



# INFLUENCE OF ELECTRON WARMING UP ON MAGNETIC RESISTANCE IN ELECTRIC AND QUANTUM MAGNETIC FIELDS

**Umarov Kudratillo Bekboevich**  
Namangan Civil Engineering Institute,  
Namangan,  
Uzbekistan

## ABSTRACT

*The influence of heating of current carriers in electric quantizing magnetic fields on the magnetoresistance of a semiconductor is investigated. It was found that the magnetoresistance is directly proportional to  $B$  and inversely proportional to  $E$ . When the electrons are strongly heated, the magnetoresistance decreases significantly. Heating of current carriers in an electric and quantizing magnetic field leads to a change in the current-voltage characteristic of the semiconductor.*

**KEY WORDS:** *Quantizing magnetic field, magnetoresistance, heating of current carriers, oscillation phenomena, density of states.*

## ВЛИЯНИЕ РАЗОГРЕВА ЭЛЕКТРОНОВ НА МАГНЕТОСОПРОТИВЛЕНИЯ В ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ И КВАНТУЮЩИХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

**Умаров Кудиратулла Бекбаевич**  
Наманганский инженерно-строительный институт, Наманган, Узбекистан

**Аннотация:** *Исследовано влияние разогрева носителей тока в электрических квантующих магнитных полях на магнетосопротивление полупроводника. Установлено, что магнетосопротивление прямо пропорционально на  $B$  и обратно пропорционально на  $E$ . При сильного разогрева электронов магнетосопротивление значительно уменьшается. Разогрев носителей тока в электрической и квантующей магнитной поле приводит к изменению вольт-амперной характеристики полупроводника.*

**Ключевые слова:** *Квантующее магнитное поле, магнетосопротивление, разогрева носителей тока, осцилляционные явления, плотность состояний.*

### 1. Введение

Сильное электрическое поля обуславливает самые разнообразные явления в полупроводниках. Оно вызывает качественные изменения квантовых состояний носителей тока и их энергетического спектра, что приводит к зависимости макроскопических свойств полупроводников от приложенного поля  $E$ . С помощью сильных электрических полей можно приводить полупроводники в состояния, далекие от термодинамического равновесия. Такие состояния возникает при усилении и генерации звука дрейфом носителей тока [1,2]. Другое неравновесное состояние осуществляется при возникновении горячих электронов в полупроводниках.

При воздействии квантующее магнитное поле в полупроводнике появляется зависимость от магнитного поля скорости релаксационных процессов в электронной и фононной подсистемах. Разогрев носителей тока в электрическом и квантующем магнитном полях приводит к существенному изменению многих физических свойств полупроводников. Проявляются также качественно новые свойства зависимости электропроводности от электрического поля, нелинейные гальваномагнитные явления и т.д. [3–5].

## 2. Температура электронов в электрическом и квантующем магнитном поле.

Энергия, получаемая электронами от внешнего электрического поля, благодаря большой частоте межэлектронных столкновений быстро перераспределяется между ними. Из-за медленной передачи энергии от электронов к решетке возникает разогрев электронной системы. Поскольку дрейфовый импульс электронов релаксирует обычно значительно быстрее, чем их энергия, то частые межэлектронные столкновения в этих условиях обеспечивают максвелловскую форму функции распределения, но с эффективной электронной температурой  $T_e$  отличающейся от температуры решетки.

Эффективной электронной температуры при наличии квантующего магнитного поля  $B_z$ , ортогонального электрического  $E_x$  и холловского поле  $E_y = 0$  (при  $\hbar\omega_c \gg kT_e$ ) получаем [4]:

$$T_e = T \left[ 1 + \frac{1}{2} \left( \frac{eE\lambda}{kT} \right)^2 \left( \frac{kT\lambda}{\hbar s} \right)^2 \right] = T \left[ 1 + \frac{1}{2} \left( \frac{cE}{Bs} \right)^2 \right] \quad (1)$$

