Письма в ЖЭТФ, том 104, вып. 1, с. 64 – 67

Терагерцовая фотогенерация в PbTe(Ga), индуцированная магнитным полем

А. В. Галеева[+], С. Г. Егорова[+], В. И. Черничкин[+], Л. И. Рябова[*], С. Н. Данилов[×], А. В. Никорич[°], Д. Р. Хохлов[+∇1)]

[+]*Физический факультет МГУ им. Ломоносова, 119991 Москва, Россия*

[*]*Химический факультет МГУ им. Ломоносова, 119991 Москва, Россия*

[×]*University of Regensburg, D-93040 Regensburg, Germany*

[°]*Институт прикладной физики АН Молдовы, MD-2025 Кишинев, Молдова*

[∇]*Физический институт им. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 20 мая 2016 г.

Показано, что в монокристаллах PbTe(Ga) магнитное поле индуцирует появление положительного фотоотклика в терагерцовом диапазоне спектра. Генерация неравновесных носителей осуществляется с состояний, расположенных на фоне континуума зоны проводимости вблизи квазиуровня Ферми. Критическим параметром, ответственным за генерационный процесс, является плотность состояний на квазиуровне Ферми.

DOI: 10.7868/S0370274X16130130

Фоточувствительность полупроводников к излучению терагерцового диапазона, обусловленная генерацией дополнительных носителей заряда, как правило, определяется наличием легирующих добавок. Традиционной можно считать ситуацию, связанную с формированием мелких примесных уровней, ответственных за фотовозбуждение. Примером являются фотоприемники на основе Ge(Ga) [1]. Важно отметить, что терагерцовая фотопроводимость, связанная с генерацией носителей заряда, наблюдается в таком случае только при реализации невырожденной статистики носителей заряда. В то же время в последние годы был обнаружен еще один механизм, обеспечивающий положительный фотоотклик в терагерцовом диапазоне в полупроводниках с сильно вырожденным электронным газом [2–4]. К таким полупроводникам относится легированный индием или галлием теллурид свинца. Специфика легирования в этом случае связана с формированием глубоких уровней, стабилизирующих положение уровня Ферми как на фоне разрешенных энергий в зоне проводимости (PbTe(In)), так и внутри запрещенной зоны (PbTe(Ga)). Исследование терагерцовой фотопроводимости в пленках PbTe(In) показало, что фоточувствительность практически не зависит от энергии квазиуровня Ферми при изменении его положения от 70 до 100 мэВ выше дна зоны проводимости [5]. При этом красная граница фоточувствительности не обнаруживается. Было высказано предположение, что терагерцовая фотогенерация в таком случае связана с формированием необычных локальных электронных состояний, "привязанных" к квазиуровню Ферми.

Аналогичные исследования, проведенные для PbTe(Ga), показали, что вырождение электронного газа, реализованное с помощью внешней подсветки, является не препятствием, а необходимым условием наличия положительной фотопроводимости в терагерцовом диапазоне [6]. Действительно, в исходном темновом состоянии уровень Ферми стабилизирован на ~ 70 мэВ ниже дна зоны проводимости и статистика носителей заряда является невырожденной. При температурах ниже 80 K в PbTe(Ga) наблюдается задержанная фотопроводимость [7], поэтому уровень исходной проводимости образца σ_0 при гелиевой температуре можно варьировать дополнительной подсветкой через оптическое окно криостата. При гелиевой температуре релаксационные процессы практически отсутствуют, поэтому состояния с различной проводимостью являются устойчивыми во времени. В случае низкого уровня подсветки фотоотклик в терагерцовом диапазоне имеет отрицательный знак, а кинетика фотопроводимости повторяет форму лазерного импульса.

1)e-mail: khokhlov@mig.phys.msu.ru

Отрицательная фотопроводимость в этой ситуации связана с разогревом носителей заряда и снижением их подвижности при неизменной концентрации. В условиях дополнительной накачки неравновесных электронов, фотоотклик в терагерцовом диапазоне становится положительным и задержанным, что обусловлено ростом концентрации неравновесных электронов, а не изменением их подвижности [6].

