

ОБНАРУЖЕНИЕ ПОВЕРХНОСТНОГО ФОТОТОКА, ОБУСЛОВЛЕННОГО ОПТИЧЕСКОЙ ОРИЕНТАЦИЕЙ ЭЛЕКТРОНОВ В ПОЛУПРОВОДНИКЕ

А.А.Бакун, Б.П.Захарченя, А.А.Рогачев, М.Н.Ткачук, В.Г.Флейшер

Экспериментально наблюдался фототок, возникающий при асимметричном рассеянии поляризованных по спину электронов на заряженных примесных центрах. Получена оценка константы спин-орбитального рассеяния.

Спин-орбитальное взаимодействие, как известно, приводит к асимметрии рассеяния электрона на заряженном центре относительно плоскости, проведенной через вектора импульса и спина. В полупроводнике константа спин-орбитального взаимодействия на несколько порядков больше, чем для свободного электрона, поэтому релятивистский эффект может проявиться даже в диапазоне тепловых скоростей электронов.

Корреляция импульсов со спинами в актах рассеяния может приводить к появлению тока. Весьма наглядно этот ток должен проявиться в условиях оптической ориентации электронов в прямозонных полупроводниках, когда межзонное поглощение циркулярно поляризованного света приводит не только к ориентации спинов электронов, но и сопровождается появлением диффузионного спинового потока от поверхности, обусловленного градиентом спиновой плотности ($j_s \sim \nabla n_s$). Наличие потока ориентированных электронов в условиях асимметричного рассеяния будет сопровождаться появлением тока в направлении, перпендикулярном этому потоку и среднему спину электронов. С помощью внешнего магнитного поля можно развернуть электронный спин таким образом, чтобы получить максимальную величину тока. При нормальном падении света на поверхность кристалла магнитное поле следует приложить вдоль этой поверхности, чтобы получить параллельную ей

составляющую электронного спина. Такая постановка эксперимента была предложена Н.С.Аверкиевым и М.И.Дьяконовым¹. Отсутствие приложенных извне электрических полей упрощает задачу выделения фототока, обусловленного только ориентацией носителей. Кроме того, возможность оптического контроля за ориентацией спинов позволяет исключить вклад всех фотогальванических эффектов, не связанных с этой ориентацией.

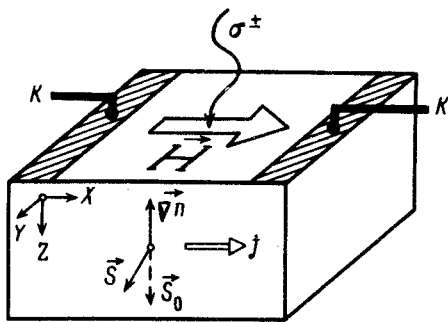
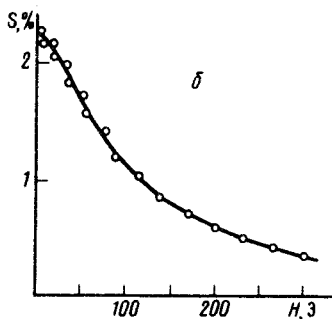
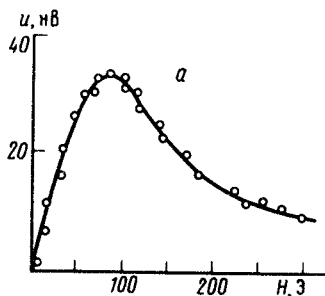


Рис. 1. Схема наблюдения поверхностного фототока при оптической ориентации электронов

Рис. 2. *a* – Зависимость фотоэдс, возникающей на поверхности кристалла от магнитного поля; *б* – деполаризация оптически ориентированных электронов в поперечном магнитном поле (эффект Ханле)



