

УДК 621.315.592

Фотогальванический эффект в электронном газе планарных сверхрешеток без центра инверсии в постоянном однородном магнитном поле

© А.А. Перов, П.В. Пикунов

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,
603950 Нижний Новгород, Россия

E-mail: wkb@inbox.ru

Поступила в Редакцию 19 апреля 2024 г.

В окончательной редакции 19 сентября 2024 г.

Принята к публикации 19 сентября 2024 г.

Энергетический спектр электрона в двоякопериодическом электростатическом поле поверхностной сверхрешетки и в достаточно сильном перпендикулярном постоянном однородном магнитном поле представляет собой узкие мини-зоны, образовавшиеся вблизи уровней Ландау. Гамильтониан электрона коммутирует с оператором магнитной трансляции, а магнитное поле при этом полагается таким, что элементарную ячейку сверхрешетки пронизывает магнитный поток, равный рациональному числу его квантов. Согласно теореме Крамерса, во внешнем магнитном поле законы дисперсии электрона не являются четными функциями проекций квазиимпульса, если периодический потенциал поля сверхрешетки не обладает центром инверсии $V(\mathbf{r}) \neq V(-\mathbf{r})$. Поэтому при переходах носителей под действием электромагнитной волны определенной поляризации из заполненной носителями заряда магнитной подзоны в незаполненную в системе возникает ненулевой поверхностный электрический ток. Проведены модельные расчеты плотности такого поверхностного тока для типичных и экспериментально реализуемых параметров сверхрешеток. Установлено, что в зависимости от параметров, определяющих степень нарушения пространственной инверсионной симметрии сверхрешетки, вектор поверхностной плотности тока электронов может менять направление.

Ключевые слова: планарные сверхрешетки, энергетический спектр электронов, магнитное поле.

DOI: 10.61011/FTP.2024.07.59176.6327H

1. Введение

Сверхрешетками принято называть твердотельные структуры, в которых кроме периодического потенциала кристаллической решетки имеется дополнительная искусственная периодичность электростатического поля с периодом, значительно превышающим постоянную решетки. Двумерные (планарные) сверхрешетки получают в случае, когда в слое носителей заряда периодически промодулирована плоскость поверхностного заряда [1]. Сверхрешетки, созданные методами электронной литографии, являются предпочтительными в плане проведения магнитотранспортных и магнитооптических экспериментов прежде всего благодаря высокой степени своей периодичности [2,3]. Возможно также создавать сверхрешетки с различной симметрией элементарной ячейки, нарушать инверсионную симметрию, конструируя двумерный нецентросимметричный искусственный кристалл. При наложении внешнего постоянного однородного магнитного поля, перпендикулярного плоскости газа носителей, законы дисперсии носителей заряда в магнитных блоховских подзонах уже не будут четными функциями квазиимпульса.

Спектр материалов, где экспериментально и теоретически изучался фотогальванический эффект в газе

носителей заряда достаточно широк. Так, в работе [4] рассчитана зависимость фотогальванического тока от параметров сверхрешетки, состоящей из периодически расположенных одномерных прямоугольных ям и барьеров. При прямых переходах между мини-зонами зоны проводимости возникал фототок. Изучению фотогальванического эффекта в одномерных асимметричных сверхрешетках, помещенных в магнитное поле, посвящена работа [5]. В работе [6] наблюдался магнитофотогальванический эффект, связанный с гиротропными свойствами структур и обусловленный межподзонными переходами в квантовых ямах GaAs с ориентацией [001]. Показано, что межподзонное поглощение линейно поляризованного излучения может приводить как к спин-зависимым, так и к спин-независимым фототокам, если внешнее магнитное поле приложено в плоскости квантовой ямы. Асимметричные графеновые сверхрешетки [7] позволяют генерировать храповые фототоки при поглощении нормально падающего электромагнитного излучения, а в 2D-метаматериалах на основе графена проведены эксперименты и развиты феноменологическая и микроскопическая теории храповых эффектов при облучении системы электромагнитной волной терагерцового диапазона [8,9]. Метаматериал представляет собой графитовые затворы с массивом периодически

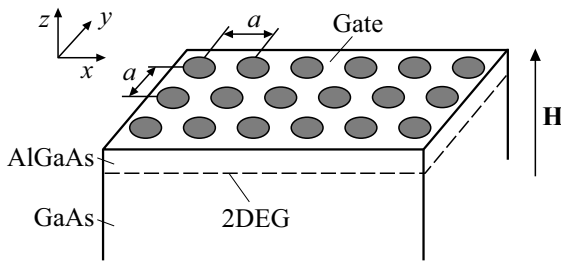


Рис. 1. Схема полупроводникового гетероперехода с поверхностной сверхрешеткой, помещенного в перпендикулярное магнитное поле H .

