*ФТП, том 25, вып. 2, 1991*

# ПЛАНАРНЫЙ ЭФФЕКТ ХОЛЛА В ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ СВЕРХРЕШЕТКЕ

**Эпштейн Э. М.**

Анизотропия и нелинейность проводимости полупроводниковой сверхрешетки (СР) приводят к ряду «аномалий» в гальваномагнитных явлениях: наличию магнитосопротивления даже при полном вырождении носителей [1], неоднозначности холловского поля в области сильных токов [2], штарк-циклотронному резонансу [3], нечетной магнитопроводимости [4]. В настоящей работе рассматривается планарный эффект Холла (ПЭХ) [5], при котором тянущее электрическое поле (или вектор плотности тока $\mathbf{j}$), магнитное поле $\mathbf{H}$ и измеряемое холловское поле лежат в одной плоскости, перпендикулярной оси СР. В СР этот эффект обладает той особенностью, что, хотя ток течет в плоскости слоев, образующих СР, эффект отличен от нуля лишь при наличии туннелирования носителей между слоями и, таким образом, может служить мерой этого туннелирования. Кроме того, неоднозначность объемного холловского тока в СР в области сильных токов [2] приводит к неоднозначности ПЭХ.

Пусть ось $z$ совпадает с осью СР (направлена поперек слоев), ток протекает вдоль оси $x$, магнитное поле лежит в плоскости $xy$, поле ПЭХ измеряется в направлении $y$ (в направлениях $y$ и $z$ образец гальванически разомкнут). Задача сводится к вычислению поля $E_y$ при условии $j_y=j_z=0$.

Как и в [2-4], будем описывать закон дисперсии электронов проводимости в направлении оси СР приближением сильной связи, учитывать электрическое поле в квазиклассическом приближении и пользоваться кинетическим уравнением Больцмана с постоянным временем релаксации $\tau$. В низшем приближении по магнитному полю компоненты тензора проводимости $\sigma_{ik}$ имеют вид

$$\sigma_{xx}=\sigma_{yy}=\sigma_{\perp}, \tag{1}$$

$$\sigma_{zz}=\sigma_{\parallel}(1+\xi^2)^{-1}, \tag{2}$$

$$\sigma_{yz}=-\sigma_{\parallel}\eta h_x(1+\xi^2)^{-1}, \tag{3}$$

$$\sigma_{zx}=-\sigma_{\parallel}\eta h_y(1-3\xi^2)(1+\xi^2)^{-3}, \tag{4}$$

$$\sigma_{yx}=2\sigma_{\parallel}\eta^2 h_x h_y(1+\xi^2)^{-2}; \tag{5}$$

$\sigma_{xz}$ получается из $\sigma_{yz}$, а $\sigma_{zy}$ — из $\sigma_{zx}$ заменой $h_x \rightleftarrows -h_y$. Здесь

$$\sigma_{\parallel}=e^2 n\tau\Delta d^2\frac{I_1(\Delta/kT)}{I_0(\Delta/kT)}, \quad \sigma_{\perp}=\frac{e^2 n\tau}{m_{\perp}} \tag{6}$$

— проводимость соответственно вдоль и поперек оси СР в слабом электрическом поле, $n$ — концентрация носителей, $d$ — период СР, $\Delta$ — полуширина минизоны проводимости, $m_{\perp}$ — поперечная эффективная масса носителей, $I_n$ — модифицированная функция Бесселя, $\eta=eH\tau/m_{\perp}c$, $\xi=eE_z d\tau$, $\mathbf{h}$ — единичный вектор в направлении магнитного поля; используется система единиц, где $\hbar=1$; носители предполагаются невырожденными. Тензор $\sigma_{ik}$ при $\xi\neq 0$ не удовлетворяет соотношениям Онсагера ($\sigma_{yz}\neq -\sigma_{zy}$, $\sigma_{zx}\neq -\sigma_{xz}$), что связано с нелинейностью рассматриваемой системы.

