Письма в ЖТФ, том 17, вып. 18 26 сентября 1991 г.

01; 05.2; 05.3

© 1991

О ТЕМПЕРАТУРНЫХ АНОМАЛИЯХ КОЭФФИЦИЕНТА РАСПЫЛЕНИЯ МАГНЕТИКОВ ВБЛИЗИ ТОЧКИ КЮРИ

В.П. Иванов, Г.А. Самсонов,
В.Н. Тронин, В.И. Троян

следующие особенности в зависимости $S(T)$ [1] : наличие аномалий на кривой $S(T)$ в окрестности точки Кюри (T); различные значения коэффициента распыления в пара и ферромагнитных фазах вдали от T_C ; зависимость формы кривой $S(T)$ от вида бомбардирующих ионов и их энергии; в зависимости функции $S(T)$ от грани монокристалла.

В настоящей работе предложена теоретическая модель для описания зависимости коэффициента распыления от температуры. Эта модель основана на аномальном увеличении флуктуаций поля параметра порядка магнетика около T_C. Такого рода явления хорошо известны. В частности, к ним принадлежит критическая опалисценция [3], аномальное повышение скоростей окисления, десорбции и сублимации магнетиков вблизи точки фазового перехода (см. литературу в [4]).

По Зигмунду [2] $S = A/\varepsilon_{CB}$, где A – величина, зависящая от ядерного торможения и слабо чувствительная к фазовому переходу, ε_{CB} – энергия связи поверхностного атома. Таким образом, единственной величиной, обуславливающей наблюдаемое в эксперименте изменение коэффициента распыления от температуры вблизи T_C, и является величина ε_{CB}, которая равна энергии атома поверхности в поле всех остальных. Если взаимодействия атомов рассматривать как парные, то

$$\varepsilon_{CB} = C\sum_{\vec{R}\neq 0} \varphi(\vec{R}), \qquad (1)$$

где $\varphi(\vec{R})$ – потенциал парного взаимодействия атомов, учитывающий, в частности, наличие колебаний атомов при $T\neq 0$.

При магнитном фазовом переходе вследствие стрикционных эффектов смещения атомов могут значительно возрастать. Поэтому для энергии связи можно записать:

$$\varepsilon = C\sum_{\vec{R}\neq 0} \varphi[\vec{R} + \vec{u}(\vec{R})], \qquad (2)$$

где $\vec{u}(\vec{R})$ – смещение атомов, обусловленное фазовым переходом в магнетике. В этом случае коэффициент распыления может быть определен путем усреднения по спиновой подсистеме φ,

$$S = \langle S(\vec{u}) \rangle_{\varphi}. \qquad (3)$$

Предполагая, что смещения $\vec{u}(\vec{R})$ невелики, получим

$$S = S_0 / \left(\mathcal{E}_{CB}^{(0)} - \frac{1}{2} \sum_{i,k} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial R_i \partial R_k} u_i u_k \right) \simeq S_0 + \frac{S_0}{2\mathcal{E}_{CB}^{(0)}} \sum_{i,k} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial R_i \partial R_k} u_i u_k \, , \tag{4}$$

где $\mathcal{E}_{CB}^{(0)} = \mathcal{E}_{CB}(\vec{u} = 0)$.

Следовательно,

$$\langle S \rangle = S_0 + \frac{S_0}{2\mathcal{E}_{CB}^{(0)}} \sum_{i,k} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial R_i \partial R_k} \langle u_i u_k \rangle_\varphi . \tag{5}$$

Соотношение (5), введя динамическую матрицу $D_{\mu\nu}(\vec{k})$ [5], можно представить в виде:

$$\langle S \rangle = S_0 + \frac{S_0}{2\mathcal{E}_{CB}^{(0)}} \sum_{\mu,\nu \vec{k}} D_{\mu\nu}(\vec{k}) \langle u_\mu(\vec{k}) \rangle \langle u_\nu(-\vec{k}) \rangle \tag{6}$$

($\vec{k}$ – волновой вектор).

Известно, что при фазовых переходах основной вклад дают длинноволновые моды ($k \approx 0$) [6]. Поэтому при вычислении величины $\langle u_\mu u_\nu \rangle$ достаточно воспользоваться континуальным приближением. В этом приближении гамильтониан имеет вид

$$H = \int \left[\frac{k u_{ll}^2}{2} + \mu \left(u_{ik} - \frac{1}{3} \delta_{ik} u_{ll} \right) \right] d\vec{x} + H(\varphi) + \int \lambda \varphi^2 u_{ll} \, d\vec{x} \, , \tag{7}$$

где K, μ – упругие модули, $u_{ik} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_k} + \frac{\partial u_k}{\partial x_i} \right)$, $H(\varphi)$ – гамильтониан магнетика в приближении Гинзбурга-Ландау. Последнее слагаемое в выражении для H связано с квадратичной стрикцией, которая, как правило, имеет место при магнитных фазовых переходах [6] (λ – константа стрикционного взаимодействия). Из соотношения $\frac{\delta H}{\delta \vec{u}} = 0$ следует, что

$$|u_k^2| = C \cdot \frac{\varphi_{\vec{k}}^2 \cdot \varphi_{-\vec{k}}^2}{\vec{k}^2} \, , \tag{8}$$

