

# Нелинейный транспорт в гетероструктурах и графене

С. А. Тарасенко

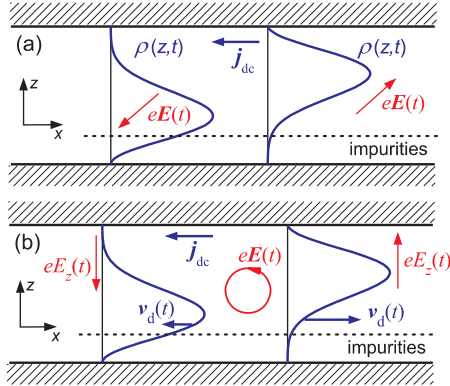
Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург, Россия

Воздействие *переменного* электрического поля на свободные носители заряда, электроны или дырки, в структурах без центра пространственной инверсии может приводить к появлению *постоянного* электрического тока. Такие нелинейные транспортные явления в настоящее время обнаружены и широко исследуются в большом классе низкоразмерных систем и позволяют получать информацию о зонной структуре материалов и кинетике носителей заряда. В классической области частот, когда энергия кванта электромагнитного поля  $\hbar\omega$  мала по сравнению со средней энергией носителей, генерацию постоянного тока переменным полем можно рассматривать как “эффект храповика” [1]. В области более высоких частот, в которой механизмы формирования тока основаны на оптических переходах между электронными состояниями, данные эффекты называют фотогальваническими [2, 3]. В лекции будут представлены результаты теоретического и экспериментального исследования нелинейного транспорта в полупроводниковых квантовых ямах, структурах металл-диэлектрик-полупроводник на поверхности кремния и в графене.

Эффект возникновения постоянного электрического тока под действием переменного поля наиболее легко пояснить на примере квантовой ямы  $n$ -типа с асимметричным относительно центра ямы профилем легирования, см. рис. 1. Будем предполагать, что на электроны в квантовой яме воздействует переменное электрическое поле

$$\mathbf{E}(t) = \mathbf{E} \exp(-i\omega t) + \mathbf{E}^* \exp(+i\omega t), \quad (1)$$

которое имеет отличные от нуля компоненты в плоскости ямы  $\mathbf{E}_{\parallel}$  и вдоль нормали  $\mathbf{E}_z$ , а подвижность электронного газа определяется рассеянием на примесях. Продольная компонента поля  $\mathbf{E}_{\parallel}(t)$  индуцирует переменный электрический ток в плоскости ямы на частоте  $\omega$ . Среднее по периоду значение силы  $e\mathbf{E}_{\parallel}$ , действующей на электроны, равно нулю, поэтому продольная компонента поля сама по себе не приводит к появлению постоянной составляющей у тока. Постоянный ток возникает за счет воздействия на электроны перпендикулярной компоненты электрического поля  $\mathbf{E}_z(t)$ , которая осциллирует на той же частоте. Электрическая сила  $e\mathbf{E}_z(t)$  поочередно прижимает электроны к одному и другому интерфейсу, меняя тем самым распределение электронной плотности вдоль оси роста структуры, рис. 1(а). Поскольку примеси, определяющие подвижность электронного газа, расположены асимметрично



**Рис. 1.** Механизм генерации постоянного тока под действием переменного электрического поля (а) линейной поляризации, (б) циркулярной поляризации.

относительно центра квантовой ямы, временные осцилляции распределения электронной плотности приводят к осцилляциям подвижности электронов на частоте поля  $\omega$ . В результате, когда продольная компонента поля вызывает дрейф электронов в плоскости ямы в одном направлении, их подвижность увеличивается, а когда  $E_{\parallel}(t)$  вызывает дрейф частиц в противоположную сторону, подвижность уменьшается. Такая асимметрия дрейфа приводит к появлению среднего за период сдвига электронов в плоскости квантовой ямы, т.е. постоянного электрического тока  $j_{dc}$ . Постоянный ток в системе появляется и при циркулярной поляризации поля, см. рис. 1(б). В этом случае ток возникает за счет запаздывания дрейфовой скорости  $v_d(t)$  относительно продольного поля  $E_{\parallel}(t)$  при конечной частоте  $\omega$  и меняет направление на противоположное при изменении знака циркулярной поляризации.

