Доклады Академии Наук СССР
1951. Том LXXXI, № 1

ФИЗИКА

А. В. СОКОЛОВ и А. З. ВЕКСЛЕР

ТЕРМОЭЛЕКТРОННАЯ ЭМИССИЯ В ФЕРРОМАГНЕТИКАХ

(Представлено академиком А. Ф. Иоффе 11 IX 1951)

1. Известно, что все «аномалии» ферромагнитных металлов обусловлены существованием самопроизвольной намагниченности (1). Естественно ожидать, что и аномалия термоэлектронной эмиссии в ферромагнетиках также связана с исчезновением самопроизвольной намагниченности при переходе через точку Кюри. Ниже дается попытка теоретического объяснения этой аномалии.

Термоэлектронная эмиссия нормальных металлов теоретически исследовалась рядом авторов (2–5). Впервые термодинамический расчет зависимости термоэлектронного тока насыщения от температуры выполнил Ричардсон, рассматривавший электроны как газ с максвелловским распределением по скоростям. Однако квантовомеханическое рассмотрение этого вопроса с использованием статистики Ферми приводит к несколько отличной температурной зависимости (формула Дэшмана) и появлению коэффициента прохождения.

2. Для получения формулы, дающей зависимость термоэлектронного тока насыщения в ферромагнетиках от температуры, воспользуемся предложенной С. В. Вонсовским (6) моделью обменного взаимодействия внешних s- и внутренних d-электронов. Согласно этой модели будем считать систему s-электронов, с которой и связана термоэлектронная эмиссия, смесью двух электронных газов в соответствии с двумя возможными ориентациями спина. Энергия s-электрона в приближении эффективной массы равна

$$E = \alpha - \alpha' \mathbf{y} \vec{\sigma} + (\beta + \beta' \mathbf{y} \vec{\sigma}) \mathbf{k}^2, \tag{1}$$

где α, α', β и β' — параметры, зависящие от интегралов обмена s- и d-электронов и интегралов переноса s-электрона; $\mathbf{y}$ — средний относительный атомный магнитный момент d-электрона; $\vec{\sigma}$ — вектор спина s-электрона и $\mathbf{k}$ — квази-импульс s-электрона.

Рассмотрим ферромагнетик, заполняющий полупространство $x < 0$. Будем считать, что поле, действующее внутри металла на s-электрон, равно некоторой постоянной величине, которая, согласно $(s-d)$-обменной модели, зависит от намагниченности следующим образом (7):

$$W^{\pm} = W \pm \gamma y, \tag{2}$$

где W — скачок потенциала в отсутствие намагниченности. Знак $(+)$ указывает, что речь идет о поле, действующем на s-электрон с правой ориентацией спина (s^+-электрон), а знак $(-)$ — на s^--электрон. Величина

γ зависит от интегралов обменного взаимодействия s- и d-электронов и интегралов переноса s-электрона.

3. Найдем ток насыщения, соответствующий s-электронам с правой ориентацией спина. При указанном выше выборе потенциала вероятность выхода электрона из металла определяется той частью энергии, которая связана с составляющей импульса вдоль оси x. Ее величина в приближении эффективной массы равна

$$A = \frac{m^* \xi^2}{2}, \tag{3}$$

где ξ — составляющая скорости электрона вдоль оси x, m^* — эффективная масса электрона. Из формулы (1) видно, что эффективная масса равна

$$m^* = \frac{\hbar^2}{2a^2(\beta + \beta' y \vec{\sigma})}, \tag{4}$$

где a — постоянная решетки.

Пусть $N(A)\,dA$ — число электронов с энергией, соответствующей составляющей скорости ξ в интервале от A до $A + dA$, которые за единицу времени подходят к поверхности металла. Тогда число электронов, покинувших металл, определяется выражением:

$$Z = \int_0^\infty N(A)\, D(A)\, \xi\, dA, \tag{5}$$

где $D(A)$ — коэффициент прохождения, т. е. вероятность покинуть металл электрону с данной энергией A. Наибольший достижимый ток (ток насыщения) равен

$$i = eZ. \tag{6}$$

Таким образом, для нахождения тока насыщения нужно вычислить $N(A)$ и $D(A)$. Число s-электронов с правой ориентацией спина в единице объема с квази-импульсами, лежащими в интервале k_x^+, $k_x^+ + dk_x^+$ и т. д., равно

$$n(k_x^+, k_y^+, k_z^+)\, dk_x^+ dk_y^+ dk_z^+ = \frac{1}{8\pi^2 a^3} \frac{dk_x^+ dk_y^+ dk_z^+}{\exp \dfrac{E(k_x^+, k_y^+, k_z^+) - \varepsilon_0^+}{kT} + 1}, \tag{7}$$

где ε_0^+ — предельная энергия Ферми s^+-электронов.

