Характеристики тока, протекающего через полупроводниковую сверхрешетку, при различной локализации дефекта решетки

А.О. Сельский,* О.И. Москаленко,† А.А. Короновский[‡]

Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н.Г.Чернышевского, институт физики, кафедра физики открытых систем.

Россия, 410012, Саратов, Астраханская, д. 83 (Поступила в редакцию 06.10.2022; подписана в печать 14.10.2022)

(поступила в редакцию 00.10.2022, подписана в печать 14.10.2022)

В работе рассмотрено, как изменяются амплитуда и частота колебаний тока, а также форма колебаний тока при изменении локализации колебаний ширины проводящей минизоны. Полупроводниковые сверхрешетки в режиме генерации флуктуаций тока демонстрируют частоты до нескольких десятков гигагерц, что делает их перспективными передатчиками в инфокоммуникационных системах передачи данных. В данной работе показано, что локализация флуктуации ширины проводящей минизоны сильно влияет на характеристики тока, при этом влияние локализации флуктуации в случае наличия наклонного магнитного поля и без него существенно различается. Показано, что изменение ширины минизоны в последнем слое структуры положительно влияет на колебательные характеристики тока, протекающего через сверхрешетку в отсутствии магнитного поля и отрицательно в присутствии наклонного магнитного поля.

РАСS: 72.20.Ht, 05.45.-а, 73.21.-b. УДК: 537.86, 577.35 Ключевые слова: полупроводниковые сверхрешетки, дефекты структуры, СВЧ-электроника.

введение

В настоящей работе рассматривается влияние положения дефекта структуры на характеристики тока в полупроводниковой сверхрештке — сложной наноструктуре, состоящей из нескольких чередующихся тонких (~ 10 нм) слоев различных полупроводниковых материалов [1, 2]. Данная структура является удобной моделью для изучения различных квантовомеханических эффектов [3, 4] и перспективным элементом генераторов субтерагерцового диапазона [5, 6]. Одним из способов приложения полупроводниковых сверхрешеток в СВЧ-электронике является использование коллективной динамики электронов при приложении к сверхрешетке постоянного напряжения, поскольку в этом случае в структуре могут образовываться пространственно-временные электронные структуры, называемые доменами (по аналогии с доменами в диоде Ганна [7, 8]). Прохождение доменов через полупроводниковую сверхрешетку приводит к возникновению колебаний тока, протекающего через структуру, частота которых составляет, как правило, несколько десятков гигагерц [9, 10]. Следует отметить, что в настоящее время все больше внимания исследователи уделяют рассмотрению транспорта электронов через полупроводниковую сверхрешетку с позиций нелинейной динамики. Это позволяет выявлять и объяснять различные эффекты, наблюдающиеся в исследуемой системе [9-13], особенно в присутствии наклонного магнитного поля. Более того, ранее было показано, что наклонное магнитное поле часто оказывает стабилизирующее влияние (препятствует изменению формы, амплитуды и частоты колебаний) на колебания тока в полупроводниковой сверхрешетке под влиянием температуры [13], межминизонного туннелирования [14] и изменения вдоль решетки концентрации легирующей примеси [15].

Важным фактором при создании полупроводниковых гетероструктур является возникновение большого числа различных пространственных неоднородностей (например, случайных флуктуаций концентрации легирующей примеси [16, 17]), которые оказывают влияние на характеристики сверхрешетки. Помимо случайных флуктуаций возможно целенаправленное изменение концентрации легирующей примеси для улучшения характеристик прибора [18, 19]. В рамках настоящей статьи будут рассматриваться не малые случайные флуктуации во всех слоях сверхрешетки, а большой дефект в одном из слоев. Подобное исследование для возмущения концентрации легирующей примеси описано в работах [15, 18, 19], тогда как в настоящей статье в качестве дефекта структуры решетки будет рассматриваться изменение на 20% ширины проводящей минизоны — одной из ключевых характеристик полупроводниковой сверхрешетки в режиме работы транспорта электронов вдоль структуры.

