

котором петля вызвана добавлением воды и затем уничтожена добавлением спирта (кривая *B*) и, наконец, для раствора с двойной критической точкой (кривая *C*). В области совмещения нижней и верхней критических точек на этой кривой виден небольшой участок, для которого $dV/dT=0$, — этот участок занимает область двойной критической точки, но остальная часть кривой повторяет поведение зависимости $V(T)$, характерное для гомогенной области растворов с замкнутыми областями расслаивания на фазовой диаграмме.

На рисунке 3 и рисунке 4 представлены результаты исследования поглощения гиперзвука в изученных растворах с областью расслаивания 7° и с двойной критической точкой соответственно.

Наши измерения и качественные наблюдения различных особенностей раствора Г-Г с добавлением ничтожно малых количеств третьего компонента требуют более общего теоретического истолкования, чем это было сделано раньше.

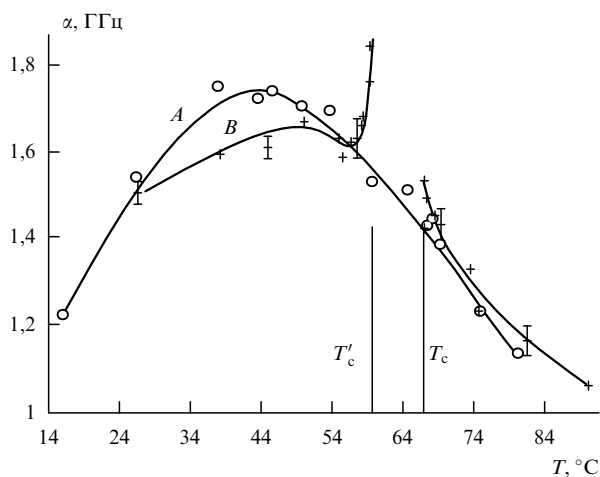


Рис. 3. Температурная зависимость поглощения гиперзвука в растворе гваякол-глицерин без каких-либо добавок (*A*), с добавлением воды и с областью расслаивания 7° , в котором вблизи критических температур наблюдается особенность типа λ -кривой (*B*).

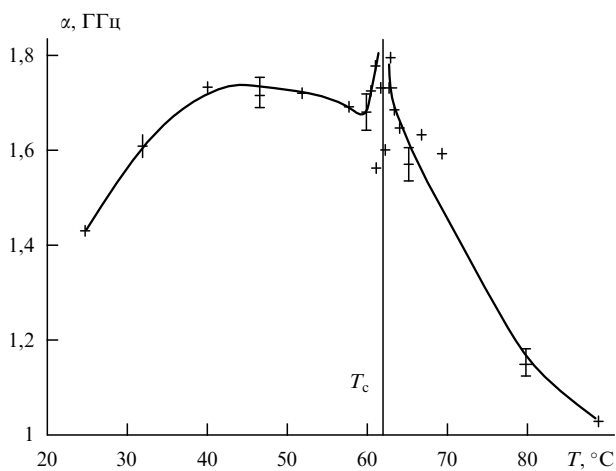


Рис. 4. Температурная зависимость поглощения гиперзвука в растворе гваякол-глицерин с добавлением воды с двойной критической точкой, имеющая вид λ -кривой вблизи двойной критической точки.

Список литературы

1. Анисимов М А *Критические явления в жидкостях и жидких кристаллах* (М.: Наука, 1987)
2. Фишер М *Природа критического состояния* (М.: Мир, 1968)
3. Стенли Г *Фазовые переходы и критические явления* (М.: Мир, 1973)
4. Паташинский А З, Покровский В Л *Флуктуационная теория фазовых переходов* (М.: Наука, 1982)
5. Walker J S, Vause Ch A J. *Chem. Phys.* **79** 2660 (1983)
6. Кривохижа С В, Фабелинский И Л, Чайков Л Л *Письма в ЖЭТФ* **57** 21 (1993)
7. Кривохижа С В и др. *ЖЭТФ* **103** 115 (1993)
8. Коваленко К В, Кривохижа С В, Фабелинский И Л *Письма в ЖЭТФ* **60** 864 (1978)
9. Самойлов О Я *ЖФХ* **52** 1857 (1978)