где  $T$  – температура решетки,  $C$  – теплоемкость электронов,  $\lambda$  – магнитная длина  $\lambda = \left( \frac{c\hbar}{eB} \right)^{1/2}$ ,  $s$  – скорость звука. Оттуда видно, что разогрев может быть значительным даже в слабом электрическом поле  $eE\lambda/\bar{\epsilon} \ll 1$ , если рассеяние электронов решеткой является квазиупругим, т.е.  $(\hbar s/\lambda\bar{\epsilon} \ll 1)$ . В случае низких концентраций электронов межэлектронным рассеянием можно полностью пренебречь (где,  $\bar{\epsilon}$  – средняя энергия электрона). Оказывается и в этом случае, параметр  $eE\lambda/\bar{\epsilon}$  мал и рассеяние электронов фононами является квазиупругом ( $\hbar s/\lambda\bar{\epsilon} \ll 1$ ).

В случае высоких концентраций электронов можно вводить понятие эффективной электронной температуры  $T_e$ . Для нахождения ее составим уравнение баланса энергии, приравняв джоулеву мощность:

$$I_z E_z = \sigma_{zz}(T, T_e, B) E^2 \quad (2)$$

Отсюда следует выражения для продольной электропроводности и электросопротивления

$$\sigma_{zz} = \frac{n_e e^2}{m} \tau(T, T_e, B) \equiv \rho_{zz}^{-1} \quad (3)$$

Из этого видно, что джоулева мощность растет с разогревом электронов быстрее, чем мощность, передаваемая решетке, поэтому возможна перегревшая неустойчивость.

В случай низких концентраций электронов при наличии квантующего магнитного поля  $E \parallel B$  рассматривался в монографии [4]. Полученные результаты для всех квазиупругих механизмов рассеяния сводятся к тому, что область квадратичного отклонения от закона Ома оказывается аномально малой. В область больших значений энергии приводят к так называемому эффекту «убегания» электронов, где становятся существенными сильно неупругие столкновения, которые и стабилизируют функцию распределения электронов, разогретых сильным электрическим полем.

## 3. Влияние горячих электронов на магнитосопротивление.

Квантующее магнитное поле резко уменьшает отношение частоты межэлектронных столкновений  $V_{ee}$  к частоте электрон-фононных столкновений  $V_{ep}$ . Это происходит потому, что при невырожденной статистике электронов заполняется преимущественно наинизший уровень Ландау, тогда как все прочие уровни содержат экспоненциально малое число электронов (предполагается, что энергия циклотронного кванта носителя  $\hbar\omega_c \gg kT$ ). В такой ситуации частота столкновений между электронами, квантовые



состояния которых принадлежат различным уровням Ландау, становится экспоненциально малой. Столкновения между электронами основной группы, находящимся на наинизшем уровне Ландау, вследствие одномерности движения становится упругими, не изменяющими состояние системы и не могут вносить вклада в межэлектронную релаксацию. Подавление межэлектронного рассеяния квантующим магнитным полем сильно снижает эффективность перераспределения электронов по квантовым состояниям, что приводит к существенному изменению вида функции распределения носителей. В случае максвелловской статистики с увеличением концентрации электронов частота межэлектронных столкновений возрастает и может превысить частоту столкновений электронов с фононами.

Перейдем к рассмотрению случая, когда холловский ток  $I = 0$ , а  $E_y \neq 0$ . Джоулева мощность в квантовом пределе описывается формулой

$$IE = \frac{n_e m^*}{2\pi} \left( \frac{cE}{B} \right)^2 \frac{\omega_c^2}{\sigma_{xx}} \left( \frac{T}{T_e} \right)^{\frac{3}{2}} \quad (4)$$

где  $\omega_c^2 = 4\pi n_e e^2 / m^*$ . Приравнявая  $IE$  из (2) мощности передаваемой решетке также в квантовой пределе и находим уравнение баланса энергии в виде [2]:

$$\frac{e^3 n_e^2}{2m^{*2} \omega_c^2 \sigma_{xx}^2} \left( \frac{cE}{Bs} \right)^2 = \left( \frac{T}{T_e} \right)^2 \left( 1 - \frac{T}{T_e} \right) \quad (5)$$

где  $n_e$  - концентрация электронов и равно:

$$n_e = n_0 \exp \left( - \frac{\left( N + \frac{1}{2} \right) \hbar \omega_c}{kT_e} \right) \quad (6)$$

$n_0$  - концентрация электронов на уровне Ландау  $N=0$ , практически равная при достаточно больших значениях  $\hbar \omega_c / kT_e$  концентрация электронов  $n_e$ .

