Доклады Академии Наук СССР
1951. Том LXXVI, № 2

ФИЗИКА

С. В. ВОНСОВСКИЙ и А. В. СОКОЛОВ

О ПОВЕРХНОСТНОМ ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ЭФФЕКТЕ В ФЕРРОМАГНЕТИКАХ

(Представлено академиком С. И. Вавиловым 20 XI 1950)

1. Недавно Кардвелл (1) впервые провел исследования фотоэлектрических и термоионных свойств ферромагнитного никеля. При этом им было установлено, что: 1) у никеля вблизи точки Кюри наблюдается аномальный ход фотоэлектрического тока с температурой (излом кривой фототок — температура), эта аномалия не может быть объяснена существующей теорией (2); 2) работа фотоэлектрического выхода растет с температурой.

Известно (3), что все „аномалии" ферромагнитных металлов обусловлены существованием самопроизвольной намагниченности. Поэтому следует ожидать, что аномалия фототока в ферромагнетиках также связана с исчезновением самопроизвольной намагниченности при переходе через точку Кюри. Ниже дается попытка теоретического объяснения этой аномалии.

Влияние температуры на фотоэлектрическую эмиссию нормальных металлов теоретически исследовалось рядом авторов (2,4). Известно, что распределение электронов проводимости металла по энергиям очень слабо зависит от температуры. Однако расчет Фаулера показал, что под действием света частоты, близкой к граничной, могут вырываться только электроны с энергией, близкой к максимальной, а распределение этих электронов по энергиям существенно зависит от температуры.

2. Для обобщения этого расчета на случай ферромагнетиков воспользуемся предложенной одним из нас (5) моделью обменного взаимодействия внешних s- и внутренних d-электронов. Согласно этой модели, будем считать систему s-электронов в ферромагнетике смесью двух электронных „газов", в соответствии с двумя возможными ориентациями спина. Энергия s-электрона в приближении эффективной массы равна

$$E(\xi, \eta, \zeta) = \alpha - \alpha' y \vec{\sigma} + (\beta + \beta' y \vec{\sigma})(\xi^2 + \eta^2 + \zeta^2),$$

где α, α', β и β' — параметры, зависящие от интегралов обмена s- и d-электронов и интегралов переноса s-электрона, y — средний относительный атомный магнитный момент d-электрона, а $\vec{\sigma}$ — вектор спина s-электрона. Число s-электронов с правой ориентацией спина (s^+) в единице объема со слагающей квази-импульса, перпендикулярной к поверхности металла в интервале ξ^+, $\xi^+ + d\xi^+$, и при произвольных значениях двух других слагающих η и ζ определяется выражением

$$n(\xi^+)\,d\xi^+ =$$

$$= \frac{d\xi^+}{8\pi^3 a^3}\int_0^\infty\int_0^{2\pi}\left[\exp\left(\frac{\alpha-\alpha' y+(\beta+\beta' y)(\xi^{+^2}+\rho^2)-\varepsilon_0^{+^2}}{kT}\right)+1\right]^{-1}\rho\,d\rho\,d\vartheta =$$

$$= \frac{kT}{8\pi^3 a^3(\beta+\beta' y)}\ln\left[1+\exp\left(\frac{\varepsilon_0^+-[(\alpha-\alpha' y)+(\beta+\beta' y)\,\xi^{+^2}]}{kT}\right)\right]d\xi^+, \quad (1)$$

где введено обозначение $\rho^2=\eta^2+\zeta^2$, ϑ — азимут вокруг оси, перпендикулярной к поверхности металла, и ε_0^+ — химический потенциал s-электронов.

Обозначим скачок потенциала для s^+-электронов через W^+, тогда их эффективная работа выхода будет $\chi^+=W^+-\varepsilon_0^+$. Аналогично для s^--электронов со спином левой ориентации $\chi^-=W^- -\varepsilon_0^-$. Таким образом, предполагается, что величина скачка потенциала W зависит от намагниченности ферромагнетика благодаря влиянию обменного взаимодействия.

