

УДК 537.311

ПОПЕРЕЧНАЯ ФОКУСИРОВКА ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ В МЕТАЛЛАХ

А. М. Сатанин

Предложена модификация метода поперечной фокусировки, основанная на инжекции и анализе поляризованных электронов в металлы с использованием ферромагнитных микроконтактов. Приведенные оценки влияния магнитного поля микроконтактов на траектории электронов показывают, что фокусировка внешним полем сохраняется. Использование поляризованных электронов позволяет измерить важную характеристику поверхности — коэффициент зеркальности с переворотом спина. Получена оценка величины наблюдаемого эффекта.

Метод поперечной фокусировки электронов [1-4] позволяет получить важную информацию о процессах рассеяния электронов проводимости на поверхности металлов и полуметаллов. В настоящее время этим методом изучена угловая зависимость коэффициента отражения электронов проводимости в зависимости от состояния поверхности, исследованы процессы релаксации при неупругом рассеянии, андреевское отражение и т. д. [4]. В методе поперечной фокусировки электроны инжектируются из микроконтакта (эмиттера) в металл, фокусируются поперечным магнитным полем \mathcal{H} и анализируются другим микроконтактом (коллектором). Напряжение на коллекторе резко возрастает в поле \mathcal{H}_0 , при котором диаметр электронной орбиты сравнивается с расстоянием между микроконтактами. Второй пик напряжения наблюдается в поле $2\mathcal{H}_0$, когда электроны однократно сталкиваются с поверхностью. Отношение амплитуд первого и второго пиков напряжения пропорционально коэффициенту зеркальности.

В данной работе предлагается модификация метода поперечной фокусировки, позволяющая существенно расширить его возможности. Мы покажем, что если в качестве эмиттера и коллектора использовать ферромагнитные контакты (из поликристалла) малого поперечного сечения, то эффект поперечной фокусировки можно осуществить для поляризованных электронов и исследовать коэффициент отражения в зависимости от механизмов рассеяния на поверхности с переворотом спина электронов. Так как фокусирующее поле мало ($\mathcal{H} \simeq 10 \div 100$ Э) по сравнению с магнитным полем вблизи ферромагнитных микроконтактов, то возникает вопрос о влиянии поля микроконтактов на фокусировку. Приведенные в работе оценки показывают, что фокусировка сохраняется, а вектор поляризации электронов и коэффициент зеркальности можно измерить с помощью ферромагнитного коллектора.

Впервые на возможность инжекции поляризованных электронов в металл из ферромагнетика в другой связи было указано Ароновым [5]. Как хорошо известно, зоны в ферромагнитном металле расщеплены по спину, а плотность состояний различна для различных проекций спина. Идеальным для наших целей материалом был бы ферромагнетик, у которого зоны с одной проекцией спина полностью заполнены. Тогда степень поляризации электронов $P_e = (n_{\uparrow} - n_{\downarrow}) / n$ равна единице. В реальных металлах (Ni, Co, Fe) зона заполнена лишь частично, поэтому $P_e < 1$. В настоящее время экспериментально удается получить степень поляризации инжектированных электронов с $P_e \simeq 0.1 \div 0.5$ [6].