расположенных треугольных антиточек, помещенных под монослой графена. Храповой ток в газе носителей возникает из-за нецентросимметричности элементарной ячейки периодической структуры и генерируется за счет совместного действия пространственно-периодического плоскостного электростатического потенциала и периодически модулированного электрического поля излучения в условиях внутризонного поглощения. Показано, что фермионная система с линейным законом дисперсии при наличии пространственной асимметрии преобразует переменный ток в постоянный [9]. Эффект является управляемым, и направление храпового тока меняется на противоположное при переключении спиральности излучения. Эксперимент проводился при комнатной температуре и частоте излучения 2.54 ТГц, а результаты проанализированы в соответствии с развитой микроскопической теорией, учитывающей электронные и плазмонные механизмы формирования храпового тока.

Предметом нашего исследования является слой двумерных электронов в гетеропереходе AlGaAs/GaAs с поверхностной сверхрешеткой, помещенный в постоянное однородное магнитное поле, перпендикулярное газу носителей. Модельная схема гетероперехода представлена на рис. 1. Технология создания таких структур с управляющим металлическим затвором в непосредственной близости от границы гетероинтерфейса разработана ранее в работах [2,3].

В настоящей работе проведен расчет квантовых состояний носителей заряда в случае, когда периодический потенциал сверхрешетки не обладает центром пространственной инверсии. В двумерном электронном газе такой системы возникает фотогальванический эффект при однофотонных прямых переходах в спектре под действием электромагнитной волны. Рассчитана поверхностная плотность возникающего при этом электрического тока. Все расчеты являются модельными и проведены для актуальных экспериментально реализуемых параметров сверхрешеток и величин напряженности магнитного поля. Учет кристаллографических направлений в GaAs в работе не производился. Температура в расчетах принята нулевой. Естественно, в условиях реальных экспериментов с электронным газом процессы рассеяния играют важную роль в течении магнитооптических и магнито-

транспортных эффектов. Так, продольные акустические фононы создают для носителей заряда деформационный потенциал (ДА-рассеяние). Кроме того, независимо существующее от деформационно-акустического рассеяния пьезоэлектрическое (ПА-рассеяние) характерно для кристаллов со структурой цинковой обманки, а пьезопотенциал для электронов в Γ -долине создают как поперечные, так и продольные фононы [10]. В то же время импульсная релаксация носителей заряда при низких температурах в основном определяется, конечно же, упругим рассеянием на ионах примеси и нейтральных атомах. Можно ожидать, что при температурах в несколько десятков милликельвинов неопределенность по энергии в достаточно чистых образцах с временем импульсной релаксации носителей порядка сотни пикосекунд не приведет к существенному размытию энергетических мини-зон носителей.

2. Квантовые состояния носителей заряда

Гамильтониан, описывающий квантово-механическое движение электрона в рассматриваемой системе, имеет вид $\hat{H} = \hat{H}_0 + V(x, y)\hat{E}$, где \hat{H}_0 — гамильтониан электрона в постоянном однородном магнитном поле, \hat{E} — единичный оператор. Рассмотрена модель нецентросимметричного потенциала электростатического поля сверхрешетки, когда потенциальная энергия электрона в периодическом электростатическом поле сверхрешетки (двумерного искусственного кристалла) имеет вид

$$V(x, y) = V_0(\cos^2(\pi x/a) \cdot \cos^2(\pi y/a) + \cos^2(\pi(x - d_x)/a) \cdot \cos^2(\pi(y - d_y)/a)). \quad (1)$$

Электростатический потенциал (1) периодичен в пространстве с периодом a и полностью отражает фундаментальные свойства электронного спектра носителей в отсутствие центра пространственной инверсии при ненулевом векторе смещения $\mathbf{d} = \{d_x, d_y\}$. Выбор конкретного выражения для модельных расчетов зависит лишь от привязки к существующим технологиям изготовления двумерных сверхрешеток. При смещениях $d_x = d_y = 0$ в выражении (1) инверсионная симметрия потенциала восстанавливается (рис. 2).

