

# Терагерцовая генерация, обусловленная новыми эффектами в естественной сверхрешетке 6H-SiC

© В.И. Санкин<sup>†</sup>, А.В. Андрианов, А.О. Захарьин, А.Г. Петров

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,  
194021 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 10 июня 2014 г. Принята к печати 18 июня 2014 г.)

Показано, что в естественной сверхрешетке 6H-SiC существуют два параллельно действующих канала электролюминесценции в ТГц диапазоне: 1) узкие линии на частотах 1.6–2.3 ТГц и 2) более широкие линии на частотах около 3.25 ТГц. Первый канал объясняется переходами между локализованными состояниями ванье-штарковской лестницы (ВШЛ) в режиме блоховских осцилляций в первой мини-зоне зоны проводимости в точке М гексагональной зоны Бриллюэна. Вторая область предположительно вызвана переходами между ванье-штарковскими лестницами, образованными в результате смешивания электрическим полем вырожденных состояний зоны проводимости в точке К гексагональной зоны Бриллюэна. Минимум зоны проводимости в точке К расположен на 100–200 мэВ выше минимума зоны проводимости в точке М.

## 1. Введение

С того момента, как почти 100 лет тому назад была теоретически сформулирована идея о необычном превращении в электрическом поле монотонного поступательного движения электрона в осцилляционное, не прекращалась интенсивная экспериментальная работа по обнаружению эффектов, обусловленных этим явлением, получившим название блоховские осцилляции (БО). Основные эффекты, как следствие этого явления: отрицательная дифференциальная проводимость и терагерцовое (ТГц) излучение.

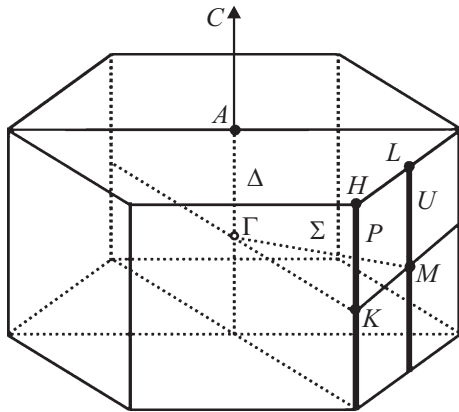
В 70-х годах была предложена и реализована революционная технология молекулярно-лучевой эпитаксии для создания искусственных сверхрешеток (ИСР) GaAs–AlGaAs, с помощью которых надеялись обнаружить эффекты, связанные с БО [1]. Реализация столь дорогостоящего проекта в полупроводниковой технологии свидетельствовала о большом научном значении обнаружения явления БО. Усилия большого числа исследовательских групп были мотивированы и фундаментальной стороной данного вопроса, и практическим следствием, а именно генерацией электромагнитного излучения в субтерагерцовой и ТГц областях.

В 90-х годах появился ряд сообщений о наблюдении БО, в том числе в опытах, связанных с терагерцовым излучением в ИСР при межзонном фотовозбуждении ультракороткими лазерными импульсами (см., например, [2]). Мы разделяем мнение, высказанное в [3], о том, что в этих опытах наблюдался эффект, внешне похожий на БО, а именно квантовые биения, обусловленные спецификой межзонного фотовозбуждения системы ультракороткими лазерными импульсами. В работе [3] также была предпринята попытка получить ТГц излучение при электрическом возбуждении ИСР, которая не увенчалась успехом. Скорее всего, рассеяние электронов на интерфейсах гетерограниц и на флуктуациях периодичности ИСР не позволило наблюдать

эффект БО, поскольку длина локализации электрона, как правило, больше периода сверхрешеток. Необходимо подчеркнуть, что первое экспериментальное наблюдение ТГц излучения, обусловленного БО эффектом при чисто электрическом возбуждении, было продемонстрировано на естественных сверхрешетках карбида кремния [4,5].