В настоящей работе исследовались фотопроводимость и фотоэлектромагнитный (ФЭМ) эффект в монокристаллических образцах PbTe(Ga) при температуре 4.2 K в магнитных полях до 7 Тл. Измерения фотопроводимости проведены для двух различных исходных состояний образца. Минимальная исходная проводимость $\sigma_0(B = 0) = 0.05\,\text{Ом}^{-1}$ определялась фоновой подсветкой теплыми частями криостата. Дополнительная накачка неравновесных носителей осуществлялась подсветкой белым светом через оптическое окно криостата, что позволяло увеличить $\sigma_0(B = 0)$ до $0.25\,\text{Ом}^{-1}$. ФЭМ эффект исследован для состояния образца с более высоким значением исходной проводимости. В качестве источника терагерцового излучения использован NH_3 лазер с оптической накачкой. Длина волны лазерного излучения составляла 90, 148 или 280 мкм, а длительность импульса около 100 нс [8–10]. Максимальная мощность в импульсе достигала 30 кВт. Временной профиль и мощность лазерного излучения контролировались с помощью “быстрого” детектора на фотонном увлечении [11].

На рис. 1 приведена типичная кинетика фотопроводимости для низкопроводящего (кривая *1*) и высокопроводящего (кривая *2*) состояний в отсутствие магнитного поля для длины волны лазерного излучения $\lambda = 90$ мкм. Кинетические зависимости фотоотклика, индуцированного излучением с длиной волны 148 мкм и 280 мкм, качественно аналогичны. Как отмечалось выше, кинетика и знак терагерцовой фотопроводимости в PbTe(Ga) оказываются зависящими от уровня подсветки. В отсутствие магнитного поля в низкопроводящем состоянии фотоотклик является отрицательным и повторяет форму лазерного импульса. Для состояния с высокой исходной проводимостью фотоотклик положителен и имеет задержанный характер. Кривая *3* на рис. 1 соответствует кинетике фотопроводимости в поле $B = 1$ Тл для низкопроводящего исходного состояния. Введение магнитного поля приводит к изменению знака фотоотклика на положительный и к появлению задержанной составляющей кинетической зависимости.

Изменение относительного значения максимального фотоотклика $\Delta\sigma_{\max}(B)/\sigma_0(B)$ в магнитном поле показано на рис. 2 для состояний образца с низкой и высокой исходной проводимостью ($\lambda = 90$ мкм). Уже в достаточно слабых полях $B < 0.5$ Тл фотоотклик, наблюдаемый в низкопроводящем состоянии образца, изменяет знак и становится положительным. По сути, магнитное поле индуцирует те же изменения, что и повышение исходной проводимости образца с использованием внешней подсветки.

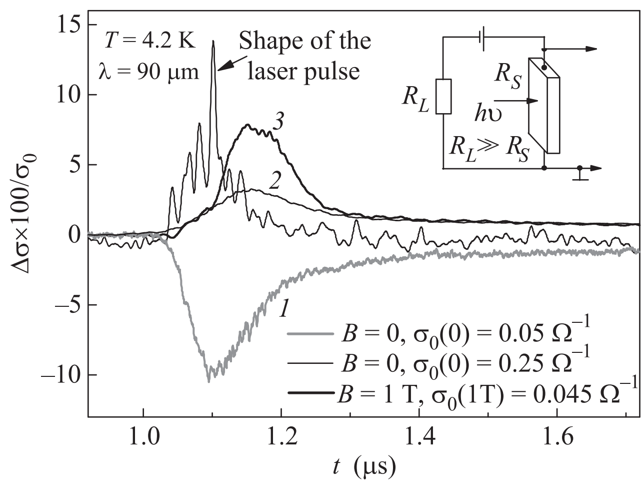

Рис. 1. Кинетика фотопроводимости образца PbTe(Ga), индуцированной терагерцовым лазерным импульсом с длиной волны $\lambda = 90$ мкм, в состояниях с различной исходной проводимостью $\sigma_0(B)$ в отсутствие магнитного поля (кривые *1* и *2*) и в магнитном поле $B = 1$ Тл (кривая *3*). На вставке представлена схема измерений

