнонов возможна и в антиферромагнитных полупроводниках (АФП), где условия для ее реализации даже более благоприятны [4].

В настоящей работе исследованы ВАХ монокристаллов АФП EuTe с температурой Нееля $T_N \approx 9$ К. Образцы представляли собой пластинки с размерами $4 \times 1.2 \times 1.2$ мм³, имеющие при 300 К электропроводность $\rho \sim 1 \cdot 10^{-2}$ Ом·см, холловские концентрацию и подвижность носителей заряда $\sim 5 \cdot 10^{18}$ см⁻³ и ~ 18 см² В⁻¹ с⁻¹ соответственно. При понижении температуры до 30 К ρ почти не меняется, а затем начинает резко возрастать, достигая $\sim 10^6$ Ом·см при 4 К. В области антиферромагнитного упорядочения из-за невозможности разделить обыкновенную и антиферромагнитную части эффекта Холла и, соответственно, рассчитать холловские концентрацию и подвижность, дрейфовая подвижность носителей заряда μ_{gr} была определена прямым путем по времени пролета через образец инжектированных избыточных носителей (метод Шокли). Было получено $\mu_{gr} \sim 160$ см² В⁻¹ с⁻¹. ВАХ были измерены на нескольких образцах 4х-контактным способом по импульсной методике [3] в температурной области 4-300 К без магнитного поля и в поле напряженностью H до 2 Т.

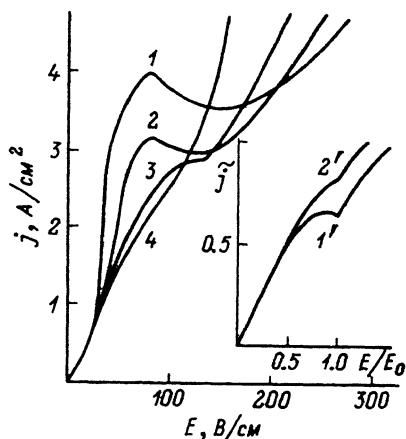
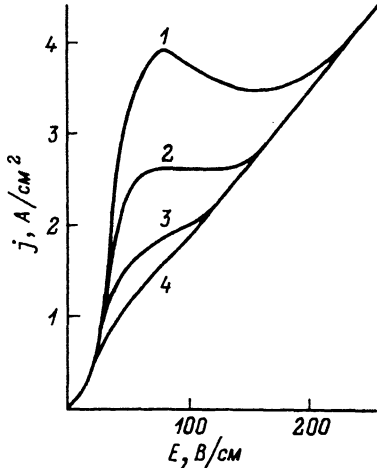


Рис. 1. ВАХ АФП $EuTe$ в отсутствие магнитного поля (1) и при различных его значениях (2 - $H=0.1$ Т, 3 - $H=1$ Т, 4 - $H=2$ Т).

Рис. 2. ВАХ АФП $EuTe$ в отсутствие магнитного поля (1 - $T=4$ К, 2 - $T=8$ К, 3 - $T=9$ К, 4 - $T=11$ К). На нижнем правом рисунке \tilde{j} обозначает $\tilde{j} = j/2\sqrt{3}e\mu_0\sigma_{\text{прз}}$. Кривая 1' соответствует $A=1$, кривая 2' - $A=1/3$.

На рис. 1 приведена серия ВАХ, измеренных при 4 К. Видно, что при $H=0$ ВАХ имеет N -образный вид с областью отрицательной дифференциальной проводимости (ОДП). При приложении магнитного поля $H \geq 0.1$ Т область ОДП исчезает, и далее ВАХ постепенно приближается к линейной.

На рис. 2 показаны ВАХ, измеренные при разных температурах в отсутствие магнитного поля. Видно, что повышение температуры, так же как и приложение магнитного поля, приводит сначала к ослаблению, а затем и к исчезновению области ОДП.

Известно, что появление ОДП может быть вызвано несколькими причинами [5]. Не останавливаясь на каждой из них, рассмотрим специфический для магнитного полупроводника эффект генерации магнонов горячими электронами [6]. Фазовую скорость спиновых волн можно оценить по формуле $v_{\text{фаз}} = \frac{3K_5 T_N \alpha}{\hbar(S+1)\sqrt{2z_2}}$. В $EuTe$, где $\alpha = 6.6 \cdot 10^{-8}$ см, $S=3.5$, $z_2=6$, $v_{\text{фаз}}$ оказывается порядка $\sim 1.6 \cdot 10^4$ см s^{-1} . Пользуясь приведенной выше оценкой дрейфовой подвижности, в полях $\sim 10^2$ В $см^{-1}$ получаем значение дрейфовой скорости $v_{\text{др}} \sim 1.6 \cdot 10^4$ см s^{-1} . Таким образом, условие черенковской генерации $v_{\text{др}} \geq v_{\text{фаз}}$ в этих полях может быть выполнено.

