

НАГРЕВ ЭЛЕКТРОННОЙ ПОДСИСТЕМЫ ПОЛЕМ ДЕМБЕРА ПРИ АМБИПОЛЯРНОЙ ДИФФУЗИИ В ГЕРМАНИИ

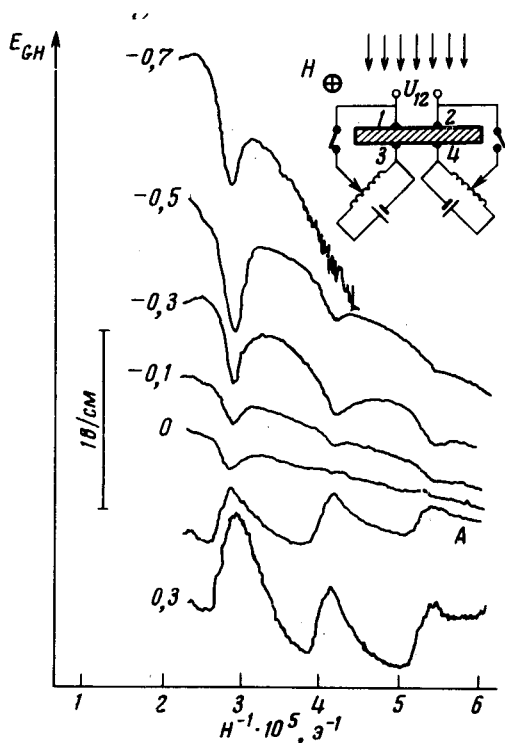
В.Ф.Гантмахер, В.Н.Зверев

Из-за искажения функции распределения фотоэлектронов вблизи дна нижней подзоны Ландау за счет нагрева холодных электронов полем Дембера в электронной подсистеме возникает отрицательная проводимость [1]. Она ответственна за инверсию магнитопримесных осцилляций фотомагнитного эффекта в германии.

При освещении полупроводника возникает диффузионный поток рожденных у поверхности при межзонных переходах электронов и дырок, направленный вглубь, вдоль нормали \mathbf{G} к поверхности. Само наличие этого потока приводит к появлению в образце электрических полей: поля E_G вдоль \mathbf{G} , пропорционального разности коэффициентов диффузии электронов D_e и дырок D_p и выравнивающего потоки частиц разных знаков (эффект Дембера при амбиполярной диффузии), и, при наличии магнитного поля $\mathbf{H} \perp \mathbf{G}$ поля фотомагнитного эффекта E_{GH} , возникающего вследствие отклонения диффузионных потоков в магнитном поле и направленного перпендикулярно векторам \mathbf{G} и \mathbf{H} (эффект Кикоина – Носкова). Если эти поля не замкнуты на внешние цепи, то суммарная энергия, передаваемая от них к носителям, равна нулю. Однако, она может быть отлична от нуля для отдельных групп носителей. Например, при $D_p > D_e$ поток дырок тормозится полем E_G и поэтому дырки охлаждаются полем, в то время, как электроны греются. При наличии нескольких групп носителей одного знака с разными значениями средней энергии $\tilde{\epsilon}$, т. е. с разными отношениями коэффициента диффузии к подвижности $D_i / \mu_i \approx \tilde{\epsilon} / e$, картина усложняется. То, будет ли данная группа носителей греться или охлаждаться в поле, зависит не только от градиента ∇n_i , но и от соотношения между создаваемыми этой группой диффузионным $eD_i \nabla n_i$ и полевым $n_i e \mu_i E_G$ токами. Если обмен энергией между носителями разных групп мал, то работа сил поля мо-

жет оказаться существенной и может повлиять на вид функции распределения $f(\epsilon)$ соответствующей группы носителей.

Наличие подобного эффекта — нагрева электронов полем Дембера E_G — нам удалось установить в германии, освещавшемся при гелиевой температуре светом He-Ne-лазера и находившемся при этом в сильном магнитном поле $H \perp G$. Образцами служили пластинки p -германия размером $4 \times 4 \times 0,3$ мм³, с концентрацией акцепторов (Ga) около $2 \cdot 10^{14}$ см⁻³, с четырьмя линейными электродами — приваренными золотыми проволоками ϕ 50 мкм (см. схему на рисунке). Как было установлено [2], характерной чертой в фотоэлектрических свойствах p -германия в таких условиях является наличие магнитопримесных осцилляций, определяемых резонансами в неупругом рассеянии на нейтральных возбужденных акцепторах электронов, находящихся вблизи дна нижней подзоны Ландау. Резонансное условие имеет вид: $N\hbar\Omega = \mathcal{E}$ ($N = 1, 2, 3, \dots$), где Ω — циклотронная частота электронов, а \mathcal{E} — энергия возбуждения акцептора. В данной работе путем измерения разности потенциалов u_{12} между электродами 1 и 2 наблюдались осцилляции поля E_{GH} ; входное сопротивление измерительной схемы на несколько порядков превышало сопротивление образца.