Кристаллы гексагонального H (ромбоэдрического R) карбида кремния, так называемые политипы, обладают сверхпериодичностью вдоль оси кристалла C или естественной сверхрешеткой (ЕСР). Данные исследований фононного спектра вдоль оси C показали [6], что ветви фононного спектра политипа 6H-SiC имели расщепления в точках, где волновой вектор в координатах расширенной зоны соответствовал величинам  $2\pi/c$ ,  $4\pi/c$ ,  $6\pi/c$ , т.е. в точках, отстоящих друг от друга на  $2\pi/c$ . Естественно предположить, что существует и электронный сверхпотенциал и  $d = c/2$  есть период такого сверхпотенциала и соответственно естественной сверхрешетки [6]. Хотя природа сверхпотенциала в политипах SiC не столь очевидна, как в ИСР, результаты экспериментальных исследований транспорта в сильном электрическом поле показали наличие отчетливо выраженной мини-зонной структуры электронного спектра в семи политипах SiC и отрицательной дифференциальной проводимости в 4H-, 6H-, 8H-SiC [7]. Благодаря этим работам были получены такие важные параметры мини-зонного спектра в 6H-SiC, как ширина первой мини-зоны  $\sim 256$  мэВ, зазор между первой и второй мини-зонами  $\sim 176$  мэВ [8] и скорости мини-зонного дрейфа [9]. Более поздние результаты теоретического анализа показали наличие мини-зонного спектра в нескольких политипах SiC [10,11]. Теоретико-групповой анализ показал, что мини-зонная структура есть некая уникальность политипов карбида кремния среди других сверхпериодичных кристаллов, например ZnS, и связана она с определенной симметрией локализации минимума зоны проводимости в SiC, в частности с осью M-L ( $U$ ) (рис. 1) гексагональной зоны Бриллюэна (ЗБ) [12]. Отсутствие гетерограниц и интерфейсов является фундаментальным

<sup>†</sup> E-mail: sankin@mail.ioffe.ru



**Рис. 1.** Схематическое изображение первой зоны Бриллюэна  $6H$ -SiC. Ось  $C$  — гексагональная ось и одновременно ось естественной сверхрешетки  $6H$ -SiC.

свойством естественных сверхрешеток (ЕСР), самоорганизующихся в процессе роста кристаллов SiC. Поэтому ЕСР представляют собой идеальный объект для обнаружения ТГц излучения в режиме БО. В данной работе проведены экспериментальные и теоретические исследования ТГц излучения, вызванного режимом БО в  $6H$ -SiC; сообщается о наблюдении новых особенностей в ТГц излучении, проявляющихся в сильных полях и обусловленных спецификой зонной структуры карбида кремния.