Для параметров современных полупроводниковых сверхрешеток с периодом 50–80 нм и величин напряженности магнитного поля порядка десятка тысяч эрстед типичное расщепление в спектре носителей, обусловленное действием электростатического поля сверхрешетки на электрон, оказывается много меньше характерной энергии Ландау $\hbar\omega_C$. Поэтому становится возможным производить модельные расчеты квантовых состояний электрона в одноуровневом приближении, когда можно пренебречь примесью соседних состояний Ландау в состояниях магнитных блоховских подзон данного уровня энергии $E_N = \hbar\omega_C(N + 1/2)$ с заданным

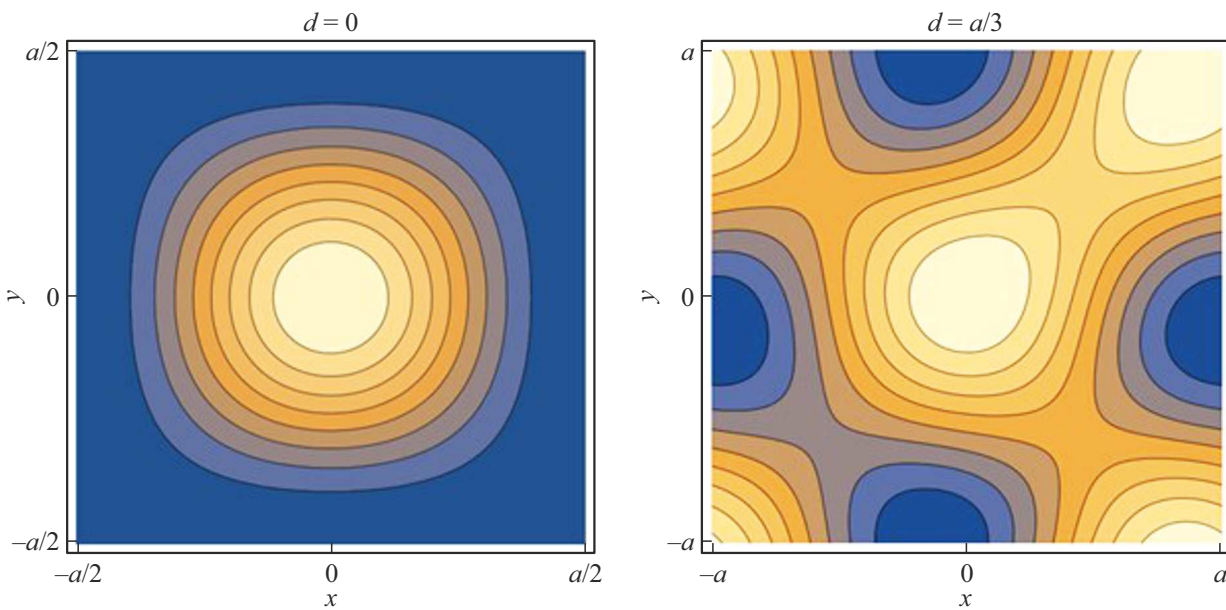


Рис. 2. Эквипотенциальные линии потенциала (1) для двух значений смещений $d_x = d_y = d$. При $d \neq 0$ центр инверсии в элементарной ячейке сверхрешетки отсутствует.

значением номера N . Кроме того, так как характерный период сверхрешеток в несколько десятков нанометров на 2 порядка превосходит масштаб естественной периодичности кристалла, использование приближения изотропной эффективной массы в Γ -точке является оправданным.

