

ДРЕЙФ ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНОЙ ЖИДКОСТИ В ГЕРМАНИИ В СКРЕЩЕННЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ И МАГНИТНОМ ПОЛЯХ

В.М.Аснин, Н.И.Мицхулава

Обнаружен эффект дрейфа электронно-дырочной жидкости в скрещенных электрическом и магнитном полях в условиях существования проводимости на постоянном токе в системе электронно-дырочных капель, что является доказательством протекательного механизма проводимости.

Явление скачкообразного появления проводимости при фотовозбуждении германия [1, 2] наблюдается в условиях, когда электронно-дырочные капли (ЭДК) занимают значительную долю объема кристалла [2, 3]. Поэтому кажется естественным предположение, впервые высказанное в [4], о том, что проводимость определяется механизмом про-

текания по ЭДК. В модели протекания резкое нарастание проводимости должно определяться увеличением доли объема кристалла, занятого ЭДК, и связано с появлением проводящих каналов из электронно-дырочной жидкости (ЭДЖ), замыкающей контакты [5]. Доказательством существования таких каналов является обнаруженный в настоящей работе эффект дрейфового смещения ЭДЖ в скрещенных электрическом и магнитном полях.

Оценим характерное значение силы Ампера, действующей на токовые каналы из ЭДЖ, и соответствующую ей величину дрейфовой скорости. Пусть $B = B_z$ и $E = E_y$, тогда в расчете на одну электронно-дырочную пару

$$F = F_x = \frac{\sigma_{\perp}(B)}{c n_0} EB, \quad (1)$$

где $\sigma_{\perp}(B)$ — поперечная проводимость ЭДЖ в магнитном поле, n_0 — плотность ЭДЖ. Для определения $\sigma_{\perp}(B)$ воспользуемся тензором проводимости, полученным для электронно-дырочной системы в [6]. В предположе-

нии возможности дрейфа ЭДЖ и $\tau_{p1} \approx \tau_{p2}$, $\frac{\tau_p}{\tau} \gg 1$ и $\frac{-\omega_1 - \omega_2}{\omega_2} \approx 1$

для компонент тензора $\sigma(B)$ из данных работы [6] можно получить следующие приближенные выражения

$$\sigma_{xx} = \frac{e^2 \tau n_0}{\mu} (1 + \omega_1 \omega_2 \tau_p \tau)^{-1}, \quad |\sigma_{xy}| \ll \sigma_{xx}. \quad (2)$$

Здесь индексы 1, 2 относятся к электронам и дыркам соответственно, τ_p и τ — решеточное и электронно-дырочное времена релаксации по импульсу носителей тока, $\omega_{1,2}$ — циклотронные частоты носителей тока, $\mu = \left(\frac{1}{m_1} + \frac{1}{m_2} \right)^{-1}$. Из (2) следует $\sigma_{\perp} \approx \sigma_{xx}$, тогда для скорости дрейфа будем иметь

$$v = \frac{F \tau_p}{m_1 + m_2} = \frac{e^2}{c m_1 m_2} EB \frac{\tau_p \tau}{1 + \omega_1 \omega_2 \tau_p \tau}. \quad (3)$$

Полагая $\tau_p \approx 10^{-9}$ сек [7], $\tau \approx 6 \cdot 10^{-11}$ сек ($T = 1,8$ К) [8] из (1) — (3) при $E = 0,1$ В · см⁻¹ и $B = 0,1$ Т получим $F \approx 10^{-14}$ дин и $v \approx 10^4$ см/сек. Дрейфуя с такой скоростью, проводящие каналы из ЭДЖ за время $t \approx 10^{-5}$ сек сместятся на расстояние $l \approx 0,1$ см.

Для обнаружения этого эффекта была использована методика регистрации ЭДК в тонких образцах германия, развитая ранее в работах [9, 10]. Эта методика основана на том, что внутри ЭДК резко уменьшается коэффициент поглощения в области прямых межзонных переходов из-за эффекта Бурштейна в валентной зоне и экранирования электронно-дырочного кулоновского взаимодействия. Поэтому, если освещать кристалл светом с длиной волны, соответствующей краю прямых переходов ($\lambda \approx 1,4$ мкм), то появление в нем ЭДК приводит к увеличению интенсивности (модуляции) проходящего через него света. В тонких образцах, где $ad \approx 1$ (a — коэффициент поглощения, d — толщина образца), величина сигнала модуляции света примерно пропорциональна объему

ЭДЖ. В то же время форма спектров модуляции является постоянной, поскольку определяется только локальной плотностью носителей тока в ЭДЖ [9, 10].