## 2. Методика эксперимента

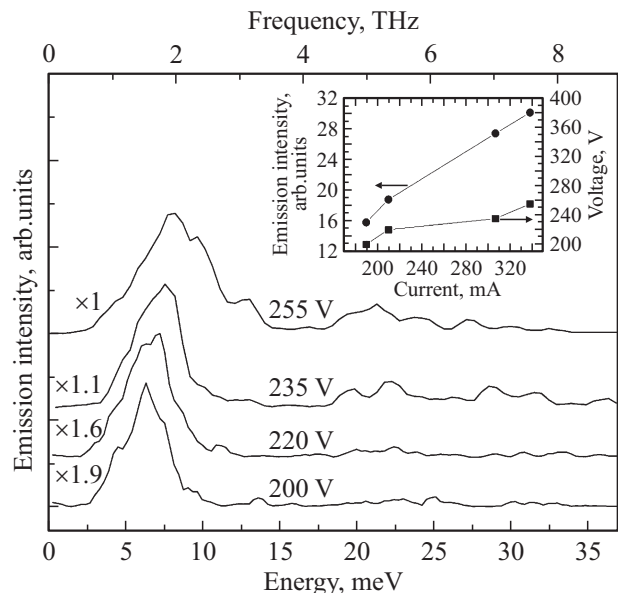
Основные эксперименты были выполнены на диодных  $n^+ - n^- - n^+$ -структурах  $6H$ -SiC. Биполярные транзисторные структуры  $n^+ - p^- - n^+$ , электрические свойства которых имеют ряд преимуществ [8,9], также были опробованы в данной работе. Базовые  $n^-$ -слои с концентрацией  $N_d - N_a \approx 10^{15} - 10^{17} \text{ см}^{-3}$  и разной толщиной от 2 до 4 мкм были выращены методом сублимации на плоскости (0001)  $6H$ -SiC подложек Лэли. Концентрация  $N_d - N_a$  в подложке ( $n^+$ -область) составляла порядка  $2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ , а ее толщина 200 мкм. Верхний  $n^+$ -контактный слой с концентрацией  $N_d - N_a \geq 10^{19} \text{ см}^{-3}$  создавался на  $n^-$ -слое путем имплантации ионов азота с последующим отжигом. На  $n^+ - n^- - n^+$ -структурах путем фотолитографии и сухого травления формировались мезаструктуры с площадью порядка  $S_1 = (2-3) \cdot 10^{-5} \text{ см}^2$ . В качестве контактов к  $n^+$ -областям использовался отожженный при  $900^\circ\text{C}$  никель толщиной 0.2–0.3 мкм. Изолирующий слой на верхней поверхности подложки и на периферии мезаструктур был образован облучением протонами. Электрическое поле прикладывалось вдоль оси ЕСР, т.е. нормально к поверхности подложки. Пластика приклеивалась тонким слоем клея БФ-6 на изолирующую теплопроводящую подложку  $p$ -SiC стороной, на которой

размещались мезаструктуры для улучшения теплоотвода от базового слоя мезаструктуры.

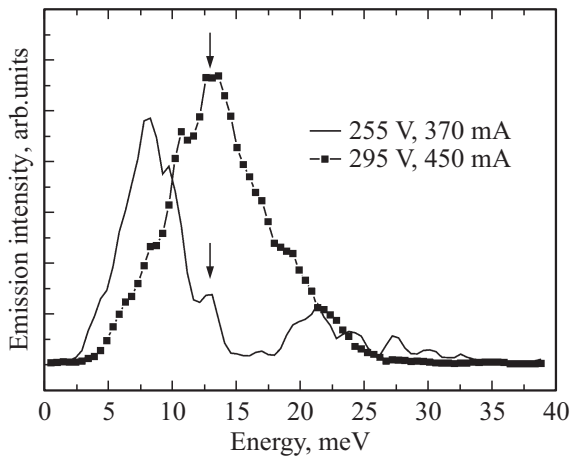
Исследуемые образцы размещались на хладопроводе гелиевого оптического криостата, температура которого составляла  $\sim 7\text{K}$ . На образцы подавалось смещение в виде пачек из 7 прямоугольных импульсов, каждый длительностью порядка 1.0 мкс, длительность отдельной пачки 6.7 мс и частота следования пачек 75 Гц. ТГц излучение регистрировалось через подложку в направлении по нормали к ее поверхности в пределах пространственного угла  $\sim 30^\circ$ . Спектральные измерения проводились с разрешением 0.6 мэВ с использованием step-scan фурье-спектрометра, оптимизированного для ТГц измерений [13,14]. ТГц сигнал измерялся охлаждаемым жидким гелием кремниевым болометром методом синхронного детектирования на частоте следования пачек импульсов.

## 3. Экспериментальные результаты и их обсуждение

На рис. 2 приведены спектры ТГц электролюминесценции (ЭЛ) ЕСР  $6H$ -SiC структуры при нескольких значениях амплитуды напряжения смещения на экспериментальной мезаструктуре. Электроны в активную  $n^-$ -область инжектировались из верхнего  $n^+$ -контактного слоя после пробоя доноров в этом слое, что определяло пороговый характер вольт-амперных характеристик структур  $6H$ -SiC (см. вставку на рис. 2) [5]. При напряжении смещения 195–200 В ток в структуре



**Рис. 2.** Спектры ТГц излучения  $6H$ -SiC  $n^+ - n^- - n^+$ -структуры при различных напряжениях смещения на структуре.  $T \sim 7\text{K}$ . На вставке приведены ВАХ структуры и зависимость интенсивности ТГц излучения от тока. Спектры излучения нормированы на спектральную чувствительность измерительной системы и сдвинуты по вертикали для ясности.