Вместо k_y^+ и k_z^+ введем полярные координаты ρ, φ и проинтегрируем по ним. Полученное выражение дает распределение электронов по составляющей квази-импульса k_x^+:

$$n(k_x^+)\, dk_x^+ = \frac{dk_x^+}{8\pi^3 a^3} \int_0^\infty \int_0^{2\pi} \frac{\rho\, d\rho\, d\varphi}{\exp\left[\dfrac{E^+ - \varepsilon_0^+}{kT}\right] + 1} =$$

$$= \frac{kT\, dk_x^+}{4\pi^2 a^3\, 2\,(\beta + \beta' y)} \ln\left\{1 + \exp\left[\frac{\varepsilon_0^+ - \left[\alpha - \alpha' y + (\beta - \beta' y)\, k_x^{+2}\right]}{kT}\right]\right\}. \tag{8}$$

Применяя хорошо известное соотношение $\xi = \frac{1}{\hbar}\frac{\partial E}{\partial k_{x_1}}$, где $k_{x_1} = k_x / a$, к s^+-электронам, получим:

$$\xi^+ = \frac{2(\beta + \beta' y)\, a}{\hbar} k_x^+. \tag{9}$$

Поэтому ток насыщения s^+-электронов будет равен

$$i^+ = \frac{ekT}{2\pi h a^2}\int\limits_0^\infty \ln\left\{1+\exp\left[\frac{\varepsilon_0^+ - [\alpha - \alpha' y + (\beta + \beta' y)\, k_x^{+2}]}{kT}\right]\right\} D(A)\, k_x^+ dk_x^+ .$$

Будем считать, что коэффициент прохождения равен нулю, когда $A < W^+$, где W^+ — высота потенциального барьера для s^+-электронов. Тогда наименьший импульс определится из условия:

$$\alpha - \alpha' y + (\beta + \beta' y)\, k_x^{+2} = W^+. \tag{10}$$

Введем новую переменную

$$\alpha - \alpha' y + (\beta + \beta' y)\, k_x^{+2} - W^+ = kTz^+.$$

Тогда ток s^+-электронов через новую переменную будет определяться следующим выражением:

$$i^+ = \frac{ek^2T^2}{2\pi a^2 h}\,\frac{1}{2(\beta + \beta' y)}\int\limits_0^\infty \ln\left[1 + e^{-z^+ - \chi^+/kT}\right] D(kTz^+ + W^+)\, dz^+, \tag{11}$$

где $\chi^+ = W^+ - \varepsilon_0^+$ — эффективная работа выхода s^+-электронов. Величины $\alpha, \alpha', \beta, \beta'$, W — порядка нескольких электрон-вольт, а kT обычно порядка 10^{-13} эрг. Ввиду этого логарифм, стоящий под интегралом, можно разложить в ряд и ограничиться одним слагаемым:

$$i^+ = \frac{ek^2}{2\pi a^2 h}\,\frac{T^2}{2(\beta + \beta' y)}\, e^{-\chi^+/kT}\int\limits_0^\infty e^{-z^+} D(kTz^+ + W^+)\, dz^+. \tag{12}$$

Как показано в работе (7), эффективная работа выхода s^+-электронов равна эффективной работе выхода s^--электронов, т. е.

$$\chi^+ = \chi^- = \chi.$$

Таким образом, для тока s^+-электронов будем иметь:

$$i^+ = \frac{ek^2}{2\pi a^2 h}\,\frac{T^2}{2(\beta + \beta' y)}\,\overline{D^+(T)}\, e^{-\chi/kT}, \tag{13}$$

где $\overline{D^+(T)} = \int\limits_0^\infty e^{-z^+} D(kTz^+ + W^+)\, dz^+$ — средний коэффициент прохождения.