PACS numbers: 72.20.-i, 75.50.Pr

Коллективные электрические явления в вырожденных магнитных полупроводниках с самопроизвольным разделением фаз

Э.Л. Нагаев, В.В. Осипов, А.А. Самохвалов

Доклад посвящен особенностям переноса заряда и экранирования внешнего электрического поля в вырожденных магнитных полупроводниках, обладающих специфическим свойством — разделением фаз в основном состоянии кристалла. В частности, к ним относится появление узких высоких пиков тока под действием сильного постоянного электрического поля. В известном отношении это явление напоминает эффект Ганна в невырожденных немагнитных полупроводниках, хотя и отличается от него диапазоном частот, а главное, исчезновением в относительно слабых магнитных полях. Вместе с тем оно напоминает и перенос заряда волнами плотности заряда (ВЗП) в квазиодномерных немагнитных системах. Но, разумеется, механизм переноса заряда здесь должен быть совсем иным.

К магнитным полупроводникам относятся соединения редкоземельных и переходных элементов, обнаруживающих магнитное упорядочение. Таковым является EuTe , о котором, в основном, и будет идти речь в докладе. Спины ионов Eu^{2+} упорядочены антиферромагнитно с температурой Нееля $T_N = 9,6$ К (как и в MnO , плоскости, перпендикулярные $[111]$, упорядочены ферромагнитно, а моменты соседних плоскостей антипараллельны) [1].

При низких температурах EuTe является практически изолятором. Однако введение в него донорной примеси, например I или избытка Eu , приводит к появлению проводимости, как у обычного невырожденного полупроводника. При концентрациях $\sim 10^{18} - 10^{19} \text{ см}^{-3}$ полупроводник становится вырожденным. Это значит, что перекрытие орбит электронов, находящихся на донорных уровнях, настолько велико, что эти электроны становятся делокализованными. Делокализацию электронов доноров можно интерпретировать как образование из примесных атомов примесного металла внутри изолирующего кристалла EuTe , подобно тому как образуется обычный металл из обычных атомов типа K или Na при уменьшении расстояния между ними.

В сильнолегированных немагнитных полупроводниках примесный металл реализуется при всех температурах, т.е. при всех температурах они высокопроводящие. Но сильно-

легированные магнитные полупроводники при низких температурах могут вести себя совершенно иначе, хотя при высоких температурах они сходны с немагнитными. Именно, при низких температурах, несмотря на большое число электронов проводимости в них, они могут быть изоляторами, а при подъеме температуры испытывать переход изолятор–металл.

Причина этого явления — магнитоэлектронное разделение фаз в вырожденных магнитных полупроводниках, предсказанное одним из докладчиков еще в 1970 г. [2] и детально описанное в [1] и последующих обзорах, например в [3]. Сейчас оно привлекает снова большой интерес, поскольку существенно влияет на свойства ВТСП.

Суть явления разделения фаз состоит в следующем. В магнитном полупроводнике положение дна зоны проводимости E_c зависит от типа магнитного упорядочения. При энергетически выгодном направлении спина дно зоны проводимости при ферромагнитном (ФМ) упорядочении на U ниже, чем при антиферромагнитном (АФМ). В халькогенидах Eu эта величина достигает 0,5 эВ, что на три порядка выше, чем энергия D сверхобмена между магнитными атомами, которая имеет порядок T_N .

Представим себе, что в АФМ кристалл введены электроны проводимости. Поскольку их энергия понизится, если в кристалле установится ФМ упорядочение, они и стремятся его установить. Но этому препятствует прямой обмен между ионами Eu (для специалистов по магнетизму следовало бы употребить более точный термин "сверхобмен"). Поэтому весь кристалл может стать ФМ только при очень большой концентрации электронов.