**Рис. 3.** Спектры ТГц излучения 6H-SiC  $n^+ - n^- - n^+$ -структуры при двух амплитудах напряжения смещения 255 и 295 В. Указаны также амплитудные значения токов. Стрелками отмечены линии с энергией порядка 13 мэВ, обсуждаемые в тексте.

достигал приемлемого значения, при котором становилась возможной регистрация спектра ТГц излучения. Спектр излучения при напряжении 200 В представляет собой одиночную симметричную линию, с максимумом при 6.4 мэВ (1.55 ТГц) (рис. 2). Энергия в максимуме соответствует базовому соотношению для БО  $E_m = eFd$ , из которого при  $d = 7.5 \text{ \AA}$  (период ЕСР в 6H-SiC) определяется пороговое поле БО  $F = 8.5 \cdot 10^4 \text{ В/см}$ . Здесь уместно подчеркнуть, что значение порогового поля отрицательной дифференциальной проводимости при  $T = 300 \text{ К}$   $F_i = 1.5 \cdot 10^5 \text{ В/см}$  [7] хорошо согласуется с указанным выше значением поля, учитывая увеличение времени рассеяния при переходе от комнатной температуры к гелиевой. Подчеркнем, что на активной области структуры толщиной 2–3 мкм падает напряжение порядка 20 В, т.е. лишь 10% от общего напряжения на структуре. Основное напряжение около 175–180 В падает на подложке. Спектральные кривые при увеличении приложенного напряжения смещаются в высокочастотную область пропорционально приложенному напряжению, что согласуется с режимом БО. Смещение энергии максимума составляет около 1.5 мэВ (0.375 ТГц) при изменении напряжения смещения от 200 до 255 В. Ширина линии ТГц излучения остается практически постоянной и равной  $\sim 2.9 \text{ мэВ}$  (0.7 ТГц) при изменении напряжения смещения от 200 до 240 В, что свидетельствовало о приемлемой однородности электрического поля. Интенсивность излучения росла пропорционально с ростом тока (см. вставку на рис. 2). Возрастание ширины линии излучения наблюдается только при напряжениях выше 250 В, что может быть вызвано влиянием разогрева решетки. Необходимо отметить, что в спектре излучения уже при 255 В обнаруживается небольшой пик дополнительной линии, резко смещенный в сторону большей энергии: при  $\sim 13 \text{ мэВ}$  (3.15 ТГц) (рис. 2). В дальнейшем, чтобы различать линии, обусловленные

