

Исчезновение электрон-фононного взаимодействия в сверхрешетках в квантующем магнитном поле

© О.В. Кибис

Новосибирский государственный технический университет,
630092 Новосибирск, Россия

(Получена 7 июля 1997 г. Принята к печати 10 сентября 1997 г.)

Для сверхрешеток в квантующем магнитном поле, направленном вдоль оси сверхрешетки, законы сохранения энергии и волнового вектора накладывают жесткие ограничения на возможные процессы электрон-фононного взаимодействия. Если ширина подзоны Ландау меньше максимальной энергии акустического фонона в сверхрешетке, то однофононное внутризонное рассеяние становится невозможным для всех электронных состояний в рассматриваемой подзоне. Поэтому в сверхрешетках с большим периодом при наличии квантующего магнитного поля фононный вклад в процессы электронного рассеяния может стать пренебрежимо малым.

Поскольку сопротивление проводника обусловлено процессами рассеяния носителей заряда на фононах и дефектах кристаллической решетки, для бездиссипативного протекания электрического тока в проводнике необходимо каким-либо образом подавить эти процессы рассеяния. Если от дефектов можно практически избавиться с помощью современных технологий изготовления полупроводниковых структур, то уничтожить рассеяние на фононах существенно сложнее. Долгое время считалось, что избавиться от фононного механизма рассеяния можно только путем понижения температуры проводника. Сравнительно недавние исследования [1] показали, что если имеется возможность целенаправленно изменять энергетический спектр электронов в кристалле с помощью достаточно большого числа управляемых параметров, то можно добиться обращения в нуль констант электрон-фононного взаимодействия для некоторых электронных состояний и тем самым подавить взаимодействие электронов в этих состояниях с фононами. Появившаяся в последнее время возможность изготовления искусственных кристаллических структур с заданными параметрами энергетического спектра носителей заряда приводит к качественно иной возможности подавления электрон-фононного взаимодействия: возникает идея так подобрать параметры зонной структуры, чтобы законы сохранения энергии и волнового вектора запрещали рассеяние электронов на фононах [2]. Как будет видно из дальнейшего, в сверхрешетках с достаточно узкой зоной проводимости при наличии квантующего магнитного поля, направленного вдоль оси сверхрешетки, законы сохранения запрещают однофононные процессы внутризонного рассеяния электронов на акустических фононах, что приводит к исчезновению фононного рассеяния в главном порядке.

Рассмотрим предварительно в качестве модельной задачи одномерную атомную цепочку с периодом a . Энергия электрона ε в такой цепочке в приближении сильной связи определяется соотношением

$$\varepsilon(k) = \varepsilon_0 - 2A(a) \cos(ka), \quad (1)$$

где ε_0 — энергия электрона в изолированном атоме, $A(a)$ — вещественный интеграл перекрытия атомных

волновых функций, k — волновой вектор электрона в атомной цепочке. Для одномерной атомной цепочки сохранения энергии и волнового вектора при однофононном рассеянии электрона из состояния k в состояние k' имеют вид

$$\varepsilon(k) \pm \hbar\omega(q) = \varepsilon(k'), \quad k' = k \pm q, \quad (2)$$

где q — волновой вектор фонона,

$$\omega(q) = \omega_0 |\sin(qa/2)| \quad (3)$$

— частота акустического фонона, а ω_0 — максимальная частота акустического фонона в цепочке атомов. После подстановки (1) и (3) в (2) законы сохранения (2) принимают вид

$$4A(a) \sin[(k \pm q/2)a] \sin(qa/2) = \hbar\omega_0 |\sin(qa/2)|, \quad (4)$$

где знаки (\pm) соответствуют процессам поглощения и излучения фонона электроном. Если максимальная энергия акустического фонона $\tilde{\varepsilon} = \hbar\omega_0$ превышает ширину зоны проводимости $\Delta\varepsilon = 4A(a)$, то уравнение (4) имеет только тривиальное решение $q = \pm 2\pi m/a$ ($m = 0, 1, 2, \dots$), которое соответствует сдвигу кристалла как единого целого и не меняет межатомного расстояния a . Таким образом, критерий исчезновения однофононного внутризонного механизма рассеяния электронов на акустических фононах имеет вид

