[2] Оптическая голография. / Под ред. Г. Колфилда. М.: Мир. 1982. Т. 1,2, 730 с.
[3] Акаев А.А., Майоров С.А. Оптические методы обработки информации. М.: Высшая школа. 1988. 237 с.
[4] Морозов В.Н. // Квантовая электроника. 1977. Т. 4. № 18. С. 1694–1701.
[5] Васильев А.А., Компанец И.Н., Котова С.П., Морозов В.Н. // Автометрия. 1979. № 1. С. 10–19.
[6] Вовк Ю.В., Щепеткин Ю.А. // Автометрия. 1979. № 1. С. 60–65.
[7] Тейлор Х.Ф. // ТИИЭР. 1987. Т. 75. № 11. С. 97–110.
[8] Семенов А.С., Смирнов В.Л., Шмалько А.В. // Квантовая электроника. 1987. Т. 14. № 7. С. 1319–1360.
[9] Букреев И.Н., Венедиктов В.В., Горбатовский М.В., Демина Т.П., Кашинцев М.А., Порядин Ю.Д., Паппэ Г.Е., Фомичев Н.Н., Шимко А.А. // Квантовая электроника. 1988. Т. 15. № 6. С. 1292–1296.
[10] Шумоподобные сигналы в системах передачи информации./ Под ред. В.Б. Пестрякова. М.: Советское радио. 1973. 423 с.
[11] Варакин Л.Е. Системы связи с шумоподобными сигналами. М.: Радио и связь. 1985. 384 с.

Московский инженерно-физический институт

Поступило в Редакцию 20 февраля 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 11 12 июня 1989 г.

05.2

ТЕОРИЯ ТОРМОЖЕНИЯ ДОМЕННОЙ ГРАНИЦЫ В ФЕРРИТАХ-ГРАНАТАХ С РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫМИ ИОНАМИ

Б.А. Иванов, С.Н. Ляхимец

Известно, что при добавлении редкоземельных ионов (РЗИ) в магнетики интенсивность магнитной релаксации (в частности, декремент затухания спиновых волн γ_k, см. [1] и коэффициент трения η доменной границы (ДГ), см. [2]) резко увеличивается. Мы покажем, что вклад в η определяется модуляцией уровней РЗИ в переменном эффективном (обменном) поле, связанном с движущейся ДГ, т.е. механизмом продольной (или медленной) релаксации (ПР).

1. Рассмотрим РЗИ в феррите-гранате (ФГ). В n-уровневой модели гамильтониан РЗИ, находящегося в α-й кристаллографи-

ческой позиции (α = 1÷6) представляет собой матрицу $n \times n$, компоненты которой H_{ik} зависят от ориентации намагниченности железной подрешетки $\vec{M}_0$, см. [3]. Диагонализуя эту матрицу, преобразованием $U(t)$ приходим к выражению

$$H_{ik}^{(\alpha)} = \delta_{ik}\left[E_k^{(0)} + \Delta_k^{(\alpha)}(\vec{m})\right], \quad \vec{m} = \vec{M}_0/M_0, \quad M_0 = |\vec{M}_0|,$$
$$\vec{m} = \vec{m}(r_v - Vt). \tag{1}$$

Значения $E_k^{(0)}$ определяются как кристаллическим, так и обменным полем, $\Delta_k^{(\alpha)}(\vec{m})$ – только обменным полем, $r_v(\vec{r}\vec{V})/V$, $\vec{V}$ – скорость ДГ. Диссипация энергии на α-м РЗИ $Q^{(\alpha)}$ при прохождении ДГ определяется диагональными компонентами ρ_i матрицы плотности $\hat{\rho}$, $Q^{(\alpha)} = \int\limits_{-\infty}^{+\infty} sp\left(\rho \frac{d\hat{H}}{dt}\right)dt = \sum\limits_{i=1}^{n} \int\limits_{-\infty}^{+\infty} \rho_i(t)\left(d\Delta_i^{(\alpha)}/dt\right)dt$.

Динамика ρ_i описывается уравнением [4]:

$$\frac{\partial \rho_i}{\partial t} = -\gamma_{ik}\left[\rho_k - \rho_k^{(0)}(t)\right], \quad \rho_i^{(0)} \equiv \frac{exp\left\{-\left[E_i^{(\alpha)} + \Delta_i^{\alpha}(\vec{m}(t))\right]/T\right\}}{Z}, \tag{2}$$

$\rho_i^{(0)}$ – равновесное значение ρ_i, Z – статистическая сумма, γ_{ik} – диссипативные коэффициенты, обусловленные спин-решеточной релаксацией РЗИ (отметим, что в силу условия $sp\,\rho(t)=1$ из n^2 величин γ_{ik} независимы только (n^2+1-n). Необходимо отметить, что при записи (1), (2) игнорировались динамические переходы между уровнями, обусловленные зависимостью от времени преобразования $U(t)$, см. [5]. Эти переходы приводят к дополнительному механизму поперечной (быстрой) релаксации намагниченности [1], вклад которой в торможение ДГ изучался с разных позиций в [5-7].