При  $\frac{e^3 n_e^2}{2m^{*2} \omega_c^2 \sigma_{xx}^2} \left( \frac{cE}{Bs} \right)^2 \ll 1$ , что соответствует малым  $E$ , имеется два положительных решения. Первое решение описывает разогрев электронов при увеличении  $E$  следующем виде:

$$\frac{T}{T_e} = 1 - \frac{e^3 n_e^2}{2m^{*2} \omega_c^2 \sigma_{xx}^2} \left( \frac{cE}{Bs} \right)^2 \quad (7)$$

А второе решение приводит при  $E \rightarrow 0$  к  $T_e \rightarrow \infty$ . Это решение является следствием снижения скорости передачи тепла от электронов к решетке с ростом  $T_e$  и указывает нарушение баланса энергии при сильном разогреве электронов.

Из (7) можно найти магнетосопротивление полупроводника при разогрева электронов:

$$\rho_{xx} = \frac{\sqrt{2em\omega_c}}{e^2 n_e} \left( \frac{Bs}{cE} \right) \sqrt{1 - \frac{T}{T_e}} \quad (8)$$

Поставляя в (6) на (8) получаем выражения влияние разогрева электронов на магнетосопротивления полупроводника:



$$\rho_{xx} = \frac{\sqrt{2em\omega_c}}{e^2 n_0} \left( \frac{Bs}{cE} \right) \sqrt{1 - \frac{T}{T_e}} \frac{1}{\exp \left( - \frac{\left( N + \frac{1}{2} \right) \hbar \omega_c}{kT_e} \right)} \quad (9)$$

Отсюда видно, что магнетосопротивление прямо пропорционально на  $B$  и обратно пропорционально на  $E$ . При сильном разогрева электронов магнетосопротивление значительно уменьшается.

#### 4. Заключение.

Исследовано влияние разогрева носителей тока в электрическом и квантующем магнитном полях на магнетосопротивление полупроводника. Установлено, что магнетосопротивление прямо пропорционально на квантующем магнитном поле  $B$  и обратно пропорционально на электрическом поле  $E$ . При сильном разогрева электронов магнетосопротивление значительно уменьшается.

Разогрев носителей тока на электрических и квантующих магнитных полях приводит к изменению вольт-амперной характеристики полупроводника. Прежде всего зависит от механизмов релаксации носителей тока, определяющих зависимость  $\sigma_{xx}$  от  $T_e$ . При разогреве джоулева мощность

растет пропорционально  $\left( \frac{T}{T_e} \right)^{\frac{3}{2}}$ , а мощность передаваемая электронами фононам, убывает с ростом  $T_e$ .

Поэтому электрических полях превосходящих некоторое критическое значение баланс энергии невозможен. Система теряет устойчивость при разогреве, который снимает орбитальное квантование электронов магнитным полем. Из этого может изменяться вольт-амперная характеристика полупроводника.

#### Список литературы

1. В.Л.Гуревич, ФТП 2, 1557 (1968).
2. В.П.Пустов, УФН 97, 257 (1969).
3. Э.Конуэл Х., Кинетические свойства полупроводников в сильных электрических полях, «Мир», 1970.
4. П.С.Зырянов, М.И.Клингер, Квантовая теория явлений электронного переноса в кристаллических полупроводниках, Москва, 1976.
5. В.Ф.Банная, Е.В.Никитина, ФТП, том 53, вып.1, 2019.