1. МОДЕЛЬ

Ток, протекающий через полупроводниковую сверхрешетку, рассчитывается из решения системы уравнений [2], представленной ниже. Для удобства численного счета уравнения приводятся в дискретном виде. Для этого структура разбита на большое число малых слоев, так чтобы на каждый период решетки приходилось порядка 30-40 слоев [20]. Система состоит из

^{*} selskiiao@gmail.com

[†] o.i.moskalenko@gmail.com

[‡] alexey.koronovskii@gmail.com

уравнения непрерывности:

$$e\Delta x \frac{dn_m}{dt} = J_{m-1} - J_m, \quad m = 1\dots N, \tag{1}$$

где n_m — концентрация в *m* слое; J_m — плотность тока, протекающая через границу *m* слоя; $\Delta x=0.24$ нм ширина элементарного слоя; *e* — заряд электрона; N — количество дискретных слоев. Из этого уравнения можно найти приращение по времени для концентрации электронов, если известна текущая плотность тока во всех слоях. Помимо него используется уравнение Пуассона:

$$F_{m+1} = \frac{e\Delta x}{o_r} (n_m - n_D) + F_m, \quad m = 1...N,$$
 (2)

где F_m — напряженность электрического поля в m слое; $n_D = 3\Delta 10^{22}$ м⁻³ — равновесная концентрация электронов; ε_0 и $\varepsilon_r = 12.5$ — абсолютная и относительная электрические проницаемости. Уравнение Пуассона позволяет найти напряженность электрического поля, если известна концентрация во всех слоях структуры. Также необходимо включить в систему уравнение непрерывности:

$$J_m = en_m v_d(\overline{F_m}),\tag{3}$$

где $v_d(\overline{F_m})$ — зависимость дрейфовой скорости от напряженности электрического поля. Данная зависимость имеет разный вид для разных внешних воздействий, однако, если не учитывать возможность межминизонного туннелирования, не вводить наклонное магнитное поле и считать температуру близкой к абсолютному нулю, зависимость принимает относительно простой вид [4]:

$$v_d = \frac{d\Delta}{2\hbar} \frac{\tau \omega_B}{(1 + \tau^2 \omega_B^2)}, \quad \omega_B = \frac{eFd}{\hbar}, \tag{4}$$

где Δ — ширина минизоны, au — время рассеяния, *ω*_{*B*} — частота блоховских колебаний. В настоящей работе помимо такого простого случая рассматривается присутствие наклонного магнитного поля с индукцией и углом наклона B = 15 Тл, $\theta = 40^{\circ}$ соответственно. Электрическое поле направленно вдоль оси сверхрешетки, магнитное поле направлено навстречу электрическому под углом θ к оси сверхрешетки [13]. Введение в рассмотрение магнитного поля приведет к изменению профиля дрейфовой скорости и появлению дополнительных резонансных пиков [2]. Для этого случая зависимость дрейфовой скорости от напряженности электрического поля была рассчитана численно, как в [13]. Для расчета дрейфовой скорости решаются уравнения движения относительно импульса электрона с учетом влияния продольного электрического и наклонного магнитного полей.

Если известна зависимость дрейфовой скорости, можно решать данную самосогласованную систему уравнений следующим образом: по напряжению, приложенному к сверхрешетке, находятся напряженности электрического поля; зная их можно определить плотности тока, из которых рассчитываются концентрации электронов в следующий момент времени, что позволяет определить напряженности электрического поля (с учетом приложенного постоянного напряжения). Такой цикл повторяется снова, делая новые итерации по времени. При этом плотность тока в нулевом слое при дискретизации всегда определяется следующим образом: $J_0 = \sigma F_0$. Здесь $\sigma = 3788 \text{ См}^{-1}$ — проводимость контакта. Напряженность электрического поля F_0 может быть найдена из уравнения Кирхгофа

$$V = U + \frac{x}{2} \sum_{m=1}^{N} (F_m + F_{m+1}),$$
 (5)

где V — напряжение, приложенное к сверхрешетке, U — падение напряжения на контактах. В соответствии с [12], падение напряжения на контактах определяется соотношением:

$$U = F_0 \left(\Delta x_l - \Delta x_s \right) + F_0 \left(\Delta x_l - \Delta x_q \right) + F_1 \Delta x_s + F_{N+1} \Delta x_q - \frac{e n_0 (\Delta x_q)^2}{2_{0r}} + F_0 S R_c, \quad (6)$$

Здесь $\Delta x_l = 50$ нм — длина контактов, Δx_s и Δx_q — протяженность областей повышенной и пониженной концентрации электронов вблизи контактов, $n_0 = 3 \times 10^{23} \text{ м}^{-3}$ — концентрация электронов в контактном слое, $S = 5 \times 10^{-10}$ м² — площадь контакта, $R_c = 17$ Ом — контактное сопротивление с учетом сопротивления измерительной линии. Все приведенные значения брались для реальной полупроводниковой сверхрешетки, для которой период решетки составлял d=8.3 нм. При моделировании за основу была взята структура из двух слоев GaAs и центрального InAs, в котором потенциальная энергия электронов ниже [5]. Что бы избежать учета температурных эффектов было выбрано значение T = 4.2 К. При этих условиях частота генерации колебаний тока с ростом напряжения изменяется от 50 до 10 ГГц без магнитного поля, и от 75 до 15 ГГц в присутствии наклонного магнитного поля.