Классификация квантовых состояний электронов по неприводимым проективным представлениям группы магнитных трансляций возможна лишь в случае, когда магнитный поток через элементарную ячейку сверхрешетки (измеренный в квантах потока Φ_0) является рациональным числом $p/q = |e|Ha^2/2\pi\hbar c$ [11]. Тогда волновая функция электрона в μ -й магнитной подзоне ($\mu = 1, p$), которая в то же время является собственной функцией оператора магнитной трансляции, имеет вид

$$\Psi_{\mathbf{k}}^{\mu} = \sum_{N=0}^{\infty} \sum_{n=1}^p C_{Nn}^{\mu}(\mathbf{k}) \sum_{l=-\infty}^{+\infty} \exp(ik_x a(lq + nq/p) + 2\pi i y(lp + n)/a) \cdot \exp(ik_y y) \times \varphi_N((x - x_0 - lqa - nqa/p)/l_H) \quad (2)$$

и представляется симметризованной линейной комбинацией базисных состояний Ландау φ_N в постоянном магнитном поле (l_H — магнитная длина). Таким образом, функции (2) образуют p -мерное расслоение над двумерным тором — магнитной зоной Бриллюэна (МЗБ): $-\pi/qa \leq k_x \leq \pi/qa, -\pi/a \leq k_y \leq \pi/a$.

Решение стационарного уравнения Шредингера проводилось нами численно с использованием метода унитарных преобразований базиса для диагонализации матрицы гамильтониана. В выражении (2) было учтено пять

уровней Ландау, а число квантов магнитного потока через элементарную ячейку сверхрешетки изменялось от 3 до 5, принимая, в том числе, и нецелые значения. Расчетные параметры модели были взяты соответствующими их актуальным значениям в экспериментах с двумерным электронным газом поверхностных сверхрешеток. Так, период сверхрешетки a был взят равным 50 нм, амплитуда периодического потенциала $V_0 = 1$ мэВ, модуль вектора напряженности магнитного поля при указанном выше значении периода и числе квантов магнитного потока $p/q = 4/1$ приблизительно равен $H \approx 6.63 \cdot 10^4$ Э. Ширина расщепленной зонной структуры отдельного уровня Ландау (величина порядка $V_0 = 1$ мэВ) при этом много меньше характерной циклотронной энергии $\hbar\omega_c = 2\pi\hbar^2 p/m^* a^2 q \approx 11.45$ мэВ.

На рис. 3 представлены рассчитанные законы дисперсии (изоэнергетические линии) носителей в нижней магнитной подзоне нулевого уровня Ландау при числе квантов магнитного потока $p/q = 4/1$. Так как модельный периодический потенциал сверхрешетки не обладает центром инверсии при $d_{x,y} \neq 0, a/2$, согласно теореме Крамерса, в магнитном поле законы дисперсии электрона в подзонах не являются четными функциями проекций квазиимпульса в МЗБ (рис. 3, b).

3. Фотогальванический эффект в двумерном электронном газе

В отсутствие симметрии энергетического спектра в \mathbf{k} -пространстве в переменном электромагнитном поле должен наблюдаться фотогальванический эффект — постоянный электрический ток в гетеропереходе, облу-