Пусть микроконтакты имеют характерный размер $d \sim 1$ мкм, эффективный диаметр области отверстия микроконтакта $b \approx 0.1$ мкм ($b \ll d$). Внутреннее поле в ферромагнетике $B \sim 10^4$ Гс, ларморовский радиус $R_B \sim v_F/\Omega \sim 10$ мкм ($\Omega = eB/mc$, $v_F \sim 10^8$ см/с), так что справедливо неравенство $b \ll d \ll R_B$. Следовательно, внутреннее поле существенно не искажает траектории электронов в микроконтактах, однако оно на два порядка больше внешнего фокусирующего поля \mathcal{H} вблизи электродов. Оценим расстояние, на котором магнитное поле микроконтакта сравнивается с \mathcal{H} . Для оценки будем считать, что микроkontakt представляет собой диполь, ориентированный по полю \mathcal{H} (перпендикулярно траектории электрона). В этом случае влияние поля микроконтакта на траекторию электрона в металле наиболее существенно. Поле диполя в плоскости траектории $\mathcal{H}_s \sim m_d/r^3$; $m_d = 4\pi d^3 M_0/(\mu_1 + 2\mu_2)$; $M_0 = B/4\pi$; μ_1, μ_2 — магнитные проницаемости металла ($\mu_1 \sim 1$) и микроконтакты ($\mu_2 \sim 10^2$). Расстояние, на котором $\mathcal{H}_s \sim \mathcal{H}$, будет $r \sim d (4\pi M_0/(\mu_1 + 2\mu_2)\mathcal{H})^{1/3} \sim d (B/\mu_2\mathcal{H})^{1/3} \sim d$. Это расстояние электрон проходит за время $\sim r/v_F$, угол поворота скорости $\alpha \sim r/R_B \ll 1$. Приведенные оценки показывают, что магнитное поле микроконтакта слабо искажает траектории электронов. В методе поперечной фокусировки расстояние между микроконтактами $L \sim v_F/\omega \sim 100$ мкм ($\omega = e\mathcal{H}/mc$) при $\mathcal{H} \sim 10^2$ Э, поэтому микроkontakt можно считать точечным. Пусть функция распределения по углам инжектированных электронов (для цилиндрической Ферми-поверхности) $W(\theta)$. Точка прихода электрона на поверхность $x = 2R_H \cos \theta$, θ — угол между направлением скорости вылетающего электрона и плоскостью границы, $R_H \sim v_F/\omega$. Функция распределения координат электронов, пришедших в коллектор, имеет вид $\tilde{W}(x) = W(\theta(x))/2R_H (1 - (x/2R_H)^2)^{1/2}$, т. е. она будет сохранять особенность при $x = 2R_H = L$, если, как было показано выше, угол поворота скорости вблизи микроконтакта мал. Рассмотрим магнитный момент M группы электронов с близкими скоростями и его проекции M_x и M_y на плоскость $\perp \mathcal{H}$. Из уравнений движения $\dot{M}_x = \omega M_y$, $\dot{M}_y = -\omega M_x$ следует, что при движении электронов в поле \mathcal{H} происходит вращение вектора поляризации пучка с частотой ω (если спин-орбитальное взаимодействие мало). Согласно сказанному выше, поворотом вектора поляризации вблизи микроконтакта можно пренебречь. Легко видеть, что в поле \mathcal{H}_0 проекция вектора поляризации на плоскость $\perp \mathcal{H}$ меняется на противоположную, а в поле $2\mathcal{H}_0$ она совпадает по направлению с поляризацией эмиттера.

Регистрацию поляризации электронов можно осуществить с помощью ферромагнитного коллектора, вектор поляризации которого \mathbf{P}_k . Пусть спектр носителей в коллекторе описывается в рамках стонервской модели

$$\varepsilon(p) = \varepsilon_0(p) - UP_k \sigma, \quad (1)$$

где U — обменная энергия, σ — матрица Паули. При резонансных полях $\mathcal{H}_0, 2\mathcal{H}_0$ существенны электроны, падающие нормально на поверхность металла в область коллектора. Пусть вектор поляризации электронов \mathbf{P}_e . Рассмотрим группу электронов, спиновое состояние которой описывается волновой функцией (u_+, v_+) . Доля электронов в группе N_+/N , N — полное число электронов в пучке. Вычисляя коэффициент прохождения T_+ для электронов выбранной группы (с учетом (1)) и усредняя по группам, получим

$$T = T_0 + T_1 \mathbf{P}_e \mathbf{P}_k,$$

$$T_0 = \frac{2x_+}{(1+x_+)^2} + \frac{2x_-}{(1+x_-)^2}, \quad T_1 = \frac{2x_+}{(1+x_+)^2} - \frac{2x_-}{(1+x_-)^2},$$

$$x_{\pm} = (1 \pm U/\varepsilon_F)^{1/2}.$$

Ток, протекающий через сечение коллектора площадью S_k , равен

$$I = j_0 S_k (T_0 + T_1 \mathbf{P}_e \mathbf{P}_k),$$

где j_0 — плотность тока инжектированных электронов. Таким образом, ток коллектора зависит от угла между \mathbf{P}_e и \mathbf{P}_k , а эффективность коллектора определяется параметром U/ε_F .