Однако при меньших концентрациях электронов одна часть кристалла может стать ФМ и в ней могут сосредоточиться все электроны, другая же останется АФМ и в ней не будет электронов. В этом и состоит магнитно-электронное разделение фаз, которое принципиально отличается от разделения фаз при фазовом переходе первого рода тем, что происходит в основном состоянии кристалла. По сути дела, это новый тип основного состояния кристалла.

Для начала целесообразно рассмотреть отдельный электрон и допустить, что он установил ФМ упорядочение в сферической области радиуса R . Тогда его потенциальная энергия понижается на U , а кинетическая увеличивается на величину, пропорциональную $1/R^2$. Кроме того, замена АФМ упорядочения на ФМ увеличивает энергию прямого обмена на величину порядка DR^3 . Равновесный радиус должен быть найден из условия минимума полной энергии E_1 .

Если в кристалле есть еще электроны, то для каждого из них можно было бы создать свою ФМ область. Можно попытаться сэкономить энергию прямого обмена, посадив в одну и ту же ФМ область несколько электронов. Но при этом возрастет кинетическая энергия электронов, так как каждый последующий электрон можно посадить только на более высокий уровень, чем предыдущий. Кроме того, скопление электронов в одной и той же области увеличивает кулоновскую энергию системы. Поэтому реальная геометрия состояния с разделением фаз при $T = 0$ должна быть найдена из условия минимума полной энергии системы, состоящей из кинетической энергии электронов, энергии кулоновского взаимодействия электронов друг с другом и зарядом ионизованных доноров и энергии, затраченной на изменение типа магнитного упорядочения в части кристалла. При конечных температурах геометрия находится из условия минимума свободной энергии системы.

Результаты расчетов таковы. В отличие от обычного разделения фаз, двухфазное состояние возможно только при достаточно низких температурах. При более высоких температурах двухфазная структура плавится. Она разрушается также магнитным полем, что вполне понятно: поле стремится сделать весь кристалл ФМ, и потому нет причин для локализации электронов в какой-то его части. Если поле недостаточно сильное, чтобы разрушить двухфазное состояние, оно увеличивает ФМ часть кристалла.

Геометрия двухфазного состояния существенно зависит от концентрации n электронов. При относительно небольших n ФМ часть кристалла состоит из отдельных капель с радиусом в несколько нанометров, образующих сверхрешетку внутри АФМ матрицы. Из-за флуктуаций электростатического потенциала хаотически расположенных доноров эта структура несколько возмущена. Число электронов в каждой капле z и общий объем ФМ фазы растут с увеличением средней концентрации n .

При некотором критическом значении n_p ФМ капли приходят в соприкосновение друг с другом, и начинается протекание электронной жидкости и ФМ упорядочения. При $n > n_p$ уже АФМ капли образуют сверхрешетку внутри ФМ матрицы.

При $T = 0$ конфигурация, реализующаяся при $n < n_p$, соответствует изолирующему состоянию сильнолегированного полупроводника: пиннинг капель хаотическим полем примеси делает невозможным их движение по кристаллу в слабых электрических полях. Вместе с тем в пренебрежении туннелированием электронов из одной ФМ капли в другую каждый электрон заперт в своей капле и не может двигаться по кристаллу.

При конечных T электроны могут быть возбуждены в зону проводимости АФМ части кристалла. Таким образом, ФМ капли играют роль доноров, причем, вообще говоря, эти доноры многозарядны: вблизи n_p число электронов в каждой из ФМ капель может составлять несколько десятков. При $n > n_p$ кристалл ведет себя, как обычный вырожденный полупроводник с высокой проводимостью. Все эти теоретические результаты подтверждены экспериментальными исследованиями легированных $EuTe$, $EuSe$ и других материалов.