Ток, протекающий через структуру, можно найти по формуле:

$$I(t) = \frac{S}{N+1} \sum_{m=0}^{N+1} J_m,$$
(7)

данная величина соответствует той, что можно измерить в эксперименте.

В рамках данной статьи исследуется влияние положения дефекта решетки — изменения ширины минизоны — на характеристики тока, протекающего через структуру. В связи с этим модель должна также позволять легко изменять значение ширины минизоны в отдельных слоях структуры. Как видно из уравнений (1)-(3) прямой зависимости от значения ширины минизоны нет. Она прячется в уравнении (4) для



Рис. 1. Зависимость среднего тока, протекающего через полупроводниковую сверхрешетку, от напряжения, приложенного к ней при разных параметрах магнитного поля (*a*, *б* — магнитного поля нет, *в*, *г* — в присутствии наклонного магнитного поля) при различных значениях (*a*, *в* — ширина минизоны в одном из слоев уменьшена на 20%, *б*, *г* — увеличена на 20%) и локализации (красная линия — изменения в первом слое, зеленая линия — в последним, черная линия — одинаковые значения ширины минизоны во всех слоях сверхрешетки) изменения ширины минизоны

дрейфовой скорости. Будем считать в рамках данной работы, что в одном из слоев сверхрешетки появился дефект структуры, из-за чего значение ширины проводящей минизоны в нем увеличилось или уменьшилось на 20%, тогда как другие параметры и ширина минизоны в прочих слоях остались неизменными. Тут имеется в виду реальный слой сверхрешетки, включающий 30 элементарных слоев Δx , которые используются для расчета в уравнениях (1)–(3).

Таким образом, было сформировано 6 файлов с зависимостями дрейфовой скорости от напряженности электрического поля (так как аналитическую форму зависимости можно получить только для случая без магнитного поля): с нормальным значением ширины минизоны, с увеличенным на 20%, уменьшенным на 20% для двух случаев — с наклонным магнитным полем и без него. Для всех слоев кроме одного использовались зависимости без изменения значения ширины минизоны, а для одного слоя использовались файлы с уменьшенным/увеличенным значением ширины минизоны. При перемещении данного слоя вдоль структуры рассчитывался ток, протекающий через полупроводниковую сверхрешетку, при различных напряжениях, приложенных к ней.

2. ТОК ПРИ РАЗЛИЧНОЙ ЛОКАЛИЗАЦИИ ДЕФЕКТА РЕШЕТКИ

Как правило, основным инструментом в исследовании тока, протекающего через полупроводниковую сверхрешетку, становится зависимость среднего тока от напряжения. Данная зависимость удобна, так как связана с наблюдаемой в реальных экспериментах вольт-амперной характеристикой. Пример построенной зависимости среднего тока от напряжения, приложенного к структуре, можно видеть на рис. 1.

На зависимостях хорошо виден падающий участок. Именно он соотносится с генерацией колебаний тока в полупроводниковых сверхрешетках. Важным параметром становится напряжение, при котором начинается генерация колебаний тока. На рис. 1 приведены зависимости среднего тока от напряжения при различной локализации возмущения и различных параметрах наклонного магнитного поля. Анализируя эти графики, можно прийти к выводу что положение дефекта решетки, вызывающего изменение ширины минизоны, чрезвычайно важно, особенно для случая без наклонного магнитного поля. Как правило, нахождение дефекта решетки вблизи начала структуры сильно изменяет форму зависимости среднего тока от напряжения и значение напряжения, при котором начинается гене-



Рис. 2. Реализации тока, протекающего через сверхрешетку, в отсутствии магнитного поля для различных локализаций дефекта решетки: *a*, *c* – в начале структуры, *б*, *д* – в середине структуры, *в*, *e* – в конце структуры. Рисунки *a*, *б*, *в* – дефект представляет собой уменьшение ширины минизоны на 20%, рисунки *c*, *д*, *e* – дефект представляет собой увеличение ширины минизоны на 20%.