где $\varphi_{\vec{k}}^2$ – фурье – компонента поля упорядочения, C не зависит от поля $\varphi_{\vec{k}}$. Тогда среднее по φ есть

$$\langle u_k^2 \rangle = \frac{C}{k^2} \langle \varphi_{\vec{k}}^2 \, \varphi_{-\vec{k}}^2 \rangle . \tag{9}$$

Усреднение следует проводить по гамильтониану магнетика с учетом поля деформаций. В нулевом порядке по константе стрикционного взаимодействия λ поле упорядочения описывается гамильтонианом Гинзбурга–Ландау. Используя теорему Вика, получим

$$\langle \varphi^2_{\vec{k}} \varphi^2_{-\vec{k}} \rangle = \int d\vec{p} \langle \varphi^2_{\vec{k}+\vec{p}} \rangle \langle \varphi^2_{\vec{p}} \rangle, \tag{10}$$

где $\langle \varphi^2_q \rangle = T/C(q^2+\varkappa^2)$, $\varkappa^2 \sim (T-T_c)$.

Согласно [5], динамическая матрица $D_{\mu\nu} \sim \omega^2$. При малых волновых векторах для металлов $\omega \sim k$. Тогда окончательно для коэффициентов распыления имеем

$$\Delta S \sim \int d\vec{k} \frac{1}{(\vec{k}+\vec{p})^2+\varkappa^2} \int \frac{d\vec{p}}{\vec{p}^2+\varkappa^2}. \tag{11}$$

Вычисление интеграла (11) дает

$$\Delta S \sim \frac{\ln P_0}{\varkappa^2} - \frac{\ln \varkappa}{\varkappa^2} + \ln^2 \varkappa^2 - \frac{P_0}{\varkappa}, \tag{12}$$

здесь p_0 – параметр обрезания на больших $k \sim \frac{1}{a}$ (а – постоянная решетки).

На рисунке представлена экспериментально измеренная [1] зависимость коэффициента распыления поликристаллического никеля ионами A_r^+ с энергией E=200 эВ. Сплошная кривая рассчитана по формуле (12). Расчетная кривая хорошо описывает зависимость S (T) вблизи минимума $T \approx T_C$, а также в парамагнитной фазе ($T > T_c$). В ферромагнитной области расхождение экспериментальных и теоретических зависимостей S (T) обусловлено,

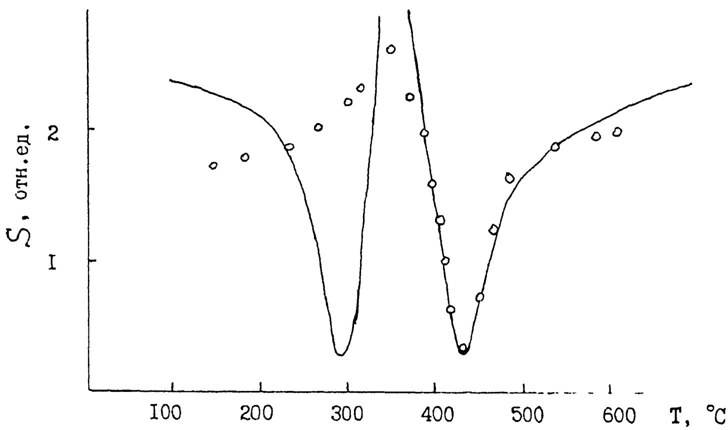

Рис. 1. Зависимость коэффициента распыления от температуры.

по нашему мнению, наличием стрикционных эффектов в ненулевом среднем поле параметра порядка ($\langle\varphi\rangle \neq 0$).

Заметим, что предложенная модель удовлетворительно описывает наблюдаемые закономерности в поведении коэффициента распыления вблизи точки Кюри, в то время как в ранее предложенных моделях рассчитывались предельные значения величины S в пара и ферромагнитных фазах [7].

Авторы благодарны В.Е. Юрасовой и М.В. Кувакину за плодотворное обсуждение работы.

Список литературы

[1] Евдокимов И.Н., Юрасова В.Е. // Поверхность. 1988. № 8. С. 5-25.

[2] Векслер В.И. Вторичная ионная эмиссия металлов. М.: Наука, 1978.

[3] Балеску Р. Статистическая механика. М.: Мир, 1979.

[4] Борман В.Д., Пивоваров А.Н., Троян В.И.// ЖЭТФ. 1989. Т. 95. В. 5. С. 1796-1809.

[5] Киттель Ч. Квантовая теория твердых тел. М.: Мир, 1970.

[6] Паташинский А.З., Покровский В.Л. Флуктуационная теория фазовых переходов. М.: Наука, 1972.

[7] Карпова Е.Е., Кувакин М.В., Юрасова В.Е. // Поверхность. 1984. № 2. С. 53-56.

Поступило в Редакцию
30 июля 1991 г.