Теперь перейдем к результатам экспериментального исследования сильнолегированного $EuTe$, находящегося в двухфазном ФМ–АФМ состоянии с $n < n_p$, в сильных электрических полях (частично эти данные изложены в [4]). Приведенные ниже результаты относятся к образцу с сопротивлением $\rho = 2,5 \times 10^3$ Ом см при 4,2 К, соответствующим невырожденному полупроводнику. С ростом T его сопротивление убывает с энергией активации 0,01 эВ. Около 90 К этот образец приобретает нормальные свойства вырожденного полупроводника с $\rho \sim 10^{-2}$ Ом см.

Чтобы избежать нагрева образцов, использовался импульсный режим: к ним прикладывались прямоугольные импульсы напряжения длительностью 10 мкс. Ниже порогового поля $1,4$ кВ см $^{-1}$ ответ системы воспроизводил форму импульса, практически следуя закону Ома. Но после его достижения на хвосте импульса появлялся узкий треугольный пик тока высотой, превышающей высоту омического фона более чем в 20 раз. Продолжительность пика не зависит от электрического поля и составляет 0,7 мкс.

При дальнейшем росте поля пик тока, не меняя формы, сдвигается к началу импульса, а на хвосте появляется новый пик, который тоже сдвигается вперед, и тогда появляется новый пик на хвосте. Максимальное число наблюдаемых

пиков — 5. Таким образом, частота следования пиков растет с полем.

С увеличением температуры относительная высота пиков падает, исчезая около 6 К, т.е. еще до достижения T_N . Ширина пиков также уменьшается. Аналогичный эффект возникает, если при фиксированной температуре приложить внешнее магнитное поле. Однако при 4,2 К пики остаются заметными вплоть до максимальных использованных полей в 2 кЭ. В обоих случаях относительное понижение высоты пиков в значительной степени связано с повышением омической части тока.

Переходя к обсуждению механизма возникновения пиков, прежде всего отметим, что они связаны с магнитным состоянием образца, а более конкретно, с наличием в нем ФМ заряженных капель, т.е. с двухфазным состоянием образца. Это видно из того, что те же факторы, которые разрушают эти капли (подъем температуры или магнитное поле), подавляют и пики тока. Рассмотрим два таких возможных механизма.

Первый из них состоит в N-образности ВАХ образцов в двухфазном состоянии. Такая форма ВАХ свойственна невырожденным полупроводникам с многозарядными донорами, например Ge:Au [5, 6] или Ge:Cu [7]. В полупроводниках с N-образной ВАХ могут возникать движущиеся домены сильного поля с пониженной концентрацией электронов проводимости. Эти домены не имеют ничего общего с разделением фаз, о котором говорилось выше, и просто относятся к степени ионизации доноров. В некоторой области она понижена, но и кристаллографическое, и магнитное состояния этой области такие же, как и остальной части образца. Эта область передвигается по образцу от одного электрода к другому. Когда такие токовые домены достигают электрода и исчезают на нем, возникает пик тока, продолжающийся до тех пор, пока на противоположном электроде не возникнет новый движущийся домен. Время движения домена от одного электрода к другому уменьшается с ростом электрического поля, т.е. частота колебаний тока растет с ним [8], что сходно с наблюдаемой нами закономерностью прохождения пиков.

В принципе, такой механизм мог бы осуществляться и в нашем случае, поскольку каждая ФМ капля представляет собой многократно отрицательно заряженный донор, и захват электрона из АФМ зоны проводимости таким донором должен был бы происходить путем преодоления кулоновского барьера, еще более мощного, чем в случае многозарядных доноров Au в Ge. Однако неясно, может ли токовый домен двигаться в сильно дефектном кристалле, каковым является вырожденный полупроводник: примесь может вызвать его пиннинг.

Кроме того, неясно вообще, играют ли заметную роль электроны из АФМ зоны проводимости, или же омический фон связан с туннелированием электронов между ФМ каплями. Различить эти две возможности по температурной зависимости трудно, поскольку и туннельный ток должен возрастать с температурой из-за понижения потенциального барьера, разделяющего капли, при термическом разрушении магнитного упорядочения. А при туннелировании между каплями процессы рекомбинации, ведущие к N-образной ВАХ, не происходят, и, стало быть, нет причин для возникновения N-образной ВАХ.