В опытах использовались образцы чистого германия размером $0,5 \times 0,5 \times 1,5 \cdot 10^{-3}$ см, в которые на расстоянии $\approx 0,3$ см друг от друга вплавлялись контакты диаметром $\approx 0,5$ мм из сплава $\text{In} + \text{As}$. Образцы помещались внутрь сверхпроводящего соленоида и возбуждались импульсами света длительностью 2 мксек от GaAs-лазера, так что уровень возбуждения превышал порог появления проводимости в системе ЭДК [1]. Площадь области возбуждения была $0,4 \times 0,3$ см². Зондирование образца осуществлялось с помощью вертикальной световой щели шириной $\approx 0,05$ см на длине волны $\lambda \approx 1,4$ мкм, которая выделялась монохроматором (рис.1). Сигнал модуляции света, возникающий при возбуждении в образце ЭДК, принимался фотодиодным приемником с $\tau = 2$ мксек и регистрировался с помощью стробоскопического осциллографа С7-8 на двухкоординатном самописце.

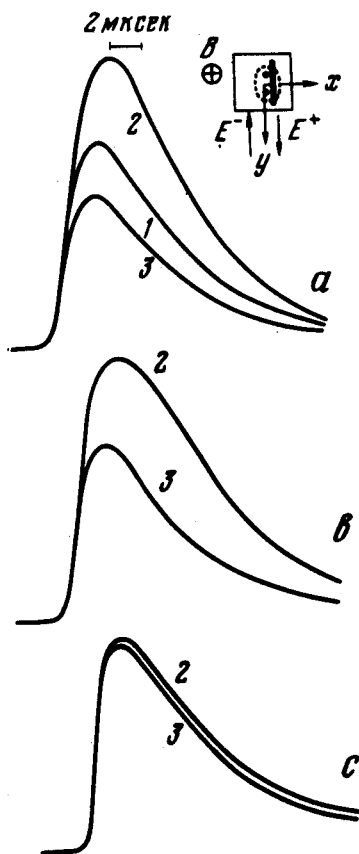


Рис. 1. Кинетика сигнала модуляции зондирующего света при $B = 0,08 T$ и разных значениях электрического поля E , $B \cdot \text{см}^{-1}$: 1 — $E = 0$; 2a — $E = 0,5$; 2b — $E = 0,16$; 2c — $E = 0,02$; 3a — $E = -0,5$; 3b — $E = -0,16$; 3c — $E = -0,02$. В верхней части рисунка показана геометрия опыта. Пунктиром обозначена область возбуждения образца, а вертикальной полоской — положение зондирующей световой щели. Уровень возбуждения соответствует средней концентрации электронно-дырочных пар $n \approx 5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, время жизни носителей тока $\tau_0 \approx 10$ мксек. $T = 1,8 K$

Для обнаружения дрейфа ЭДЖ световая щель фокусировалась на периферию области возбуждения, где степень заполнения образца ЭДЖ была меньше, чем в центре. Из геометрии опыта, показанной на рис.1, видно, что в случае, когда электрическое поле направлено вдоль оси y ($E = E^+$), токочные каналы должны смещаться в направлении оси x и заполнение образца ЭДЖ под световой щелью будет возрастать. В ре-

зультате величина сигнала модуляции увеличится. Очевидно, при $E = E^-$ следует ожидать уменьшения амплитуды модуляции. Из данных рис.1 видно, что, действительно, сигнал модуляции зондирующего света растет при $E = E^+$ и падает при $E = E^-$. Эффект наблюдается начиная с полей $B \gtrsim 8 \cdot 10^{-3} T$ и $E \gtrsim 2 \cdot 10^{-2} В \cdot см^{-1}$, при этом в соответствии с (3) его величина возрастает с увеличением электрического поля (рис.1) и уменьшается в больших магнитных полях. Изменение направления магнитного поля приводит к изменению знака эффекта. При сканировании образца световой щелью было найдено, что возрастание сигнала модуляции с одной стороны от контактов сопровождается его уменьшением с другой стороны. Спектральные измерения показали, что изменения величины сигнала модуляции происходят при сохранении постоянства формы спектров модуляции. Это означает, что наблюдаемые явления обусловлены дрейфовым смещением проводящих областей с постоянной концентрацией носителей тока.

ΔI , отн. ед.