Обсудим теперь возможность получения дополнительной информации о рассеянии с помощью фокусировки поляризованных электронов. Прежде всего отметим, что вследствие нормального падения основной группы электронов на поверхность и регистрации электронов, отразившихся зеркально, спин-орбитальное взаимодействие электронов с поверхностью мало. Волновой вектор падающего электрона коллинеарен волновому вектору отраженного, поэтому не существует аксиального вектора, из которого строится амплитуда рассеяния с переворотом спина. Если на поверхности адсорбированы атомы со спином $S=1$, то матрица рассеяния электронов имеет вид [7] $M=f+g\sigma\mathbf{S}$, где f, g — скалярные амплитуды, определяемые видом рассеивающих потенциалов; \mathbf{S} — оператор спина примеси. В случае, когда адсорбированные атомы поляризованы и имеют вектор поляризации \mathbf{P}_a , то из общих соображений следует, что коэффициент зеркальности имеет вид

$$q = q_0 + q_1 \mathbf{P}_e \mathbf{P}_a.$$

Величины q_0, q_1 и изменение векторов поляризации можно вычислить, если известны потенциалы адсорбированных атомов и структура поверхности [8]. Эти вычисления составляют предмет отдельной задачи. Простейшую оценку можно получить, полагая взаимодействие электрона с адсорбированным атомом в виде $V(\mathbf{r}) + J\sigma\mathbf{S}\delta(\mathbf{r}-\mathbf{r}_a)$. В этом случае $q_1/q_0 \sim J/\varepsilon_F$. Величина J/ε_F в металлах обычно $\sim 0.1 \div 0.01$. Параметр J/ε_F определяет также изменение вектора поляризации. Таким образом, возможна постановка эксперимента, в котором при фокусирующих полях \mathcal{H}_0 и $2\mathcal{H}_0$ можно измерить $q_{\pm} = q_0 \pm q_1$ и P_e . Изменение поляризаций эмиттера и коллектора нетрудно осуществить с помощью управляющих катушек.

Укажем на оптическую аналогию. Ферромагнитный эмиттер и коллектор играют роль поляроида, а рассеяние на поверхности аналогично «мутной» среде.

Автор признателен В. С. Цою за полезные обсуждения метода поперечной фокусировки, что инициировало выполнение данной работы. Беседы с А. Г. Ароновым, В. Я. Демиховским и Г. И. Левиевым прояснили многие вопросы, затронутые в статье.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Цой В. С. // Письма в ЖЭТФ. 1974. Т. 19. № 2. С. 114—118.
- [2] Цой В. С., Цой Н. П. // ЖЭТФ. 1977. Т. 73. № 1. С. 289—297.
- [3] Цой В. С., Разгонов И. И. // ЖЭТФ. 1978. Т. 74. № 3. С. 1137—1140.
- [4] Цой В. С. Электроны проводимости / Под ред. М. И. Каганова, В. С. Эдельмана. М.: Наука, 1984. 416 с.
- [5] Аронов А. Г. // Письма в ЖЭТФ. 1976. Т. 24. № 1. С. 37—40.
- [6] Meservey R., Paraskevoropoulos D., Tedrow P. M. // Phys. Rev. Lett. 1976. V. 37. № 3. P. 857—861.
- [7] Друкарев Г. Ф., Обьедков В. Д. // УФН. 1979. Т. 127. № 4. С. 621—650.
- [8] Гатмахер В. Ф., Левинсон И. Б. // Рассеяние носителей тока в металлах и полупроводниках. М.: Наука, 1984. 350 с.

Горьковский государственный
университет ГИФТИ
Горький

Поступило в Редакцию
24 января 1989 г.