Нетрудно показать, пользуясь обычными способами расчета, что средний коэффициент прохождения равен

$$\overline{D^+(T)} = 4\int\limits_0^\infty \frac{\sqrt{kTx}\sqrt{kTx + W^+}}{(\sqrt{kTx} + \sqrt{kTx + W^+})^2}\, e^{-x} dx.$$

Воспользуемся тем обстоятельством, что e^{-x} — быстро убывающая функция, и разложим выражение, стоящее перед экспонентой, в ряд. Тогда интегрирование дает следующее выражение для среднего коэффициента прохождения:

$$\overline{D^+(T)} = 4\sqrt{\frac{kT}{W^+}}\left(\frac{\sqrt{\pi}}{2} - 2\sqrt{\frac{kT}{W^+}} + \frac{15}{8}\sqrt{\pi}\,\frac{kT}{W^+} + \dots\right). \tag{14}$$

Остается подставить это выражение в формулу для тока насыщения (13) и сложить с аналогичным выражением для s^--электронов со спином левой ориентации.

После громоздких преобразований находим величину тока

$$i = \frac{ek^{5/2}T^{5/2}}{\sqrt{\pi}\, a^2 h\beta \sqrt{W}}\, e^{-\chi/kT}(1+\Gamma_1 y^2) \tag{15}$$

и ферромагнитной аномалии,

$$\frac{\Delta i}{i_0} = \frac{i_0 - i}{i_0},$$

дающей меру отклонения тока насыщения в ферромагнетике от обычной температурной зависимости

$$\frac{\Delta i}{i_0} = \Gamma_2 y^2, \tag{16}$$

где i_0 — ток, соответствующий $y = 0$,

$$\Gamma_1 = \left(\frac{\beta'}{\beta}\right)^2 + \frac{3}{8}\left(\frac{\gamma}{W}\right)^2 - \frac{1}{2}\frac{\beta'\gamma}{\beta W}, \quad \Gamma_2 = \frac{\varepsilon_\beta \delta_1}{kT} - \Gamma_1,$$

$$\varepsilon_\beta = 4\pi^2 a^2 \beta \left(\frac{3n}{8\pi}\right)^{2/3}, \quad \delta_1 = \left(\frac{2}{3}k_1\frac{\beta'}{\beta} - \frac{1}{9}k_1^2\right).$$

В выражении для тока насыщения мы получим множитель $T^{5/2}$ вместо обычного T^2. Это связано с тем, что мы взяли для среднего коэффициента прохождения лишь одно слагаемое в формуле (14). Из выражений (15) и (16) видно, что термоэлектронная эмиссия в ферромагнетиках не зависит от направления намагничения.

К сожалению, прямых экспериментальных измерений тока насыщения в ферромагнетиках для температур, близких к точке Кюри, пока нет. Однако опыты Кардвелла ([8]) по исследованию фотоэффекта в никеле показали, что аномалия действительно имеет место. Зависимость фототока от температуры для обычных металлов аналогична формуле Ричардсона — Дэшмана. Поэтому можно ожидать, что для ферромагнетиков ток насыщения вблизи точки Кюри также будет обладать аномалией. Весьма желательно произвести опытную проверку теоретических выводов, представленных формулами (15) и (16).

Таким образом, нам удалось показать, используя обменную модель внешних и внутренних электронов ферромагнетика, что ток насыщения ферромагнетиков должен зависеть от величины их самопроизвольной намагниченности. Вблизи температуры ферромагнитного превращения эта зависимость имеет простой квадратичный характер.

Институт физики металлов
Уральского филиала Академии наук СССР

Поступило
20 VII 1951

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

[1] С. В. Вонсовский и Я. С. Шур, Ферромагнетизм, 1948. [2] Л. Н. Добрецов, Электронная и ионная эмиссия, 1950. [3] E. Wigner and J. Bardeen, Phys. Rev., 48, 84 (1935); E. Wigner, Phys. Rev., 49, 696 (1936); J. Bardeen, ibid., 49, 653 (1936). [4] A. Sommerfeld, Helv. Phys. Acta, 7, 31, suppl. II (1934). [5] Д. Блохинцев и С. Драбкина, Phys. Zs. d. Sowietunion, 7, 484 (1935). [6] С. В. Вонсовский, ЖЭТФ, 16, 981 (1946). [7] С. В. Вонсовский и А. В. Соколов, ДАН, 76, 197 (1951). [8] A. B. Cardwell, Phys. Rev., 76, 125 (1949).