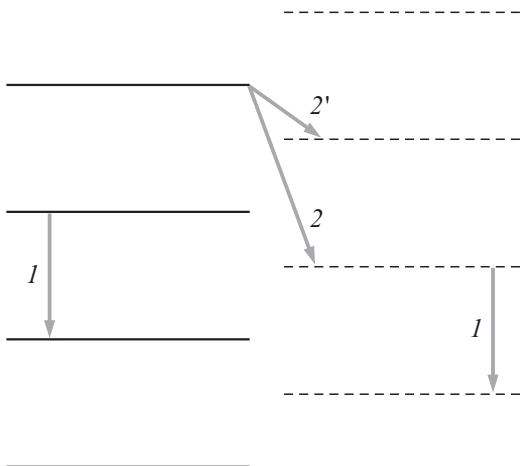
БО, в области 6.4–8.3 мэВ и линии вблизи 13 мэВ, мы будем их называть 1 и 2 соответственно. Уже при следующем напряжении 295 В на спектральной кривой (рис. 3) наблюдается гигантский рост интенсивности этой спектральной линии с током, примерно как  $P \propto I^7$ , и данная линия становится доминирующей в спектре. Энергия максимума линии 2 почти в 1.6 раза больше аналогичного значения энергии линии 1 при близком значении напряжения смещения 255 В. Заметим при этом, что спектральное положение максимума линии 2 при напряжениях смещения 255 и 295 В практически одинаково. Увеличение полной ширины спектра ТГц излучения при переходе от 255 к 295 В может быть объяснено в большей степени суперпозицией двух линий при 9.3 мэВ (экстраполированное значение энергии максимума линии 1 при напряжении 295 В) и 13 мэВ, чем естественным уширением за счет поля и тепла. Следует отметить, что ширина линии 2 (при 13 мэВ), которая доминирует в спектре излучения при напряжении выше 295 В, почти в 1.7 раза больше ширины линии 1. Интегральная мощность ТГц излучения при 295 В составляет около  $P = 4 \cdot 10^{-5} \text{ Вт}$ . Оценка мощности теплового излучения черного тела с площадью, равной площади исследуемой структуры, с максимумом спектра излучения около 13 мэВ и соответственно температурой около 30 К дает несопоставимо меньшее значение ( $P \approx 10^{-10} \text{ Вт}$ ). Отметим, что величина квантового выхода для спектральных линий в области напряжений 200–240 В хорошо согласуется с теоретическим значением для электронных оптических переходов в режиме БО для ЕСР SiC, полученным в [5].

Как показали исследования поляризации, проведенные на специальных структурах с выводом излучения не через подложку, а в направлении, перпендикулярном оси С и полю F, данное излучение характеризуется преимущественно линейной поляризацией излучения со степенью поляризации больше 50% вдоль оси естественной сверхрешетки, что согласуется с требованием режима БО.

Появление быстрорастущего пика при  $h\nu \approx 13 \text{ мэВ}$  можно объяснить особенностями энергетического минизонного спектра ЕСР 6H-SiC, которые проявляются при воздействии сильного электрического поля.

Известно, что энергетический минимум в зоне проводимости для политипа 6H-SiC расположен в  $k$ -пространстве в точке М [10,15] на линии U, параллельной оси С гексагональной ЗБ (рис. 1). Электрическое поле в условиях эксперимента также направлено вдоль оси С. В полях, напряженность которых ниже определенного значения, энергия максимума спектра ТГц излучения лежит в области, близкой к энергии  $h\nu = eFd$ . Этот результат находится в хорошем соответствии с теорией, построенной в допущении, что оптические переходы происходят между ванье-штарковскими состояниями, расположенными на линии U зоны Бриллюэна.

Целый ряд свойств линии 2 (спектральное положение максимума, характер изменения интенсивности с током,



**Рис. 4.** Схематическая картина излучательных переходов внутри одной ванье-штарковской лестницы (переходы типа 1) и переходов между состояниями, соответствующими различным ванье-штарковскими лестницам (переходы типа 2 и 2'), образующимися в сильном поле из смешанных состояний в точке К или линии К–Н зоны Бриллюэна. Заметим, что, как показывает анализ, интенсивность ТГц излучения, вызванного переходами типа 2', значительно слабее в сравнении с излучением за счет переходов типа 2.

большая ширина линии, слабая зависимость ее положения от напряжения смещения) не позволяют, в отличие от линий 1, объяснить ее генезис на основе оптических переходов внутри состояний ванье-штарковской лестницы (ВШЛ), связанной с линией  $U$  (M-L), где локализован абсолютный минимум зоны проводимости. Более того, линия 2 не может быть объяснена оптическими переходами в режиме БО внутри любой другой ВШЛ, связанной с какой-либо иной линией ЗБ, параллельной оси  $C$ , поскольку спектральные линии таких переходов практически должны быть идентичны линиям 1.