$$\Delta\varepsilon < \tilde{\varepsilon}. \quad (5)$$

Отсюда следует, что в кристаллических структурах с узкой зоной проводимости $\Delta\varepsilon$, удовлетворяющей критерию (5), исчезает вклад однофононных процессов в рассеяние носителей заряда для всех электронных состояний рассматриваемой зоны. Однако при очень узкой зоне проводимости могут стать существенными многофононные процессы, в конечном итоге приводящие к неустойчивости зонного состояния электрона относительно образования конденсата — состояния поляронного типа, обусловленного взаимодействием электрона с

акустическими фононами [3–6]. Для того чтобы можно было пренебречь многофононными процессами

$$\Delta\varepsilon \gg \varepsilon_c, \quad (6)$$

где величина $\varepsilon_c \sim \Xi^2/\lambda a$ (Ξ — константа деформационного потенциала, λ — модуль упругости атомной цепочки). Наконец, во всех ранее проведенных рассуждениях предполагалось отсутствие межзонного рассеяния электронов, что соответствует малости энергии фононов по сравнению с шириной запрещенной зоны ε_g , отделяющей зону проводимости от вышележащих энергетических зон, и справедливо при температурах T , удовлетворяющих условию

$$\exp(-\varepsilon_g/T) \ll 1. \quad (7)$$

Таким образом, для исчезновения электрон-фононного рассеяния в главном порядке необходимо одновременное выполнение критериев (5)–(7).

Нетрудно убедиться в том, что рассмотренная модельная ситуация может быть практически реализована в конкретном физическом объекте — сверхрешетке с большим периодом, помещенной в квантующее магнитное поле, направленное вдоль оси сверхрешетки. Действительно, в квантовом пределе, когда электроны заполняют только первую подзону Ландау, квантующее магнитное поле обеспечивает квазиодномерный характер энергетического спектра электрона, описываемый соотношением (1), а наличие большого периода сверхрешетки позволяет добиться малой ширины подзоны Ландау, удовлетворяющей ключевому для обсуждаемого эффекта критерию (5). Для проведения более подробного анализа эффекта конкретизируем задачу, рассмотрев сверхрешетку, образованную δ -легированными примесными слоями в полупроводниковом кристалле. В этом случае в соотношении (1) величина ε_0 — это энергия электрона в δ -слое примеси, a — период сверхрешетки, $A(a)$ — интеграл перекрытия волновых функций электронов, находящихся в соседних δ -слоях примеси, k — волновой вектор электрона в подзоне Ландау, направленный вдоль оси сверхрешетки. Как будет видно из дальнейших рассуждений, для реализации обсуждаемого эффекта необходимо, чтобы период сверхрешетки a существенно превышал атомарный период кристалла, что обеспечивает малость интеграла перекрытия $A(a)$ и корректность приближения сильной связи, использованного при выводе соотношения (1). При наличии квантующего магнитного поля H величина характерной энергии электрон-фононного взаимодействия [4] $\varepsilon_c = 2m(3\Xi^2/16\hbar\pi l_H^2 \lambda)^2$ (l_H — магнитная длина, m — эффективная масса электрона в направлении магнитного поля H), а межзонное расстояние ε_g есть расстояние между соседними подзонами Ландау $\hbar\omega_H$, где ω_H — циклотронная частота.