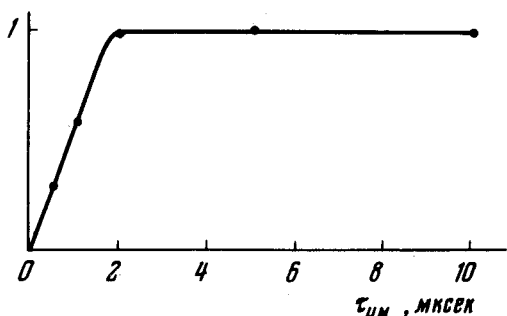


Рис. 2. Зависимость изменения сигнала модуляции зондирующего света от длительности импульса электрического поля: $B = 0,16 T$, $E = 0,3 В \cdot см^{-1}$, $T = 1,8 K$

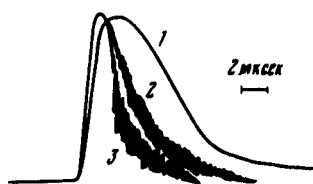


Рис. 3. Кинетика фототока в различных магнитных полях при $E = 0,3 В \cdot см^{-1}$ и $T = 1,8 K$: 1 - $B = 0$; 2 - $B = 0,08 T$; 3 - $B = 0,8 T$. Электрическое поле прикладывалось в виде прямоугольных импульсов длительностью 20 мксек сразу после окончания импульса возбуждения

Для оценки скорости дрейфа ЭДЖ были выполнены эксперименты, в которых электрическое поле прикладывалось к образцу в виде прямоугольных импульсов, передний фронт которых совпадал с задним фронтом импульса возбуждения. На рис.2 показана зависимость изменения сигнала модуляции зондирующего света ΔI от длительности импульса поля (геометрия опыта та же, что на рис.1). Видно, что величина эффекта насыщается при $\tau_{имп} = 2$ мксек. Рост ΔI , очевидно, прекращается, когда за время прохождения тока проводящие области сместятся на расстояние порядка ширины световой щели. Тогда для скорости дрейфа ЭДЖ получим $v \approx 3 \cdot 10^4$ см/сек при $E = 0,3 В \cdot см^{-1}$ и $B = 0,16 T$, что по порядку величины согласуется с оценками, сделанными выше.

Следует ожидать, что смещение ЭДЖ на расстояния, сравнимые с размерами области возбуждения, может привести к резкому уменьшению

числа каналов протекания и, следовательно, тока, текущего через образец. Действительно, как видно из рис.3, в магнитном поле кинетика фототока сильно укорачивается. При этом одновременно появляются нерегулярные флуктуации тока, имеющие вид высокочастотных шумов (~ 10 МГц). Они обусловлены, по-видимому, флуктуациями числа каналов проводимости из-за их разрывов во время дрейфа.

В заключение отметим, что обнаруженное в настоящей работе явление дрейфа ЭДЖ в скрещенных электрическом и магнитном полях, является доказательством справедливости модели протекания для описания проводимости в системе ЭДК в германии.

Авторы олагодарят А.А.Рогачева за внимание и интерес к работе.

Физико-технический институт
им. А.Ф.Иоффе
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
19 июня 1979 г.
После переработки
10 июля 1979 г.

Литература

- [1] В.М.Аснин, А.А.Рогачев. Письма в ЖЭТФ, 7, 464, 1968; 14, 494, 1971.
- [2] M.Glicksman, M.N.Gurnee, P.W.Yu. Sol. St. Comm., 11, 11, 1972.
- [3] J.C.Hensel, T.G.Phillips, G.H.Thomas. Sol. St. Phys., 32, 87, 1977.
- [4] C.V.Guillaume, M.Voos. Phys. Rev., B5, 3079, 1972.
- [5] Б.И.Шкловский, А.Л.Эфрос. УФН, 117, 401, 1975.
- [6] В.Ф.Гантмахер, И.Б.Левинсон. ЖЭТФ, 74, 261, 1978.
- [7] J.C.Hensel, R.C.Dynes. Phys. Rev. Lett., 39, 969, 1977.
- [8] A.Manolin, C.Kittel. Sol. St. Comm., 21, 635, 1977.
- [9] В.М.Аснин, А.А.Рогачев. Письма в ЖЭТФ, 9, 415, 1969; Proc. III Intern. Conf. Photoconductivity, Stanford University 1969, p.13.
- [10] В.М.Аснин, А.А.Рогачев, В.И.Степанов, ФТТ, 19, 809, 1977.