В используемом приближении ($\eta\ll 1$) поле ПЭХ выражается через компоненты тензора проводимости следующим образом:

$$E_y=\frac{\sigma_{zx}\sigma_{yz}-\sigma_{yx}\sigma_{zz}}{\sigma_{xx}\sigma_{yy}\sigma_{zz}}j. \tag{7}$$

Подстановка (1)—(5) в (7) дает

$$E_y=-jh_x h_y\eta^2\frac{\sigma_{\parallel}}{\sigma_{\perp}}(1+5\xi^2)(1+\xi^2)^{-3}. \tag{8}$$

Зависимость $E_y$ от $j$ нелинейна, поскольку безразмерное объемное холловское поле $\xi$, направленное перпендикулярно магнитному полю и параллельно оси СР, при достаточно большой величине плотности тока $j$ зависит от нее. Величины $j$ и $\xi$ связаны соотношением [2]

$$\beta = \frac{\xi (1 + \xi^2)^2}{1 - 3\xi^2}, \tag{9}$$

где $\beta = (h_y \eta m_\perp d/en) j$ имеет смысл безразмерной плотности тока.

Графическое решение уравнения (9) показывает, что при $\beta > 2$ зависимость $\xi(\beta)$ становится неоднозначной. Это означает возможность «переключения» холловского поля с изменением знака (см. [2]). Как следует из (8), такое переключение сопровождается скачкообразным изменением поля ПЭХ $E_y$, которое при $\beta > 2$ также неоднозначно.

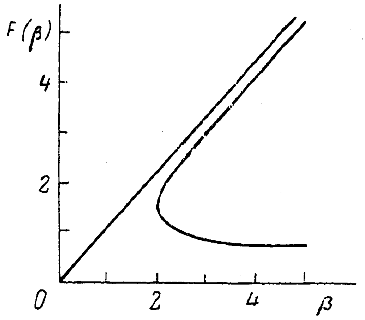
Формулы (8) и (9) можно представить в виде

$$\nu \equiv ed\tau E_y = -h_x \eta \frac{\sigma_\parallel}{\sigma_\perp} F(\beta), \tag{10}$$

где $F(\beta)$ параметрически определяется формулой

$$F(\beta) = \frac{\xi (1 + 5\xi^2)}{(1 - 3\xi^2)(1 + \xi^2)} \tag{11}$$

и соотношением (9). Явный вид функции $F(\beta)$ показан на рисунке.




Неоднозначность поля ПЭХ в СР (как и объемного холловского поля в СР) связана с изменением знака компоненты тензора проводимости $\sigma_{zx}$ при $\xi = 1/\sqrt{3}$. Последнее имеет ту же природу, что и отрицательная дифференциальная проводимость СР [6]: при $\xi \sim 1$ импульс, приобретаемый электроном в поле за время свободного пробега, становится сравнимым с размером мини-зоны Бриллюэна.

Список литературы

[1] Шик А. Я. // ФТП. 1973. Т. 7. В. 2. С. 261—269.
[2] Эпштейн Э. М. // Изв. вузов СССР. Радиофизика. 1979. Т. 22. В. 3. С. 373—374.
[3] Басс Ф. Г., Зорченко В. В., Шашора В. И. // Письма ЖЭТФ. 1980. Т. 31. В. 6. С. 345—347. ФТП. 1981. Т. 15. В. 3. С. 459—466.
[4] Эпштейн Э. М. // Изв. вузов СССР. Радиофизика. 1983. Т. 26. В. 5. С. 638—639.
[5] Зеегер К. Физика полупроводников. М., 1977. 616 с.
[6] Esaki L., Tsu R. // IBM J. Res. Dev. 1970. V. 14. N 1. P. 61—65.

Научно-производственное объединение
«Платан»
Фрязино

Получено 21.09.1990
Принято к печати 27.09.1990

*ФТП, том 25, вып. 2, 1991*

# ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ НИЗКОЧАСТОТНОГО ШУМА В СТРУКТУРНО СОВЕРШЕННОМ И ПОДВЕРГНУТОМ ДЕСТРУКТИВНОМУ СЖАТИЮ GaAs

**Дьяконова Н. В., Левинштейн М. Е., Румянцев С. Л.**

Недавно в работах [1, 2] были исследованы шум $1/f$ и процесс долговременной фотопроводимости в GaAs, подвергнутом деструктивному сжатию. Было показано, что уровень объемного шума $1/f$ очень чувствителен к структурным несовершенствам, возникающим при деструкции. При относительно