К этому следует добавить, что нами получено прямое доказательство того, что в несколько более высокопроводящих образцах, чем обсужденные выше ($\rho \sim 10\text{--}100$ Ом см при 4,2 К), вместо N-образной ВАХ осуществляется S-образная ВАХ, которая приводит к пере-

ключениям, но не к пикам тока. Отнюдь не самоочевидно, что в близких по сопротивлению образцах S-образная ВАХ заменится N-образной. Поэтому существуют определенные сомнения в том, что именно такой механизм осуществляется в нашем случае. Впрочем, нельзя исключить, что другие магнитные полупроводники с разделением фаз могут иметь N-образную ВАХ, и в них могут возникнуть осцилляции тока относительно небольшой амплитуды и без резких пиков типа наблюдавшихся в Ge:Au.

Другая возможность объяснения обнаруженного нами явления основана на том, что оно напоминает перенос заряда ВЗП в таких материалах, как NbSe₃. Там, начиная с некоторого порогового поля, растущего с повышением дефектности образца, наблюдается увеличение проводимости с ростом поля. Одновременно резко усиливаются шумы и появляется переменная составляющая с частотой, растущей с полем [9]. Впрочем, в рассматриваемой нами ситуации уровень шумов выше порогового поля остается низким.

Отталкиваясь от переноса заряда ВЗП, можно предположить, что пики соответствуют когерентному движению ФМ капель в кристалле, происходящему в результате их депиннинга сильным электрическим полем. Иными словами, перенос заряда осуществляется решеткой из капель, движущейся как единое целое. Когерентность движения капель обеспечивается сильным кулоновским взаимодействием между ними. В результате этого капли в каждом слое достигают катода одновременно, и тогда происходит всплеск тока. После прохождения слоя через электрод ток опять спадает. Одновременность достижения катода всеми каплями слоя обеспечивает узость пиков тока и отсутствие сильных шумов.

Существенно, что все капли движутся с одной и той же энергией активации. Поэтому если энергии активации для независимого движения капель разные, то энергия активации для совместного движения этих капель может быть меньше, чем при раздельном их движении.

Если сверхрешетка, двигаясь как целое, может переносить ток, то она может и экранировать внешнее электрическое поле. Основные закономерности такого экранирования были нами выяснены в модели решетки Вигнера, заряд которой компенсировался равномерно распределенным зарядом противоположного знака. Установлено, что однородное внешнее электрическое поле F вызывает появление внутри такой системы электрического поля с периодичностью кристалла Вигнера. Однородное же поле экранируется на длине $u = F/4\pi en$, т.е. длина экранирования здесь сама зависит от поля.

Список литературы

1. Нагаев Э Л *Физика магнитных полупроводников* (М.: Наука, 1979)
2. Нагаев Э Л *Письма в ЖЭТФ* **16** 558 (1972); Кашин В А, Нагаев Э Л *ЖЭТФ* **66** 2105 (1974)
3. Нагаев Э Л *УФН* **165** 529 (1995)
4. Osipov V V, Samokhvalov A A, Nagaev E L *Physik B* **96** 31 (1994); *Письма в ЖЭТФ* **59** 788 (1994)
5. Ridley B K, Pratt R G *Phys. Lett.* **4** 300 (1963)
6. Курова И А, Калашников С Г *ФТТ* (5) 3224 (1996)
7. Жданова Н Г, Каган М С, Калашников С Г *ФТТ* (8) 788 (1996)
8. Бонч-Бруевич В Л, Звягин И П, Миронов А Г *Доменная электрическая неустойчивость в полупроводниках* (М.: Наука, 1972)
9. Heming R, Grimes C *Phys. Rev. Lett.* **42** 1423 (1979)