рация колебаний тока. Тогда как нахождение дефекта решетки вблизи окончания структуры форму почти не изменяет. Особенно это заметно в случае отсутствия наклонного магнитного поля.

Вблизи начала генерации колебаний тока амплитуда колебаний, как правило, очень мала, а частота максимальна (и может достигать субтерагерцового диапазона), с дальнейшим ростом напряжения частота уменьшается, а амплитуда растет. Чаще всего после изменения на 0.1 В от критического напряжения характеристики колебаний тока начинают изменяться меньше, что позволяет говорить о некотором установлении колебаний тока. Построив зависимости среднего тока от напряжения и определив значения напряжения, при котором начинается генерация колебаний, V_C, можно построить для значений напряжения V_C = +0.1 В реализации тока и рассмотреть, как влияет положение дефекта решетки на характеристики колебаний тока и форму колебаний. Реализации для случая без магнитного поля, построенные для напряжений на 0.1 В превышающих критические и при разных положениях дефекта решетки, показаны на рис. 2.

На рис. 2 вверху показан случай, когда дефект расположен в начале структуры, затем в середине и внизу, когда дефект располагается в конце структуры. Слева при уменьшении ширины запрещенной зоны, а справа при увеличении. По реализациям амплитуду и частоту можно оценить весьма условно. Дело в том, что ток вблизи пика изменяется с очень большой производ-

ной, из-за чего порой пики выглядят разной амплитуды на реализации (например, как рис. 2, е). Однако, если очень сильно уменьшить шаг по времени (провести расчеты для всех параметров с таким шагом не представляется возможным из-за большого времени счета), можно будет увидеть, что все максимумы идентичны. Частоту определить графически можно (по числу пиков на одном временном отрезке), но данный способ не будет особенно точен. Поэтому, прежде всего стоит оценить изменение формы колебаний тока. Вдали от критического напряжения и без ввода дефектов решетки, колебания тока, как правило, имеют форму релаксационных колебаний, близкую к рис. 2, а. Их форма немного несимметрична, сначала идет медленный рост, затем скачкообразный рост, спад до минимального уровня, сменяющийся снова медленным ростом.

Заметное изменение формы наблюдается только при расположении дефекта в последнем слое решетки. В случае уменьшения ширины минизоны вблизи конца структуры форма становится довольно симметричной, время роста тока и уменьшения выравниваются, между ними ток почти не изменяется, рис. 2, в. В случае увеличения значения ширины минизоны рост становится более быстрым чем последующий спад, пики разделяют, как и в прошлом случае, интервалы времени где ток почти не изменяется, оставаясь минимальным, рис. 2, е.

Аналогичные реализации можно построить и для случая в присутствии наклонного магнитного поля



Рис. 3. Реализации тока, протекающего через сверхрешетку, в присутствии наклонного магнитного поля для различных локализаций дефекта решетки: *a*, *e* – в начале структуры, *б*, *d* – в середине структуры, *в*, *e* – в конце структуры. Рисунки *a*, *б*, *в* – дефект представляет собой уменьшение ширины минизоны на 20%, рисунки *e*, *d*, *e* – дефект представляет собой увеличение ширины минизоны на 20%.

(рис. 3). В присутствии наклонного магнитного поля колебания тока всегда становятся более сложной формы, что связано с появлением резонансных пиков на зависимости дрейфовой скорости от напряженности электрического поля.

Как и в случае без магнитного поля, в присутствии наклонного магнитного поля наиболее сильно форма колебаний меняется при расположении дефекта в последнем слое решетки. Впрочем, в этом случае изменения не столь заметны. Как показывают предыдущие работы, магнитное поле часто способствует стабилизации вида колебаний тока, в полупроводниковой сврехерешетке при внешних воздействиях, шумовых флуктуациях или изменении концентрации легирующей примеси [13–15].

Как было написано ранее, к сожалению из реализаций сложно сделать точные выводы о влиянии локализации дефекта решетки на частоту и амплитуду колебаний тока, тогда как эти характеристики являются основными. Для исследования влияния положения слоя с измененным значением ширины минизоны на них были рассчитаны отдельно зависимости амплитуды и частоты от положения дефекта решетки. Результаты представлены на рис. 4.