Осцилляции поля E_{GH} при различных значениях напряжения $u_{13} = u_{24}$, указанных слева от кривых. Кривая А записана при разомкнутых контактах. $l = 2 \cdot 10^{14}$ см⁻².сек⁻¹; $T = 1,65$ К

Одной из наиболее любопытных черт магнитопримесных осцилляций в германии являются их инверсии — превращение минимумов в максимумы при изменении температуры T либо интенсивности фотовозбуждения I . В работе [3] были подробно изучены инверсии осцилляций поперечной фотопроводимости σ_{\perp} при равномерном распределении носителей

по толщине образца. Было показано, что все экспериментальные факты можно объяснить, предположив, что инверсия осцилляций является проявлением эффекта абсолютной отрицательной проводимости [1], т. е. что появление минимумов в σ_{\perp} при резонансном увеличении рассеяния свидетельствует о возникновении максимума в функции распределения $f(\epsilon)$ электронов в нижней подзоне Ландау. Этот максимум может возникнуть либо за счет большой интенсивности возбуждения (кривая G_1 на рис. 2 в [3]), либо, при малой интенсивности I , за счет нагревания электронной системы внешним электрическим полем (кривая G_2 там же).

Естественно попытаться объяснить инверсию осцилляций поля E_{GH} в рамках той же модели. При этом следует иметь в виду, что максимумам функции $\sigma_{\perp}(H)$ соответствуют минимумы $E_{GH}(H)$, так как в первом приближении произведение $\sigma_{\perp}E_{GH} = j_{GH}^{(dif)}$ — монотонная функция H [2]. Таким образом, минимумы поля E_{GH} при резонансах в рассеянии должны свидетельствовать о больцмановской функции $f(\epsilon)$, максимумы — об искаженной. Сравнение с [3] показывает, что инверсия осцилляций E_{GH} , наблюдавшаяся в [2], соответствует инверсии G_2 величины σ_{\perp} и должна быть связана с разогревом электронов в электрическом поле.

Говоря о разогреве, мы имеем в виду холодную часть электронной подсистемы в области энергий $0 < \epsilon < kT$. Функция $f(\epsilon)$ там формируется за счет четырех факторов: прихода электронов, охладившихся в процессе диффузии путем испускания сначала оптических, затем акустических фононов; рекомбинации, темп которой зависит от концентрации n ; градиента ∇n , являющегося следствием предыдущих двух факторов; электрического поля.

Поскольку при измерениях поля E_{GH} внешнее поле к образцу не прикладывалось, остаётся предположить, что нагрев электронов, приводящий к изменению функции $f(\epsilon)$ и к инверсии осцилляций поля E_{GH} , происходит за счет внутреннего поля.

Для проверки этого предположения был поставлен эксперимент, схема и результат которого приведен на рисунке. Интенсивность накачки I была выбрана столь малой, что исходная кривая $E_{GH}(H^{-1})$ при разомкнутых контактах во внешних цепях была инвертирована, т. е. соответствовала нагретым электронам (кривая А). Уже одно только замыкание цепей между освещенной и неосвещенной сторонами образца на малые сопротивления, уменьшавшее поле E_G , почти полностью привело кривую к нормальному виду — к минимумам E_{GH} в резонансах (кривая 0). Включение дополнительно разности потенциалов, направленной против внутреннего поля E_G (минус на неосвещенной поверхности — верхние кривые) завершило этот "процесс нормализации". Напряжение противоположной полярности, прибавлявшееся к E_G , как и следовало ожидать, восстановило максимумы (нижняя кривая).

В рамках изложенной выше модели результат проделанного эксперимента объясняется совершенно естественно. Наличие изначального нагрева электронов полем E_G позволяет, прикладывая внешнее поле противоположного направления, охладить электронную подсистему, несмотря на пропускаемый через образец ток. При этом остальные носители должны этим внешним полем нагреваться, что и приводит, вероятно, к низкотемпературному пробою на верхней кривой. В то же время естественность этого объяснения является дополнительным аргумен-

том в пользу самой модели, объясняющей инверсии магнитнопримесных осцилляций в фотовозбужденном р-германии на основе представлений об абсолютной отрицательной проводимости [1].

Институт физики твердого тела
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
1 декабря 1976 г.

Литература

[1] В.Ф.Елесин. ЖЭТФ, 55, 792, 1968.

[2] В.Ф.Гантмахер, В.Н.Зверев. ЖЭТФ, 70, 1891, 1976.

[3] В.Ф.Гантмахер, В.Н.Зверев. ЖЭТФ, 71, 2314, 1976.