Определим число s^+-электронов, вырываемых с поверхности ферромагнетика при температуре T под действием света частоты ν, близкой к предельной частоте ν_0. Будем считать, что оно пропорционально числу этих электронов в единице объема ферромагнитного металла, имеющих перпендикулярную к поверхности составляющую квазиимпульса, большую, чем ее критическая величина, которую находим из равенства

$$\alpha-\alpha' y+(\beta+\beta' y)\,\xi^{+2}+h\nu=W^+.$$

Это число фотоэлектронов, которое мы будем обозначать через N_B^+, определяется выражением:

$$N_B^+=\int^\infty n(\xi^+)\,d\xi^+, \quad (2)$$

$$(\alpha-\alpha' y)+(\beta+\beta' y)\,\xi^{+^2}=W^+-h\nu.$$

Ограничиваясь случаем частот вблизи границы фотоэффекта $h\nu\sim\chi^+$), нетрудно показать, что число N_B^+ дается формулой

$$N_B^+=\frac{k^2T^2}{(\beta+\beta' y)^{3/2}(W^+-h\nu)^{1/2}}\,\varphi_i(\mu^+), \quad (3)$$

где $i=1$ при $\mu^+=\frac{h\nu-\chi^+}{kT}\leqslant 0$ и $i=2$ при $\mu^+\geqslant 0$, при этом

$$\varphi_1(\mu^+)=\frac{1}{16\pi^2 a^3}\left[e^{\mu^+}-\frac{e^{2\mu^+}}{2^2}+\frac{e^{3\mu^+}}{3^2}-\ldots\right],$$

$$\varphi_2(\mu^+)=\frac{1}{16\pi^2 a^3}\left[\frac{\pi^2}{6}+\frac{\mu^{+^2}}{2}-\left(e^{-\mu^+}-\frac{e^{-2\mu^+}}{2^2}+\frac{e^{-3\mu^+}}{3^2}-\ldots\right)\right].$$

Аналогичные выражения, но с индексами (—) и с заменой $(\beta+\beta' y)$ на $(\beta-\beta' y)$ имеют место для s^--электронов.

Далее предполагаем, что эффективная работа выхода s^+-электронов равна эффективной работе выхода s^--электронов, т. е.

$$\nu_0=\frac{W^+-\varepsilon_0^+}{h}=\frac{W^- -\varepsilon_0^-}{h}=\frac{\chi^+}{h}=\frac{\chi^-}{h}=\frac{\chi}{h}. \quad (4)$$

Равенство эффективных работ выхода χ^+ и χ^- следует в первом приближении из термодинамических соображений. Кроме того, если бы равенство (4) хотя бы приближенно не выполнялось, то величина фототока изменялась бы с изменением направления намагниченности на обратное, что противоречило бы соображениям симметрии. Из (4) следует, что $\mu^+ = \mu^- = \mu$.

Используя известные выражения [3,5] для химических потенциалов s-электронов со спинами правой и левой ориентации и соотношение (4), можно получить следующие выражения:

$$W^+ = W + \gamma y, \quad W^- = W - \gamma y, \tag{5}$$

где $\gamma = 4\pi^2 \left(\frac{3}{8\pi}\right)^{2/3} \beta\delta$ и $\delta = \frac{2}{3} k_1 + \frac{\beta'}{\beta}$, а W — скачок потенциала в отсутствие намагниченности. Полное число фотоэлектронов N_{By}, очевидно, будет равно сумме N_B^+ и N_B^-. После простых, но громоздких преобразований получаем для полного числа фотоэлектронов N_{By} следующее выражение:

$$N_{By} = \frac{(kT)^2 \varphi_1(\mu)}{8\pi^2 a^3 \beta^{3/2} (W - h\nu)^{1/2}} (1 - \Gamma y^2), \tag{6}$$

где

$$\Gamma = -\left[\frac{3}{4} \frac{\beta'\gamma/\beta}{W - h\nu} + \frac{3}{8} \frac{\gamma^2}{(W - h\nu)^2} + \frac{15}{8} \left(\frac{\beta'}{\beta}\right)^2\right]. \tag{7}$$

