

СПИНОВАЯ ИНЖЕКЦИЯ В МЕТАЛЛАХ И ПОЛЯРИЗАЦИЯ ЯДЕР

А.Г. Аронов

При пропускании тока через контакт ферромагнетик – металл возникает инжекция спинов. Инжекция спинов приводит к сильному усилению сигнала ЭПР в металлах и существенной поляризации ядер на длине спиновой диффузии электронов, которая может достигать нескольких сантиметров.

Кларк и Феер [1] первые наблюдали спиновую инжекцию в полупроводниках, связанную с разностью g -факторов электронов в контакте и полупроводнике, изучая поляризацию ядер в InSb при разогреве электронного газа. В [2] была теоретически исследована спиновая инжекция при пропускании тока через контакт ферромагнетик – полупроводник.

В настоящей статье мы хотим обратить внимание на возможность осуществления спиновой инжекции в нормальном металле и показать, что, несмотря на малую степень средней поляризации электронов, спиновая инжекция может приводить к значительным эффектам в ЭПР в металлах и поляризации ядер.

В металлах в проводимость дают вклад электроны вблизи поверхности Ферми в слое порядка kT . Поэтому при пропускании тока через контакт ферромагнетик – металл будет осуществляться заметная поляризация электронов в узком слое вблизи поверхности Ферми, что приводит к раздвижке химических потенциалов электронов с противоположными спинами на величину $\Delta\zeta$. Для нахождения этой раздвижки воспользуемся уравнением диффузии для спиновой части функции распределения $\sigma(\epsilon) = n_+(\epsilon) - n_-(\epsilon)$

$$D(\epsilon) \frac{\partial^2 \sigma(\epsilon)}{\partial x^2} - \frac{\sigma(\epsilon)}{\tau_s} = 0 \quad (1)$$

Здесь $D(\epsilon)$ – коэффициент диффузии электронов с энергией ϵ , а τ_s – их время спиновой релаксации, x – координата, нормальная к поверхности контакта.

В (1) мы пренебрегли дрейфовым членом, который мал по параметру $eEL_s/\zeta \ll 1$, где $L_s = \sqrt{D\tau_s}|_{\epsilon=\zeta}$ – длина спиновой диффузии, ζ – энергия Ферми электронов в неферромагнитном металле, E – напряженность электрического поля.

Уравнение (1) необходимо решать с граничным условием

$$J_s(\epsilon)|_{x=0} = \frac{\alpha}{e} J(\epsilon) \quad (2)$$

Здесь $J_s(\epsilon) = D(\epsilon)(\partial\sigma/\partial x)$ – плотность потока спинов с энергией ϵ , а $J(\epsilon) = -\frac{1}{3}eEl(\epsilon)v(\partial n_0/\partial\epsilon)$ – плотность тока, создаваемая электронами

с энергией ϵ , α — степень поляризации тока из контакта ферромагнетик — металл, $l(\epsilon)$ — длина свободного пробега, v — скорость частиц.

Решение (1) с граничным условием (2) имеет вид

$$\sigma(\epsilon) = -\alpha eEL_s(\epsilon) \frac{\partial n_0}{\partial \epsilon} e^{-\frac{x}{L_s(\epsilon)}}, \quad (3)$$

где $L_s^2(\epsilon) = D(\epsilon)\tau_s$. Из (3) видно, что раздвижка поверхностей Ферми на расстояниях малых по сравнению с длиной спиновой диффузии есть $\Delta\zeta = \alpha eEL_s$. Сразу отметим, что L_s может быть очень большой, и, например, в Al (см. ниже) может быть порядка 1 см. Средняя поляриза-

ция электронов $p = \frac{\langle \sigma \rangle}{N} \sim \alpha \frac{eEL_s}{\zeta} \ll 1$. Однако, если образец поме-

щен во внешнее магнитное поле H , параллельное направлению спиновой поляризации, то при наличии спиновой инжекции намагниченность электронов есть

$$M = g\mu_0 \frac{\partial N}{\partial \zeta} (g\mu_0 H + \alpha eEL_s) \quad (4)$$

μ_0 — магнетон Бора. Так как сигнал ЭПР пропорционален стационарной намагниченности, то изменение сигнала за счет инжекции

$$\frac{I}{I_0} = 1 + \alpha \frac{eEL_s}{g\mu_0 H}. \quad (5)$$

Если ядра имеют спин, то из-за рассеяния поляризованных электронов на ядрах ядра будут поляризоваться. Дьяконов и Перель [3] вычислили среднюю проекцию ядерного спина $\langle I_z \rangle$ в слабом магнитном поле. Учитывая, что $\Delta\zeta = \alpha eEL_s$ и пользуясь выражением (12) работы [3], получим, что

$$\langle I_z \rangle = \frac{2}{3} I(I+1) \frac{H^2}{H^2 + \delta H_L^2} \text{th} \left(\alpha \frac{eEL_s}{kT} \right). \quad (6)$$

Здесь I — спин ядра, H_L^2 — средний квадрат локального магнитного поля, действующего на ядро со стороны окружающих ядер, $\delta = 2 \div 3$ [4].

Оценим порядок наличия наблюдаемых эффектов. В Al из-за малой спин-орбитальной связи $\tau_s/\tau_p \sim 10^5$ [5]. Это означает, что при $\tau_p \approx 10^{-10}$ сек, что легко осуществить в чистом Al $\tau_s \sim 10^{-5}$ сек, а $L_s \sim 1$ см. Тогда в поле $E \sim 10^{-4}$ в/см при $T \approx 1$ К параметр $eEL_s/kT \sim 1$. Таким полям в этих условиях соответствует плотность тока $\sim 10^4$ а/см² и всего 1 вт/см³ выделяемой мощности. Для ЭПР ситуация еще лучше. В этих условиях при $g\mu_0 H \sim 10^{-2}$ К (такие поля $H \approx 10^2$ э использовались в ЭПР в литии [6]) усиление сигнала ЭПР будет в 10 раз, если $\alpha \approx 0,1$.

В заключение я хочу поблагодарить М.И.Дьяконова, В.И.Переля и Г.Е.Пикуса за интересные дискуссии.

Институт ядерной физики
им. Б.П.Константинова
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
27 мая 1976 г.

Литература

- [1] W.G.Clark, G.Feher. Phys. Rev. Lett., 10, 134, 1963.
 - [2] А.Г.Аронов, Г.Е.Пикус. ФТП, №6, 1976.
 - [3] М.И.Дьяконов, В.И.Перель. ЖЭТФ, 68, 1514, 1975.
 - [4] А.Абрагам. Ядерный магнетизм. М., ИИЛ, 1963, 337.
 - [5] H.Shina. J. Low. Temp. Phys., 22, 105, 1976.
 - [6] И.М.Лифшиц, М.Я.Азбель, М.И.Каганов. Электронная теория металлов. М., изд. Наука, 1971, стр. 350.
-