Очевидно, что увеличение напряженности электрического поля приводит к разогреву электронного газа в такой системе. В условиях ванье-штарковской локализации разогрев электронов контролируется взаимодействием с фононами. При этом, как было показано в статье [5], интенсивность испускания фононов локализованными электронами должна расти с полем, как  $F^{5/2}$ . Это теоретическое предсказание подтверждается экспериментальной зависимостью тока в системе от напряжения смещения [5]. Из-за квантования состояний в направлении гексагональной оси кристалла  $C$  электронный разогрев происходит в меру рассеяния электронов на фононах в направлении, *поперечном* оси  $C$ . Электроны не могут иметь импульс, близкий к оси гексагональной симметрии зоны Бриллюэна (энергия электронов на линии  $\Delta$  превышает энергию электронов на линии  $U$  более чем на один эВ, согласно [11]), но линия  $P$  (К–Н) (рис. 1) лежит по энергии ненамного выше линии  $U$  и электроны, разогреваясь в поперечном направлении относительно оси  $C$  гексагональной ЗБ, имеют воз-

можность увеличить полную энергию и оказаться на линии  $P$ . На линии  $P$  также образуется мини-зонная структура, однако, в отличие от линии  $U$ , мини-зоны здесь имеют малую ширину, а энергетическая щель между мини-зонами имеет величину менее 100 мэВ. Подчеркнем, что по данным [11] спектр по линии  $P$  состоит из 4 практически вырожденных энергетических ветвей. Как показывают наши расчеты, результаты которых будут опубликованы в отдельной статье, в сильном электрическом поле все эти состояния смешиваются и расщепляются, что приводит к появлению нескольких штарковских лестниц с малым энергетическим зазором между ними. Между состояниями в таких лестницах возможны оптические переходы, которые в упрощенном виде показаны на рис. 4 (переходы типа 2 и 2') и которые, весьма вероятно, формируют спектральный состав линии 2. Расчеты показывают, что оптические переходы в такой системе имеют относительно большую интенсивность, чем на линии  $U$ . Все это, по нашему мнению, и приводит к появлению мощной линии 2 в наблюдаемых спектрах излучения при высоком напряжении смещения. Вышеотмеченный суперлинейный рост интенсивности ТГц излучения на линии 2 с током может быть объяснен ростом заселенности состояний в побочном минимуме зоны проводимости, расположенном в точке К, за счет разогрева электронов полем, а также возможным вкладом прямой резонансной инжекции электронов из  $n^+$ -области структуры при соответствующем смещении  $n^+ - n^-$ -контакта рабочей  $n^+ - n^- - n^+$ -структуры в мини-зоны, связанные с точкой К. Линия 2 представляет собой сложное образование, скорее всего, являющееся результатом нескольких типов переходов разной интенсивности, что в результате приводит к значительному уширению линии излучения 2 и слабому высокочастотному сдвигу ее максимума с ростом поля.

#### 4. Заключение

Таким образом, впервые за почти столетнюю историю интенсивных исследований, нацеленных на обнаружение блоховских осцилляций, многолетней острейшей дискуссии о возможности существования ванье-штарковской локализации в кристаллах (см., например, [16,17]), режим блоховских осцилляций реализован в естественной сверхрешетке  $6H-SiC$  на линии M-L ( $U$ ), параллельной оси  $C$  ЗБ: открыто интенсивное ТГц излучение (линии 1), обусловленное переходами внутри ванье-штарковской лестницы, обладающее всеми признаками, присущими режиму блоховских осцилляций.

Кроме того, показано, что в ЕСР  $6H-SiC$  существуют излучательные механизмы, которые, вероятно, вызывают оптические переходы между ванье-штарковскими лестницами. Для реализации указанных механизмов весьма подходит система вырожденных состояний энергетического спектра на линии К–Н ( $P$ ), параллельной оси  $C$  ЗБ  $6H-SiC$ , где в сильном электрическом поле

вышеназванные состояния смешиваются, что приводит к появлению нескольких ВШЛ с малым энергетическим зазором между ними.