Вообще говоря, Γ может иметь как положительный, так и отрицательный знак в зависимости от знаков β, β', γ и $(W - h\nu)$ и их соотношений. При $y = 0$ выражение (6) в точности совпадает с соответствующей формулой Фаулера [2]. Предполагая, что фотоэмиссионный ток пропорционален N_{By}, мы можем написать:

$$I = AT^2 (W - h\nu)^{-1/2} \varphi_1(\mu) (1 - \Gamma y^2), \tag{8}$$

где A — постоянная, не зависящая от ν и T.

3. В формуле (8) нас интересует не абсолютное значение фотоэлектрического тока I, а его ферромагнитная „аномалия“, т. е.

$$\frac{\Delta I}{I_0} = \frac{I_0 - I}{I_0} = Dy^2, \tag{9}$$

где I_0 есть значение I при $y = 0$, а

$$D = \Gamma - \frac{\varphi' [\mu(0)] \varepsilon_\beta \delta_1}{\varphi [\mu(0)] kT}. \tag{10}$$

Коэффициент D, кроме всего прочего, является функцией частоты. Поэтому изменение частоты света, вызывающего фотоэффект, обусловливает изменение самого коэффициента D (что соответствует различным кривым фототока у Кардвелла). В выражении (9) ΔI обозначает разность между фотоэлектрическим током, получаемым при экстраполяции кривой фототока выше точки Кюри (I_0), и фактически наблюдаемым ниже точки Кюри фототоком. Опытные данные Кардвелла [1] качественно подтверждают полученную нами теоретическую формулу (9).

Можно показать непосредственными вычислениями, что эффективная работа выхода ферромагнитного металла является функцией самопроизвольной намагниченности. Действительно, пользуясь соотношениями для химических потенциалов s-электронов и формулой (4) и ограничиваясь членами, квадратичными относительно y, легко показать справедливость следующего соотношения:

$$\chi(y) = W - \varepsilon_\beta (1 + \delta_1 y^2), \tag{11}$$

где

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

При $y = 0$ формула (11) переходит в обычное выражение для эффективной работы выхода. Если в формуле (11) пренебречь температурной зависимостью W и ε_β, то эффективная работа выхода будет зависеть от температуры только через самопроизвольную намагниченность. При положительном знаке δ_1 из формулы (11) следует, что с повышением температуры величина χ будет возрастать, что находится в согласии с опытными данными Кардвелла.

Пользуясь формулой (11), легко определить ферромагнитную „аномалию" эффективной работы выхода ферромагнетика

$$\frac{\Delta\chi}{\chi_0} = \frac{\chi_0 - \chi}{\chi_0} = \frac{\varepsilon_\beta \delta_1}{W - \varepsilon_\beta} y^2, \tag{12}$$

где χ_0 есть значение χ при $y = 0$. Весьма желательно произвести опытную проверку теоретических выводов, представленных формулой (12).

Таким образом, нам удалось показать, используя обменную модель внешних и внутренних электронов ферромагнетика, что фотоэлектрический ток ферромагнетиков должен зависеть от величины их самопроизвольной намагниченности. Вблизи температуры ферромагнитного превращения эта зависимость имеет простой квадратичный характер (см. формулы (8) и (9)). Кроме того, получена зависимость эффективной работы выхода ферромагнетика от величины самопроизвольной намагниченности и ее ферромагнитная „аномалия".

Институт физики металлов
Уральского филиала Академии наук СССР

Поступило
13 IX 1950

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

[1] A. B. Cardwell, Phys. Rev., 76, 125 (1949). [2] R. H. Fowler, ibid., 38, 45 (1931). [3] С. В. Вонсовский и Я. С. Шур, Ферромагнетизм, 1948. [4] K. Mitchell, Proc. Cambr. Phil. Soc., 31, 416 (1935). [5] С. В. Вонсовский, ЖЭТФ, 16, 981 (1946).