Пусть δ -легированные слои состоят из атомов, образующих мелкие примесные уровни в запрещенной

зоне полупроводникового кристалла. Параметры таких примесных атомов хорошо известны [7] и характеризуются энергией примесного уровня $\bar{\varepsilon}$ и радиусом локализации примесной волновой функции $r \sim \sqrt{\hbar^2/2m^*\bar{\varepsilon}}$, где m^* — эффективная масса носителя заряда в полупроводниковом кристалле. Поэтому при $r \lesssim a$ интеграл перекрытия волновых функций соседних δ -легированных слоев $A(a) \sim \bar{\varepsilon} \exp(-a/r)$, в связи с чем ширина подзоны Ландау $\Delta\varepsilon \sim \bar{\varepsilon} \exp(-a/r)$, а эффективная масса в подзоне вдоль оси сверхрешетки $m = \hbar^2/A(a)a^2 \sim (\hbar^2/a^2\bar{\varepsilon}) \exp(a/r)$. Поскольку период сверхрешетки существенно превышает атомарный период кристалла, упругие свойства сверхрешетки в основном определяются упругими свойствами исходного полупроводникового кристалла, благодаря чему $\bar{\varepsilon} \simeq \hbar c\pi/a$, где c — скорость звука в кристалле. С учетом вышеизложенного критерии (5)–(7) для сверхрешетки в квантующем магнитном поле принимают вид

$$(\bar{\varepsilon}a/\pi\hbar c) \exp(-a/r) < 1, \quad (8a)$$

$$0.5(3\Xi^2/16\pi l_H^2 \lambda \bar{\varepsilon})^2 \exp(2a/r) \ll 1, \quad (8б)$$

$$\exp(-\hbar\omega_H/T) \ll 1. \quad (8в)$$

Очевидно, что критерий отсутствия фононного рассеяния между подзонами Ландау (8в) фактически эквивалентен требованию того, чтобы магнитное поле H являлось квантующим. Действительно, для наблюдения квантования энергии электронов в магнитном поле необходимо, чтобы тепловое размытие энергетических уровней было существенно меньше расстояния между подзонами Ландау. Что же касается критериев (8a), (8б), то их выполнения всегда можно добиться, изготовив сверхрешетку с достаточно большим периодом a . Подставив в (8a)–(8в) характерные для полупроводниковых материалов значения $c \sim 10^6$ см/с, $\lambda \sim 10^{11}$ эрг/см³, $\Xi \sim 10^{-12}$ эрг, $r \sim 10^{-6}$ см, $\bar{\varepsilon} \sim 10^{-14}$ эрг, получим, что критерии исчезновения фононного рассеяния (8a)–(8в) могут выполняться в квантующем магнитном поле при $a \sim 10^{-6}$ см, что соответствует ширине сверхрешеточной зоны проводимости $\Delta\varepsilon \sim 10^{-3}$ эВ.

Список литературы

- [1] О.В. Кибис, М.В. Энгин. ФТП, **28**, 584 (1994).
- [2] О.В. Кибис. В кн.: *2-я Российская конференция по физике полупроводников*. Тезисы докладов (Зеленогорск, 1996) т. 2, с. 51.
- [3] М.Ф. Дейген, С.И. Пекар. ЖЭТФ, **21**, 803 (1951).
- [4] Л.С. Кукушкин. Письма ЖЭТФ, **7**, 251 (1968).
- [5] О.В. Кибис, В.С. Шадрин. ФТП, **21**, 185 (1987).
- [6] О.В. Кибис. ФТП, **29**, 125 (1995).
- [7] А.М. Стоунхэм. *Теория дефектов в твердых телах* (М., Мир, 1978) т. 2.

Редактор Л.В. Шаронова

Elimination of electron-phonon interaction in superlattices in a quantized magnetic field

O.V. Kibis

Novosibirsk State Technical University,
630092 Novosibirsk, Russia

Abstract The laws of energy and wave vector conservation set strict constraints on possible processes of electron-phonon interaction in superlattices embedded into a quantized magnetic field directed along a superlattice axis. If the width of the Landau subband is less than the maximum energy of acoustic phonon in the superlattice, then the single-phonon intraband scattering becomes impossible for all electron states in the considered subband. Thus the contribution of phonon scattering in the presence of a quantized magnetic field for superlattices having large periods may be neglected.

E-mail: kibis@ref.nstu.nsk.su