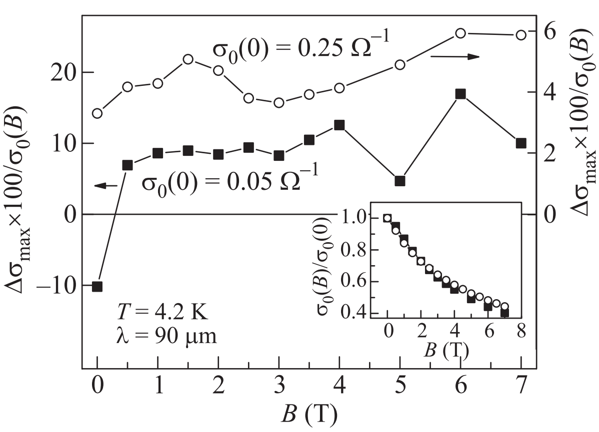

Рис. 2. Зависимость фотопроводимости, индуцированной лазерным импульсом с длиной волны $\lambda = 90$ мкм, от магнитного поля для двух состояний образца PbTe(Ga) с различной исходной проводимостью $\sigma_0(B = 0)$. На вставке: полевая зависимость величины $\sigma_0(B)/\sigma_0(0)$ для этих состояний

Для обоих состояний образца с увеличением магнитного поля положительная фотопроводимость имеет тенденцию к возрастанию. Это указывает на то, что за фоточувствительность отвечает генерационный механизм, поскольку подвижность носителей в магнитном поле падает. Характер изменения подвижности в магнитном поле иллюстрирует вставка к рис. 2, на которой показано относительное изменение продольной проводимости $\sigma_0(B)/\sigma_0(0)$ для двух состояний образца с разной исходной концентрацией носителей.

Из приведенных результатов следует, что локальные электронные состояния, привязанные к квазиуровню Ферми и отвечающие за положительную терагерцовую фотопроводимость, возникают только при достаточно высокой плотности зонных состояний на квазиуровне Ферми. Действительно, даже в случае низкого уровня фотовозбуждения приложение магнитного поля увеличивает плотность зонных состояний в степени, достаточной для появления локальных электронных состояний. В результате фотопроводимость изменяет свой знак и кинетику в магнитном поле.

Дальнейшее увеличение магнитного поля приводит к квантованию Ландау электронного спектра, и плотность состояний на квазиуровне Ферми начинает осциллировать. Как следствие, изменение относительного фотоотклика $\Delta\sigma_{\max}(B)/\sigma_0(B)$ в магнитном поле не является монотонным, а характеризуется выраженными особенностями осцилляционного типа. Поскольку полевые зависимости продольного магнетосопротивления являются гладкими (вставка к рис. 2), приращение проводимости, индуцированное терагерцовым импульсом, является параметром, более чувствительным к квантованию Ландау.

Следует отметить, что в объемных образцах низкоомное состояние, индуцированное дополнительной внешней подсветкой, реализуется лишь в некотором приповерхностном слое, толщина которого определяется глубиной проникновения излучения в объем, т.е. коэффициентом поглощения, зависящим от длины волны. Длинноволновое терагерцовое излучение проникает в объем глубже, чем свет видимого и инфракрасного диапазонов. Таким образом, в грубом приближении можно считать, что положительная терагерцовая фотопроводимость наблюдается в структуре, представляющей собой пленку на диэлектрической подложке.

Фотоэлектромагнитный эффект является весьма чувствительным к процессам электронного транспорта, связанным со взаимной диффузией неравновесных носителей заряда в приповерхностных слоях полупроводников [12]. В настоящей работе ФЭМ эффект исследовался в соответствии со схемой, приведенной на вставке на рис. 3. Полевые зависимости

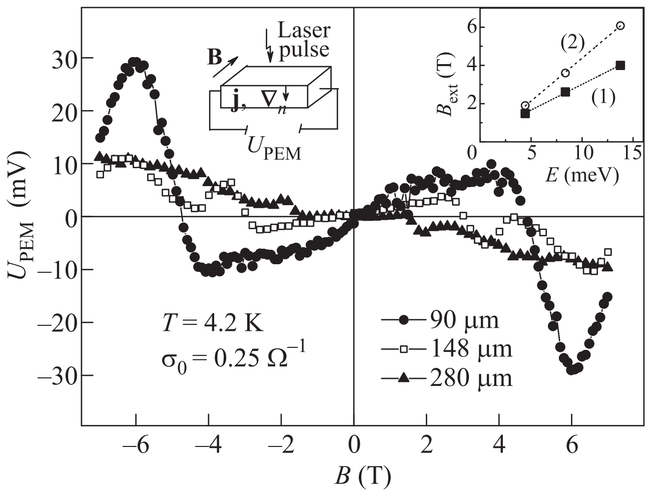

Рис. 3. Полевые зависимости амплитуды ФЭМ эффекта, индуцированного лазерными импульсами с длиной волны $\lambda = 90$; 148; 280 мкм, для состояния образца PbTe(Ga) с более высокой исходной проводимостью σ_0. На вставке слева представлена схема эксперимента. В правом верхнем углу: зависимость величины магнитного поля, соответствующего первым двум экстремумам $U_{\rm PEM}(B)$, от энергии кванта терагерцового излучения