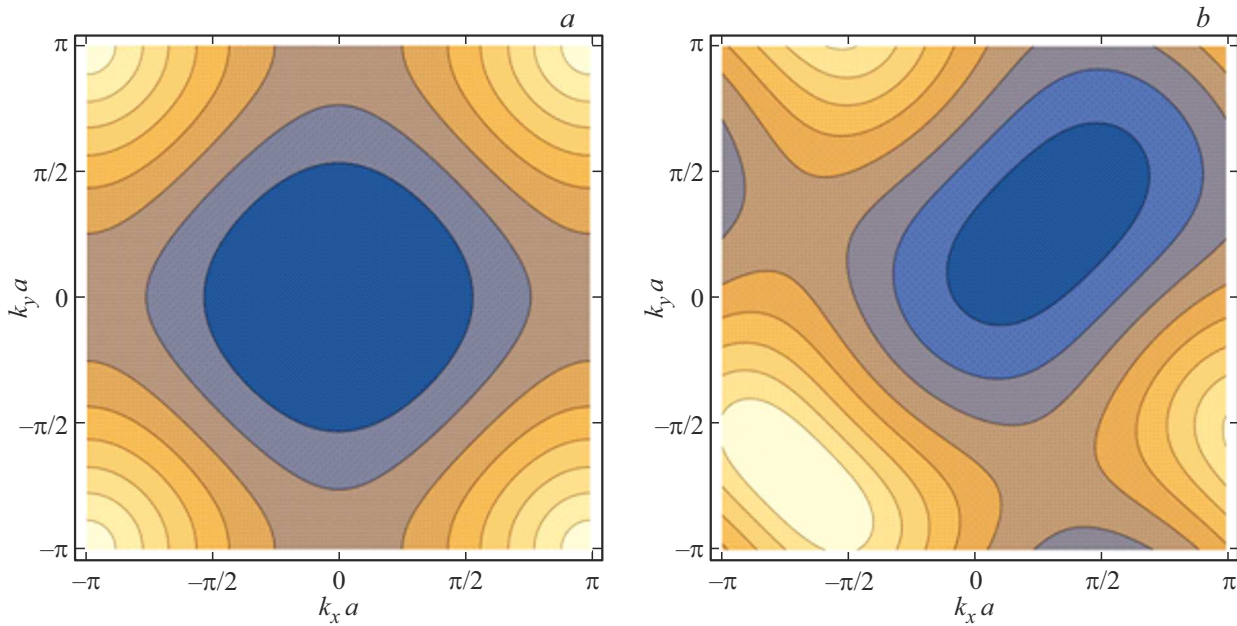


Рис. 3. Изоэнергетические уровни в нижней магнитной подзоне, относящейся к основному уровню Ландау, при $p/q = 4/1$ в модельной структуре AlGaAs/GaAs с параметрами: $V_0 = 1$ мэВ, $m^* = 0.067m_0$, $a = 50$ нм; $a - d = 0$, $b - d_{x,y} = d = a/3$. Более темные области тона отвечают меньшим значениям энергии носителей.

чаем электромагнитной волной, распространяющейся перпендикулярно к поверхности структуры. В рассматриваемой нами модели нецентросимметричного потенциала сверхрешетки в магнитном поле при переходах в спектре носителей с поглощением фотона групповые скорости электронов в различных зеркально симметричных точках МЗБ не противоположны друг другу, и вследствие этого возникает нескомпенсированный фототок электронов в энергетической подзоне конечных состояний. Управляющими параметрами модели являются смещения $d_{x,y}$, так что при их занулении потенциал восстанавливает свою инверсионную симметрию. Действие на электрон электромагнитной волны учитывалось нами по теории возмущений. Полагалось, что волна линейно поляризована в x направлении и распространялась перпендикулярно плоскости газа носителей. В достаточно сильном магнитном поле ($V_0/\hbar\omega_C \ll 1$) магнитные подзоны хорошо разрешены по энергии и могут быть соотнесены с положением уровня Ландау. Прямые переходы в спектре наиболее вероятны между подзонами соседних уровней Ландау, так как волна линейно поляризована. Постоянное магнитное поле было выбрано таким, что реализуется случай рационального значения числа квантов магнитного потока через элементарную ячейку сверхрешетки $p/q = 4/1$. Эффективная масса m^* электрона в GaAs взята равной $0.067m_e$, период решетки $a = 50$ нм. Положение уровня Ферми таково, что заполнена нижшая магнитная подзона ($\mu = 1$) основного уровня Ландау. Это соответствует концентрациям носителей порядка $n = 0.8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. В нашей работе было получено аналитическое выражение для

квадрата модуля матричного элемента перехода между состояниями (начальным i и конечным f) магнитных подзон для случая поглощения линейно поляризованных электромагнитных волн:

$$|M_{\mathbf{k}\mathbf{k}}^{i \rightarrow f}|^2 = \frac{e^2 \hbar^2 A_w^2}{2(qam_0c l_H)^2} \left| \sum_{N=0}^{\infty} \sum_{n,s=1}^p C_{N-1,s}^{f*}(\mathbf{k}) C_{N,n}^i(\mathbf{k}) \sqrt{N} + C_{N+1,s}^{f*}(\mathbf{k}) C_{N,n}^i(\mathbf{k}) \sqrt{N+1} \right|^2, \quad (3)$$