Расчет тока  $j_{dc}$  может быть выполнен в модели Друде. В рамках этого подхода зависимость дрейфовой скорости электронов от времени  $v_d(t)$  находится из второго закона Ньютона

$$\frac{dv_d(t)}{dt} = \frac{eE_{\parallel}(t)}{m^*} - v_d(t)\gamma(t), \quad (2)$$

где  $m^*$  — эффективная масса электронов,  $\gamma(t)$  — скорость релаксации дрейфовой скорости, которая зависит от времени за счет влияния поперечного поля  $E_z(t)$  на распределение электронной плотности. В линейном режиме по поперечному электрическому полю зависимость  $\gamma(t)$  от  $E_z(t)$  имеет вид

$$\gamma(t) = 1/\tau_p + \zeta eE_z(t), \quad (3)$$

где  $\tau_p$  — время релаксации скорости (импульса) электронов в отсутствие поперечного поля,  $\zeta$  — параметр, описывающий степень асимметрии квантовой ямы. Поскольку  $E_{\parallel}(t)$  и  $E_z(t)$  осциллируют на одной и той же частоте  $\omega$ , дрейфовая скорость  $v_d(t)$  содержит вклады на нулевой и удвоенной частотах. Нулевая гармоника описывает постоянный ток, вторая гармоника — эффект удвоения частоты электромагнитного поля. Решая уравнение (2) во втором порядке по амплитуде электрического поля и умножая дрейфовую скорость на заряд  $e$  и концентрацию электронов  $N_e$ , находим окончательное выражение для постоянного тока [4]

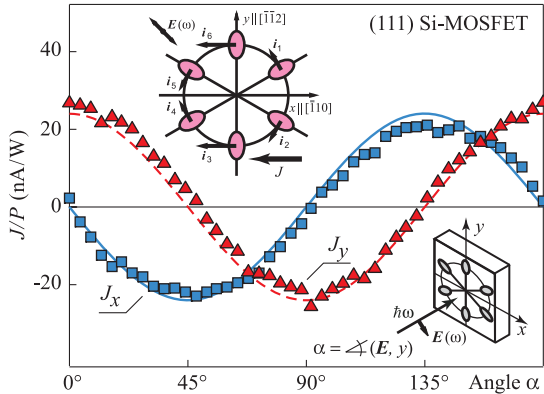
$$j_{\text{dc}} = -N_e \frac{\zeta e^3 \tau_p^2}{m^*} \left[ \frac{\mathbf{E}_{\parallel} E_z^* + \mathbf{E}_{\parallel}^* E_z}{1 + (\omega \tau_p)^2} + i \omega \tau_p \frac{\mathbf{E}_{\parallel} E_z^* - \mathbf{E}_{\parallel}^* E_z}{1 + (\omega \tau_p)^2} \right]. \quad (4)$$

Первое слагаемое в формуле (4) описывает ток, который может быть индуцирован линейно поляризованным полем и не зависит от знака циркулярной поляризации, второе слагаемое — электрический ток, меняющий направление на противоположное при смене знака циркулярной поляризации поля.

Теория Друде справедлива для низких частот электромагнитного поля. В области более высоких частот, когда энергия кванта становится сопоставимой со средней энергией электронов, расчет электрического тока удобно проводить методами квантовой механики, рассматривая внутриволновые оптические переходы в квантовой яме. В этом частотном диапазоне аналогом рассмотренного выше классического механизма формирования тока является механизм, связанный с виртуальными переходами через промежуточные состояния в других подзонах размерного квантования [5].