амплитуды ФЭМ эффекта в образце с высоким уровнем исходной проводимости, измеренные при различных длинах волн лазерного излучения, приведены на рис. 3. Временной профиль сигнала ФЭМ эффекта повторяет форму лазерного импульса. В слабых магнитных полях $B < 1.5$ Тл сигнал практически линейно зависит от поля B и изменяет знак на противоположный при его коммутации. С ростом величины B наблюдаются особенности осцилляционного типа, причем амплитуда осцилляций настолько велика, что приводит к смене знака эффекта. Значения магнитной индукции $B_{\rm ext}$, соответствующие первым двум экстремумам полевой зависимости амплитуды ФЭМ эффекта, смещаются в сторону больших полей по мере уменьшения длины волны и оказываются пропорциональными энергии кванта лазерного излучения (вставка на рис. 3).

В сложной и неоднородной по величине объемной проводимости структуре трудно однозначно определить вклады встречных диффузионных потоков неравновесных носителей, возникающих как вследствие генерационных процессов, так и в результате разогрева электронного газа терагерцовым импульсом. Можно лишь утверждать, что интегральный поток оказывается чувствительным как к плотности состояний, изменяющейся в магнитном поле, так и к энергии терагерцового кванта, определяющей уровень генерации.

В заключение, в настоящей работе показано, что плотность состояний на квазиуровне Ферми является ключевым фактором, определяющим возможность формирования в PbTe(Ga) локальных электронных состояний с энергией ионизации, не превышающей несколько мэВ и соответствующей терагерцовому спектральному диапазону. Следует особо подчеркнуть, что характерные энергии электронного спектра материала, такие как ширина запрещенной зоны, энергия активации основного примесного состояния, существенно, как минимум, на порядок величины, превышают этот уровень. Продемонстрировано, что магнитное поле, значительно изменяя плотность состояний на квазиуровне Ферми, является эффективным инструментом для управления амплитудой и даже знаком терагерцовых фотоэлектрических эффектов в PbTe(Ga).

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ # 16-12-10071.

---

1. A. G. Kazanskii, P. L. Richards, and E. E. Haller, Appl. Phys. Lett. **31**, 496 (1977).
2. D. Khokhlov, L. Ryabova, A. Nicorici, V. Shklover, S. Ganichev, S. Danilov, and V. Bel'kov, Appl. Phys. Lett. **93**, 264103 (2008).
3. Л. И. Рябова, Д. Р. Хохлов, Письма в ЖЭТФ **97**, 825 (2013).
4. Л. И. Рябова, Д. Р. Хохлов, УФН **184**, 1033 (2014).
5. V. Chernichkin, A. Dobrovolsky, V. Kasiyan, A. Nicorici, S. Danilov, L. Ryabova, Z. Dashevsky, and D. Khokhlov, Europhys. Lett. **100**, 17008 (2012).
6. S. G. Egorova, V. I. Chernichkin, L. I. Ryabova, S. N. Danilov, A. V. Nicorici, and D. R. Khokhlov, J. Alloys and Compounds **615**, 375 (2014).
7. С. А. Белоконь, Л. Н. Верещагина, И. И. Иванчик, Л. И. Рябова, Д. Р. Хохлов, ФТП **26**, 264 (1992).
8. S. D. Ganichev, E. Ziemann, Th. Gleim, W. Prettl, I. N. Yassievich, V. I. Perel, I. Wilke, and E. E. Haller, Phys. Rev. Lett. **80**, 2409 (1998).
9. S. D. Ganichev, J. Diener, I. N. Yassievich, W. Prettl, B. K. Meyer, and K. W. Benz, Phys. Rev. Lett. **75**, 1590 (1995).
10. V. V. Bel'kov and S. D. Ganichev, Semicond. Sci. Technol. **23**, 114003 (2008).
11. S. D. Ganichev, Y. V. Terent'ev, and I. D. Yaroshetskii, Sov. Tech. Phys. Lett. **11**, 20 (1985).
12. И. К. Кикоин, С. Д. Лазарев, УФН **124**, 597 (1978).