где m_0 — масса свободного электрона, A_w — амплитуда векторного потенциала поля электромагнитной волны, которая в расчетах соответствовала экспериментально реализуемому значению плотности потока энергии волнового поля при однофотонных переходах 10 МВт/см^2 . Расчетам поверхностной плотности возникающего тока

$$\mathbf{j}^\mu = (2e/h) \int \mathbf{v}^\mu |M^{1 \rightarrow \mu}|^2 dk_x dk_y \quad (4)$$

при переходах из первой (основной) в свободную μ -ю магнитную подзону соседнего (первого) уровня Ландау предшествовали вычисления поля групповых скоростей \mathbf{v}^μ .

На рис. 4 приведены результаты расчетов x - и y -проекций поверхностного тока в условиях возникновения фотогальванического эффекта в изучаемых модельных структурах. Переходы в спектре наиболее интенсивны между основной магнитной подзоной нулевого уровня энергии в магнитном поле и нижней магнитной подзоной, относящейся к первому уровню Ландау.

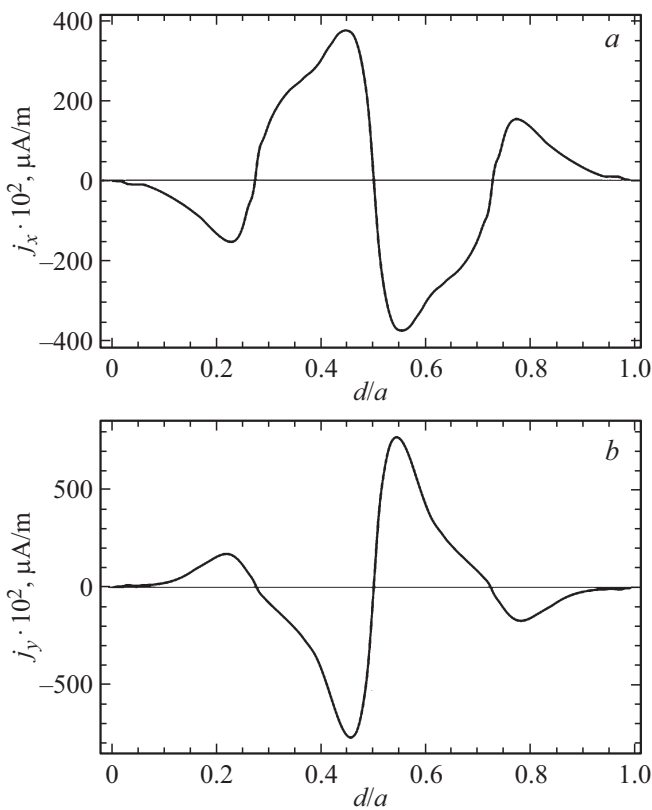


Рис. 4. Зависимость проекций плотности поверхностного тока (4) от величины отношения $d_{x,y}/a$ при $d_x = d_y$, $V_0 = 1$ мэВ, $a = 50$ нм, $p/q = 4/1$: a — j_x^{15} , b — j_y^{15} . Переходы из основной магнитной подзоны нулевого уровня в низшую подзону ($\mu = 5$) первого уровня Ландау.

В зависимости от величины отношения $d_{x,y}$ к периоду сверхрешетки проекция плотности тока меняет знак вследствие знакопеременности проекций поля групповых скоростей носителей, определяемых законом дисперсии. В случае, когда потенциал поля сверхрешетки centrosymmetric ($V(\mathbf{r}) = V(-\mathbf{r})$), вектор плотности тока равен нулю, и фотогальванический эффект в газе носителей отсутствует. Рассчитанная величина поверхностного тока соответствует поглощению волны одним слоем двумерных электронов. В многослойной структуре можно ожидать усиления эффекта, в общем случае нелинейно зависящего от числа слоев газа носителей.