Для амплитуды хорошо видно, что основное влияние дефект оказывает, находясь ближе к концу структуры. Более того, при увеличении значения ширины

минизоны растет и амплитуда, при уменьшении - амплитуда также уменьшается. В присутствии наклонного магнитного поля существенные изменения амплитуды наблюдаются при расположении дефекта даже ближе к середине структуры — в 9-10 слоях. В отсутствии магнитного поля частота изменяется не очень сильно, максимум на 1.5-2 ГГц (то есть изменяется не более чем на 10%) и довольно однозначно в том смысле, что увеличение ширины минизоны приводит к росту частоты, напротив, уменьшение ширины минизоны вызывает уменьшение и частоты. Совместно с влиянием изменения ширины запрещенной зоны на амплитуду в последнем слое решетки можно сделать вывод о том что целенаправленное небольшое увеличение ширины минизоны в последнем слое решетки может оказать положительное влияние на колебательные характеристики решетки, что можно использовать при создании СВЧ-устройств на базе сверхрешеток. К сожалению, в присутствии наклонного магнитного поля частота сильно уменьшается при увеличении ширины минизоны в последнем слое структуры. Помимо этого, можно отметить, что для случая наклонного магнитного поля ввод дефекта вообще оказал более сильное влияние, что отличается от обычного стабилизирующего влияния наклонного магнитного поля, показанного в работах [15, 18, 19].



Рис. 4. Зависимости амплитуды (*a*, *в*) и частоты (*б*, *г*) от локализации дефекта решетки в виде уменьшения (зеленые линии) или увеличения (красные линии) ширины минизоны на 20% для случаев, когда магнитного поля нет (*a*, *б*), и в присутствии наклонного магнитного поля (*в*, *г*)

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе было рассмотрено, как влияет положение дефекта структуры в виде изменения ширины минизоны на характеристики колебаний тока, протекающего через полупроводниковую сверхрешетку. Показано, что локализация дефекта сильно влияет на значение критического напряжения, при котором начинается генерация колебаний тока, форму, частоту и амплитуду колебаний тока. В присутствии наклонного магнитного поля форма колебаний тока более устойчива, чем в случае без наклонного магнитного поля, однако частота и амплитуда колебаний тока в присутствии наклонного магнитного поля сильнее зависят от локализации дефекта. Более того, в статье показано, что в отсутствии магнитного поля небольшое увеличение ширины запрещенной зоны в последнем слое структуры увеличивает частоту и амплитуду колебаний тока. Данный эффект возможно использовать для целенаправленного улучшения колебательных свойств устройств на базе полупроводниковых сверхрешеток.

В настоящей работе было подробно изучено, как влияет шум, добавляемый к току, на амплитуду его колебаний и пороговое значение напряжения, при котором начинается генерация колебаний, в полупроводниковых сверхрешетках. Рассматривался как случай без магнитного поля, так и в присутствии наклонного магнитного поля. Показано, что влияние шума может привести к увеличению амплитуды колебаний. При этом, для того чтобы влияние шума на вольт-амперную характеристику стало заметным, необходимо добавить к току шум значительной интенсивности. Пороговое значение напряжения, при котором начинается генерация колебаний тока, не зависит от интенсивности шума в случае без магнитного поля, однако, изменяется при больших значениях интенсивности шума в присутствии наклонного магнитного поля. Помимо этого, для малых значений напряжения шум индуцирует колебания тока чрезвычайно малой амплитуды.

Работа выполнена при финансовой поддержке Совета по грантам Президента Российской Федерации (проект СП-497.2021.5).

- [1] Шик А.Я. // ФТП. 1974. 8. С. 1841.
- [2] Wacker A. // Phys. Rep. 2002. 357. P. 1.
- [3] Келдыш Л.В. // ФТТ. 1962. 4. С. 2265.
- [4] Esaki L., Tsu R. // IBM J. Res. Dev. 1970. 14. P. 61.
- [5] Polyushkin D. K., Marton I., Racz P., Dombi P., Hendry

E., Barnes W.L. // Phys. Rev. B. 2014. 89. P. 125426.

- [6] Kashiwagi T. // Appl. Phys. Lett. 2014. 104. P. 082603.
 [7] Scheuerer R., Schomburg E., Renk K.F., Wacker A., Sch-
- *ull E.* // Appl. Phys. Lett. 2002. **81**. P. 1515.
- [8] Eisele H., Khanna S.P., Lineld E.H. // Appl. Phys. Lett.