Необходимая для расчета ВАХ электронная функция распределения для двухподрешеточного изотропного кубического антиферромагнетика была определена из системы кинетических уравнений для

электронов и магненов. Интегралы столкновений определялись S - d взаимодействием. Считалось, что контакт системы с термостатом устанавливается через магноны, и может быть описан в приближении времени релаксации. Найденное в диффузионном приближении решение привело к выражению для плотности тока, состоящему из двух слагаемых

$$j = j^{(1)} + A j^{(2)}.$$

Здесь $j^{(1)}$ — известный ток Давыдова [7], полученный в предположении о равновесности магненов, а $A j^{(2)}$ обусловлено учтенной нами конечностью времени релаксации τ . Коэффициент A определяется параметрами материала

$$A = \frac{\pi n I^2 S m v_{\text{фаз}} a^4 \tau}{\sqrt{2z} K_B T \hbar^2},$$

где n — концентрация носителей, I — интеграл S - d обмена, остальные обозначения обычные.

На рис. 2 внизу справа приведены зависимости \tilde{j} от E/E_0 при различных значениях параметра A . На кривой 1, полученной при $A=1$, в области значений $E \sim E_0$ ($E_0 = \frac{\sqrt{3} 2 S I^2 m a^4 (m K_B T)^{3/2}}{\sqrt{z} e \pi \hbar^5}$ есть

то значение напряженности электрического поля, при котором скорость $v_{\text{др}}$ сравнивается с $v_{\text{фаз}}$) действительно виден характерный минимум. С уменьшением A минимум становится менее заметным. Такое поведение $j(E)$ качественно согласуется с экспериментальными данными, приведенными на этом же рисунке. Экспериментальные и теоретические кривые с изломами (кривые 3 и 2' на рис. 2) имеют сходный вид, однако N -образные кривые отличаются друг от друга по форме. Следует отметить, однако, что сравнительно невысокое значение экспериментально определенной подвижности носителей заряда в EuTe не дает уверенности в законности применения кинетического уравнения. Возможно, более уместным было бы гидродинамическое описание. Отмеченные обстоятельства указывают на необходимость дополнительных исследований.

Пока нет теории ВАХ для АФП в магнитном поле. Однако экспериментально обнаруженное постепенное ослабление и затем исчезновение области ОДП при увеличении H может быть объяснено появлением энергетического зазора в спектре спиновых волн, а также расщеплением зоны проводимости при появлении намагнитченности во внешнем магнитном поле. Указанные изменения в спектрах магненов и носителей заряда в АФП EuTe в магнитном поле приводят к уменьшению вероятности процессов электрон-магнонного взаимодействия, связанного с переворотом спина.

- [1] Samokhvalov A.A., Osipov V.V., Solin N.I., Gunichev A.F., Korenblit I.Ja., Galdikas A.P. - JMMM, 1984, v. 46, N 2, p. 194-198.
- [2] Korenblit I.Ja., Samokhvalov A.A., Osipov V.V. - Soviet Scientific Reviews, Section A, Physics Reviews, 1987, v. 8, p. 449-517.
- [3] Осипов В.В., Самохвалов А.А., Костылев В.А. - ФТТ, 1987, т. 29, в. 9, с. 2809-2811.
- [4] Гуляев Ю.В., Олейник И.Н., Шавров В.Т. - ЖЭТФ, 1987, т. 92, в. 4, с. 1357-1365; Лахно В.Д. - ФТТ, 1985, т. 27, в. 10, с. 2920-2925.
- [5] Конуэлл Э. Кинетические свойства полупроводников в сильных электрических полях. М.: Мир, 1970. 384 с.
- [6] Карпенко Б.В., Кузнецов А.В., Фальковская Л.Д. - Лит. физ. сб., 1988, т. 28, № 2, с. 182-190.
- [7] Давыдов Б.И. - ЖЭТФ, 1936, т. 6, в. 5, с. 471-480.

Институт физики металлов
АН СССР, Свердловск

Поступило в Редакцию
25 апреля 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 17

12 сентября 1988 г.

ИССЛЕДОВАНИЕ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДНЫХ СТРУКТУР НА ОСНОВЕ МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛЕНОК СИЛЛЕНИТОВ

В.М. А б у с е в, Е.И. Л е о н о в,
А.А. Л и п о в с к и й, И.П. Н и к и т и н а,
С.Э. Х а б а р о в, Л.Г. Х о х а

Одним из перспективных материалов оптоэлектроники являются монокристаллы со структурой силленита $Bi_{12}MeO_{20}$, обладающие удачным сочетанием электрооптических, акустооптических и пьезоэлектрических свойств. Сильная спектральная зависимость фотопроводимости рассматриваемых монокристаллов, а также возможность изменения фотопроводимости в различных диапазонах спектра путем введения легирующих примесей [1], позволяет расширить набор разрабатываемых устройств. Создание тонкопленочных структур на основе таких материалов дает возможность разработки целого ряда приборов, в том числе устройств интегральной оптики [1-3].

Целью настоящей работы было изготовление и комплексное исследование силленитных монокристаллических оптических волноводов с параметрами, варьируемыми в широких пределах. Монокристаллические пленки различных силленитов были получены на подложках $Bi_{12}SiO_{20}$, $Bi_{12}GeO_{20}$ (100), (110) методом жидкофазной