4. Заключение

Двумерные полупроводниковые сверхрешетки, помещенные в постоянное магнитное поле, являются примером твердотельных искусственных периодических структур с нетривиальным спектром энергий носителей заряда. Снятие вырождения по центру орбиты в магнитном поле за счет периодического электростатического поля сверхрешетки приводит к образованию магнитных мини-зон, и говорить о существовании для электронов „лестницы“ бесконечно тонких уровней Ландау уже не прихо-

дится. В отсутствие центра пространственной инверсии искусственно созданной периодичности в таких структурах может возникать постоянный поверхностный ток при облучении их электромагнитной волной дальнего инфракрасного или СВЧ-диапазонов. Таким образом, подобные полупроводниковые структуры становятся очередным объектом, где в газе носителей может возникать фотогальванический эффект. Рассчитанный в настоящей работе фотогальванический эффект является управляемым эффектом. В наших модельных расчетах величину и направление возникающего постоянного тока возможно контролировать за счет изменения величины напряженности постоянного магнитного поля, а также за счет вариации параметров двумерной сверхрешетки. При этом вопрос технологий экспериментального управления эффектом остается открытым. Можно ожидать, что в любых полупроводниковых планарных сверхрешетках с нарушенной пространственной инверсионной симметрией указанный эффект будет иметь место, и станет возможным его экспериментальное изучение.

Финансирование работы

Работа поддержана Министерством науки и высшего образования РФ в рамках государственного задания № FSWR-2023-0035.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] R.J. Stiles. Surf. Sci., **73**, 451 (1978).
- [2] D. Weiss, P. Grambow, K. von Klitzing, A. Menschig, G. Weimann. Appl. Phys. Lett., **58**, 2960 (1991).
- [3] M.C. Geisel, J.H. Smet, V. Umansky, K. von Klitzing, B. Nandorff, R. Ketzmerick, H. Schweizer. Phys. Rev. Lett., **92**, 256801 (2004).
- [4] Ф.Г. Пикус. ФТП, **22**(5), 940 (1988).
- [5] L.I. Magarill. Physica E, **9** (4), 652 (2001).
- [6] H. Diehl, V.A. Shalygin, S.N. Danilov, S.A. Tarasenko, V.V. Bel'kov, D. Schuh, W. Wegscheider, W. Prettl, S.D. Ganichev. J. Phys.: Condens. Matter, **19**, 436232 (2007).
- [7] Yu.Yu. Kiselev, L.E. Golub. Phys. Rev. B, **84**, 235440 (2011).
- [8] I. Yahniuk, M. Hild, L.E. Golub, J. Amann, J. Eroms, D. Weiss, W.-H. Kang, M.-H. Liu, K. Watanabe, T. Taniguchi, S.D. Ganichev. Phys. Rev. B, **109**, 235428 (2024).
- [9] M. Hild, I. Yahniuk, L.E. Golub, J. Amann, J. Eroms, D. Weiss, K. Watanabe, T. Taniguchi, S.D. Ganichev. Phys. Rev. Research, **6**, 023308 (2024).
- [10] В. Карпус. ФТП, **22**, 439 (1988).
- [11] Е.М. Лифшиц, Л.П. Питаевский. Теоретическая физика. Т. 9 (М., Наука, 1978).

Редактор А.Н. Смирнов

Photo-voltaic effect in 2DEG of lateral superlattices in uniform magnetic field at the lack of inversion symmetry

A.A. Perov, P.V. Pikunov

Nizhny Novgorod Lobachevsky State University,
603950 Nizhny Novgorod, Russia

Abstract The energy spectrum of an electron in the periodic electrostatic field of a surface superlattice and in a sufficiently strong perpendicular uniform magnetic field consist of narrow minibands formed near Landau levels. The electron Hamiltonian commutes with the magnetic translation operator, and the magnetic field is assumed to be such that the elementary cell of the superlattice is permeated by a magnetic flux equal to a rational number of its quanta. According to Kramers' theorem, in an external magnetic field, the electron dispersion laws are not even functions of quasimomentum projections if the periodic potential of the superlattice field does not have an inversion center $V(\mathbf{r}) \neq V(-\mathbf{r})$. Therefore, when carriers transition under the action of an electromagnetic wave of a certain polarization from occupied magnetic subband to an free one, a non-zero surface electric current occurs in the system. Model calculations of the density of such a surface current for typical and experimentally realized parameters of superlattices are presented. It has been established that, depending on the parameters determining the degree of violation of the spatial inversion symmetry of the superlattice, the vector of the surface electron current density can change direction.