Эксперименты проводились на кристаллах $\text{Ga}_{0,73}\text{Al}_{0,27}\text{As}$, *n*-типа, выращенных на полупроводниковых подложках при $T = 77\text{K}$. Контакты наносились вжиганием индия. Приконтактные и краевые области кристаллов защищались от попадания света. Кристаллы освещались циркулярно поляризованным светом от гелий-неонового лазера ЛГ-38. Степень и знак циркулярной поляризации модулировались на частоте $\Omega = 30,256\text{ кГц}$ с помощью пьезоупругого кварцевого модулятора, дающего модуляцию интенсивности света на частоте Ω менее 0,05 % от полной интенсивности. Малое изменение интенсивности света на частоте Ω при модуляции циркулярной поляризации на этой частоте – чрезвычайно важное условие наблюдения эффекта, поскольку при наличии модуляции интенсивности света возникают сильные паразитные сигналы на частоте Ω (эффект Дембера, фотомагнитный эффект и т. д.), препятствующие измерению сигнала. Постоянное магнитное поле H прикладывалось вдоль оси, соединяющей контакты (ось X) и находилось в плоскости поверхности кристалла (рис. 1). Сигнал с образца регистрировался с помощью техники синхронного детектирования на частоте Ω . В случаях, когда присутствовали сильные паразитные сигналы, обусловленные модуляцией интенсивности света при модуляции поляризации, для выделения сигнала использовалась также и модуляция постоянного магнитного поля на низкой частоте $\omega = 23\text{ Гц}$ и второе синхронное детектирование (на частоте ω). В этом случае регистрировался сигнал пропорциональный производной от сигнала, показанного на рис. 2, *a*. Результаты экспериментов приведены на рис. 2, *a* и *б*. На рис. 2, *a* приведена зависимость фотоэдс, возникающей на поверхности кристалла при освещении циркулярно поляризованным светом от величины постоянного магнитного поля, приложенного к кристаллу. Сопротивление освещенной области кристалла (круглое пятно, диаметром $\sim 0,2\text{ мм}$), составляет величину $\sim 250\text{ Ом}$. Таким образом, линейная плотность тока в освещенной области на поверхности кристалла, соответствующая максимальному сигналу составляет 0,01 мкА/см (при $H = 90\text{ Э}$). Как показано в¹, величина тока асимметричного рассеяния определяется фор-

$$I = e \delta n_0 S_y, \quad (1)$$

где e — абсолютная величина заряда электрона, δ — коэффициент, пропорциональный спин-орбитальному взаимодействию; n_0 — поверхностная концентрация фотовозбужденных электронов (в нашем случае $n_0 = 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$), S_y — проекция среднего спина электронов на ось Y . Для полупроводников n -типа $S_y = S_0/4$, где S_0 — величина среднего спина электронов в отсутствии магнитного поля. Из рис. 2, б, $S_0 = 2,3\%$. Таким образом из (1) получили оценку $\delta = 0,2 \cdot 10^{-2} \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$, что по порядку величины совпадает с рассчитанной в 2.

Следует отметить, что связь спина и импульса электронов проводимости, обусловленная примесью состояний валентной зоны и спин-орбитальным взаимодействием может также приводить к появлению тока, пропорционального $[\mathbf{S} \times \mathbf{k}]$, где \mathbf{k} — волновой вектор электрона. Оценка этого тока для кристалла InSb приведена в работе 3, посвященной исследованию аномального эффекта Холла. Аналогичная оценка для кристалла $\text{Ga}_{0,73}\text{Al}_{0,27}\text{As}$ дает величину по крайней мере на два порядка меньшую, наблюдавшейся нами.

На рис. 2, б приведена кривая деполяризации оптически ориентированных электронов в поперечном магнитном поле (эффект Ханле), определенная в том же кристалле из независимых люминесцентных измерений, аналогичных 4. Следует обратить внимание на совпадение времен существования спиновой ориентации определяемых из электрических и оптических измерений. Действительно, это время определяется величиной магнитного поля H^* , в котором наблюдается максимум сигнала на рис. 2, а, а на рис. 2, б — величиной H , в котором S уменьшается вдвое по отношению к его значению при $H = 0$. На рис. 2, а и б H^* имеет практически одинаковую величину. При этом время релаксации магнитного момента неосновных носителей заряда $T = \hbar/g\mu_B H^*$ составляет величину $2 \cdot 10^{-9} \text{ с}$, где g — g -фактор электронов, μ_B — магнетон Бора, \hbar — постоянная Планка. Таким образом основной вклад в измеряемый ток дают термализованные электроны, что позволяет отличить наблюдавшийся эффект от предсказанного в работе 5 циркулярного фотогальванического эффекта, обусловленного асимметрией рассеяния нетермализованных электронов на поверхности. Подчеркнем, что в рассматриваемом эффекте ток протекает только в приповерхностном слое в отличие от объемного циркулярного фотогальванического эффекта, наблюдавшегося в гиротропных кристаллах 6.

Литература

1. Аверкиев Н.С., Дьяконов М.И. ФТП, 1983, 17, 629.
2. Абакумов В.Н., Ясиевич И.Н. ЖЭТФ, 1971, 61, 2571.
3. Chazalviel J.N., Solomon I. Phys. Rev. Lett., 1972, 29, 1676.
4. Флейшер В.Г., Джиоев Р.И., Захарченя Б.П., Канская Л.М. Письма в ЖЭТФ, 1971, 13, 422.
5. Белиничер В.И., Стурман Б.И. УФН, 1980, 130, 415.
6. Аверкиев Н.С., Аснин В.М., Бакун А.А., Данишевский А.М., Ивченко Е.Л., Пикус Г.Е., Рогачев А.А. ФТП, 1984, 18, 639.