В результате можно констатировать, что ЕСР 6H-SiC является источником перестраиваемой напряжением электролюминесценции в виде сравнительно узких линий в частотном диапазоне 1.6–2.3 ТГц (линия 1) и более широкополосной электролюминесценции на частотах около 3.2 ТГц (линия 2).

Мы благодарим П.П. Шкребия, М.А. Остроумова и А.А. Лепневу за помощь при подготовке и проведении данной работы.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты 13-02-00238 и 14-02-00121, а также ряда специальных программ Президиума РАН).

## Список литературы

- [1] L. Esaki, R. Tsu. IBM J. Res. Dev., **14**, 61 (1970).
- [2] C. Washke, H.G. Roskos, R. Schwedler, K. Leo, H. Kurtz, K. Kohler. Phys. Rev. Lett., **70**, 3319 (1993).
- [3] A. P. Voisin. Ann. Phys. Fr., **22**, 681 (1997).
- [4] В.И. Санкин, А.В. Андрианов, А.О. Захарьин, А.Г. Петров. Письма ЖЭТФ, **94**, 393 (2011).
- [5] V.I. Sankin, A.V. Andrianov, A.G. Petrov, A.O. Zakhar'in. Appl. Phys. Lett., **100**, 111 109 (2012).
- [6] W.J. Choyke, Lyle Patrick. Phys. Rev., **127**, 1868 (1962).
- [7] V.I. Sankin, I.A. Stolichnov. Superlat. Microstruct., **23**, 999 (1998).
- [8] V.I. Sankin. Superlat. Mikrostruct., **18**, 309 (1995).
- [9] В.И. Санкин, А.А. Лепнева. ФТП, **34**, 831 (2000).
- [10] H.-E. Nilsson, M. Hjeltn, C. Frojdh, C. Persson, U. Sannemo, C.S. Petersson. J. Appl. Phys., **86**, 965 (1999).
- [11] A. Laref, S. Laref. Phys. Status Solidi B, **245** (1), 89 (2008); V.I. Sankin, A.V. Andrianov, A.G. Petrov, A.O. Zakhar'in. Appl. Phys. Lett., **100**, 111 109 (2012).
- [12] P.J. Colwell, M.V. Klein. Phys. Rev. B, 498 (1972); В.И. Санкин. ФТТ, **15**, 961 (1973).
- [13] Н.Н. Зиновьев, А.В. Андрианов, В.Ю. Некрасов, Л.В. Беляков, О.М. Сресели, G. Hill, J.M. Chamberlain. ФТП, **36**, 234 (2002).
- [14] А.В. Андрианов, А.О. Захарьин, И.Н. Ясиевич, Н.Н. Зиновьев. Письма ЖЭТФ, **79**, 448 (2004).
- [15] P.J. Colwell, M.V. Klein. Phys. Rev. B, **6**, 498 (1972); В.И. Санкин. ФТТ, **15**, 961 (1973).
- [16] D. Emin, C.F. Hart. Phys. Rev. B, **36**, 7353 (1987).
- [17] A. Rabinovitch, J. Zak. Phys. Rev. B, **4**, 2358 (1971); L. Kleinman. Phys. Rev. B, **41**, 3857 (1990).

Редактор Т.А. Полянская

## Terahertz generation caused by new effects in 6H-SiC natural superlattice

V.I. Sankin, A.V. Andrianov, A.O. Zakhar'in, A.G. Petrov

Ioffe Physicotechnical Institute,  
Russian Academy of Sciences,  
194021 St. Petersburg, Russia

**Abstract** There are two parallel channels of the terahertz electroluminescence: 1) narrow lines at 1.6–2.3 THz and 2) more wide lines at 3.15 THz. The first emission channel is explained by the transitions between localized states in the Wannier–Stark ladder (WSL) at Bloch oscillations regime in the first minizone with minimum at point M of the hexagonal Brillouin zone (HBZ). Presumably, the second emission channel is caused by transitions between WSLs which are created by electric field mixing of degenerate states in K of HBZ. The minimum in K located on 100–200 meV higher than at point M.