2010. **96**. P. 072101.

- [9] Bonilla L.L., Grahn H.T. // Rep. Prog. Phys. 2005. 68.
 P. 577.
- [10] Fromhold T. M., Patane A., Bujkiewicz S. Wilkinson P.B., Fowler D., Sherwood D., Stapleton S.P., Krokhin A.A., Eaves L., Henini M., Sankeshwar N.S., Sheard F.W // Nature. 2004. 428. P. 726.
- [11] Selskii A.O., Koronovskii A.A., Hramov A.E. Moskalenko O.I., Alekseev K.N., Greenaway M.T., Wang F., Fromhold T.M., Shorokhov A.V., Khvastunov N.N., Balanov A.G. // Phys. Rev. B. 2011. 84. P. 235311.
- [12] Bonilla L.L., Teitsworth S.W. Nonlinear wave methods for charge transport. Weinheim: WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, 2010.
- [13] Hramov A.E., Makarov V.V., Koronovskii A.A., Kurkin S.A., Gaifullin M.B., Alexeeva N.V., Alekseev K.N., Greenaway M.T., Fromhold T.M., Patanu A., Kusmartsev

F.V., Maksimenko V.A., Moskalenko O.I., Balanov A.G. // Phys. Rev. Lett. 2014. **112**. P. 116603.

- [14] Сельский А.О., Короновский А.А., Москаленко О.И., Храмов А.Е., Fromhold Т.М., Greenaway М.Т., Баланов А.Г. // ЖТФ. 2015. 85, № 4. С. 62.
- [15] Сельский А.О., Короновский А.А., Москаленко О.И., Храмов А.Е. // Письма в ЖТФ. 2017. 43, № 20. С. 3.
- [16] Wacker A., Schwarz G., Prengel F., Schull E., Kastrup J., Grahn H.T. // Phys. Rev. B. 1995. 52. P. 13788.
- [17] Patra M., Schwarz G., Scholl E. // Phys. Rev. B. 1998.
 57. P. 1824.
- [18] Баланов А.Г., Короновский А.А., Москаленко О.И., Сельский А.О., Храмов А.Е. // Изв. РАН. Сер. Физ. 2017. 81, № 1. С. 50.
- [19] Сельский А.О., Лопатин Д.В. // Вестник ТГУ. 2016. 21, № 2. С. 619.
- [20] Greenaway M.T., Balanov A.G., Scholl E., Fromhold T.M. // Phys. Rev B. 2009. 80. P. 205318.

Characteristics of the current flowing through a semiconductor superlattice for different localization of a lattice defect

A.O. Selskii^a, O.I. Moskalenko^b, A.A. Koronovskii^c

Saratov State University named after N.G. Chernyshevsky Saratov, 410012, Russia

E-mail: ^aselskiiao@gmail.com, ^bo.i.moskalenko@gmail.com, ^calexey.koronovskii@gmail.com

The paper considers how the amplitude and frequency of current oscillations, as well as the form of current oscillations, change with a change in the localization of oscillations in the width of the conducting miniband. Semiconductor superlattices in the current fluctuation generation mode demonstrate frequencies up to several tens of gigahertz, which makes them promising transmitters in infocommunication data transmission systems. In this work, it is shown that the localization of the fluctuation of the fluctuation of the fluctuation in the conducting miniband strongly affects the characteristics of the current, while the influence of the fluctuation localization in the case of the presence of an inclined magnetic field and without it differs significantly. It is shown that a change in the miniband width in the last layer of the structure has a positive effect on the oscillatory characteristics of the current flowing through the superlattice in the absence of a magnetic field and negatively in the presence of an inclined magnetic field.

PACS: 72.20.Ht, 05.45.-a, 73.21.-b.

Keywords: semiconductor superlattices, structural defects, microwave electronics. *Received 06 October 2022*.

Сведения об авторах

- 1. Сельский Антон Олегович канд. физ.-мат. наук, доцент; e-mail: selskiiao@gmail.com.
- Москаленко Ольга Игоревна доктор физ.-мат. наук, профессор; тел.: (845) 239-39-78, e-mail: o.i.moskalenko@gmail.com.
- 3. Короновский Алексей Александрович доктор физ.-мат. наук, профессор; тел.: (845) 239-39-78, e-mail: alexey.koronovskii@gmail.com.