Замечательным проявлением нелинейного транспорта является возникновение долинных токов при возбуждении многодолинных систем электромагнитным полем. В структурах с несколькими долинами воздействие переменного электрического поля на свободные электроны может приводить к возникновению электронных потоков  $j_{\nu}$  в отдельных долинах ( $\nu$  — индекс долины), направления и величины которых зависят от поляризации поля. Полный электрический ток в структуре определяется векторной суммой однодолинных токов,  $\mathbf{J} = \sum_{\nu} j_{\nu}$ , и может быть равен нулю даже при генерации значительных токов в долинах. Такое распределение электронов в импульсном пространстве, не сопровождающееся переносом заряда, получило название чисто долинного тока [6]. В лекции будут рассмотрены долинные токи, индуцированные электромагнитным полем, в структурах металл-диэлектрик-полупроводник (МДП) на поверхности кремния и графене.

В кремниевых структурах электронные состояния формируются шестью эквивалентными долинами, расположенными в точках  $\Delta$  зоны Бриллюэна объ-



**Рис. 2.** Поляризационные зависимости компонент тока  $J_x$  и  $J_y$  в МДП структуре на поверхности кремния (111).

емного кристалла. Долины сохраняют эквивалентность в МДП структурах с кристаллографической ориентацией (111). Распределение долин в двумерном импульсном пространстве в таких системах проиллюстрировано на вставке к рис. 2. За счет анизотропии электронного спектра в долинах возбуждение МДП структуры  $n$ -типа электромагнитным полем, поляризованным в плоскости интерфейса, вызывает генерацию постоянных токов  $j_\nu$  в каждой из шести долин [7]. При этом полный электрический ток  $\mathbf{J}$  исчезает для циркулярно поляризованной волны, но отличен от нуля для линейной поляризации. Компоненты электрического тока  $J_x$  и  $J_y$ , индуцированного линейно поляризованной волной, осциллируют при вращении плоскости поляризации света. Именно такая поляризационная зависимость наблюдается в эксперименте, см. рис. 2.

В графене — моноатомном слое углерода — центры долин расположены в точках  $K$  и  $K'$  двумерной зоны Бриллюэна. Возбуждение графена линейно поляризованной электромагнитной волной приводит к генерации токов в обеих долинах [8]. На микроскопическом уровне эффект возникновения токов  $j_K$  и  $j_{K'}$  связан с тригональной гофрировкой электронного спектра в долинах. Направления токов  $j_K$  и  $j_{K'}$  зависят от поляризации волны, но в идеальной структуре они всегда противоположны. Полный электрический ток в графеновых структурах может возникать за счет нарушения пространственной симметрии, например из-за искривления графена или наличия краев в образцах конечного размера [9].

## Литература

- [1] P. Reimann, *Phys. Rep.* **361**, 57 (2002).
- [2] Б. И. Стурман, В. М. Фридкин, *Фотогальванический эффект в средах без центра симметрии и родственные явления* (Наука, Москва, 1992).
- [3] E. L. Ivchenko and S. D. Ganichev, *Spin Photogalvanics in Spin Physics in Semiconductors*, ed. M. I. Dyakonov (Springer, Berlin, 2008).
- [4] S. A. Tarasenko, *Phys. Rev. B* **83**, 035313 (2011).
- [5] С. А. Тарасенко, *Письма в ЖЭТФ* **85**, 216 (2007).
- [6] S. A. Tarasenko and E. L. Ivchenko, *Письма в ЖЭТФ* **81**, 292 (2005).
- [7] J. Karch, S. A. Tarasenko, E., L. Ivchenko *et al.*, *Phys. Rev. B* **83**, 121312(R) (2011).
- [8] L. E. Golub, S. A. Tarasenko, M. V. Entin, and L. I. Magarill, *Phys. Rev. B* **84**, 195408 (2011).
- [9] J. Karch, C. Drexler, P. Olbrich *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **107**, 276601 (2011).