Сила трения, действующая на ДГ, $F_{Tp} = \sum\limits_{\alpha=1}^{6} c_\alpha Q^{(\alpha)}$, c_α – концентрация РЗИ в α-й позиции. При малых скоростях ДГ V ($V < \gamma x_0$, x_0 – толщина ДГ) с учетом (1) и (2)

$$F_{TP} = -\eta V, \quad \eta = \sum_{\alpha=1}^{6} c_\alpha \sum_{i,k,l=1}^{n} \int\limits_{-\infty}^{+\infty} dx \left(\varphi_i^{(e)} \frac{d\Delta_e^{(\alpha)}}{dx}\right)\left(\varphi_i^{(k)} \frac{d\rho_k^{(0)}}{dx}\right)\frac{1}{\gamma_i x_0}. \tag{3}$$

Здесь $x = Vt/x_0$, $\varphi_i^{(k)}$ – k-я компонента собственного вектора матрицы γ_{ik}, отвечающего i-му собственному значению γ_i, причем $\sum\limits_k \varphi_m^k \varphi_n^k = \delta_{mn}$. При больших V сила трения убывает с ростом V, $F_{Tp} \sim \eta(\gamma x_0)^2/V$, γ – характерное значение γ_i. Формула (3) позволяет выразить коэффициент вязкости ДГ в ФГ с примесью любого РЗИ через параметры энергетического спектра иона. Рассмотрим конкретные примеры.

2. Учитывая только один нижайший дублет E_1, E_2, приходим к двухуровневой модели РЗИ. Полагая $E_2 - E_1 = E$, $\Delta_1^{(\alpha)} = -\Delta_2^{(\alpha)} = \Delta^{(\alpha)}$, из (3) получаем

$$\eta=(1/T\gamma x_0)\int_{-\infty}^{+\infty}\sum_{\alpha=1}^{6} c_\alpha\left(\frac{d\Delta^{(\alpha)}}{dx}\right)^2\frac{dx}{ch^2[(E+2\Delta^{(\alpha)})/2T]}, \qquad (4)$$

$\gamma=\gamma_{11}-\gamma_{12}=\gamma_{22}-\gamma_{21}$. Для двух предельных случаев: $\Delta\gg E$ (крамерсовский дублет, РЗИ Yb^{3+}, Dy^{3+} или квазидублет некрамерсовских РЗИ Ho^{3+}, Tb^{3+}) и $\Delta\ll E$ (квазисинглет, ион Tm^{3+}) эта формула упрощается:

$$\eta=\frac{c\varepsilon_e^2}{6T\gamma x_0}\begin{cases}A, & \Delta\gtrsim E\\ a/ch^2(E/2T), & \Delta\ll E.\end{cases} \qquad (5)$$

Расчет производился для 180-градусной ДГ, считалось также, что температура T больше величины модуляции уровней ε_e, $\varepsilon_e^2=\int_{-\infty}^{+\infty}(d\Delta/dx)^2dx$ (обычно $\varepsilon_e<10$–50 K) и что заселение позиций равновероятно, $c=6c_\alpha$. Коэффициенты A, a зависят от ориентации ДГ относительно осей кристалла. Для разных ориентаций значения A отличаются на 5–10%, что описывает экспериментально наблюдаемую анизотропию подвижности ДГ в магнетиках с РЗИ (см. [2]).

3. Дублетной моделью можно пользоваться в том случае, если расстояние W от нижайших уровней E_1, E_2 до всех остальных велико ($W>(2$–$3)T$). Для некоторых РЗИ это условие может нарушаться (например, для Dy^{3+} и Yb^{3+} $W\simeq100$ и 800 К соответственно). В этом случае надо учитывать дополнительный вклад высоколежащих уровней $\Delta\eta$:

$$\Delta\eta\simeq\frac{c(\varepsilon_e')^2}{6T\gamma x_0}e^{-W/T}. \qquad (6)$$

В (6) ε_e' – величина обменной модуляции высоколежащих уровней.

4. В особом случае иона Eu^{3+} (нижайший уровень – синглет, а следующие образуют триплет и отстоят от нижайшего на $E\simeq$ $\simeq 500$ К) значение η при температурах $T<E$ экспоненциально мало:

$$\eta\simeq\frac{c\varepsilon_e^2A}{12Tx_0\gamma}\left[exp(E/T)+3\right]^{-1}. \qquad (7)$$

5. Расчеты „до числа" в этой теории требуют информации о нижних уровнях РЗИ в ФГ, которая нам известна не для всех РЗИ. Однако ряд закономерностей торможения ДГ в ФГ с различными РЗИ качественно объясняются. Запишем формулу для подвижности ДГ μ, $\mu=2M/\eta$, M – намагниченность ФГ. При обычных значениях $M\simeq10$ гс, $x_0\simeq10^{-5}$ см из (5) следует

$$\mu\simeq(10^3/y)(1/\varepsilon^2)\left[T\gamma\hbar/(2\mu_0H_e)^2\right][см/с.Э]. \qquad (8)$$

Здесь y – число РЗИ на формульную единицу ФГ, μ_0 – магнетон Бора, H_e – обменное поле на РЗИ, ε – безразмерный параметр, определяющий относительную глубину модуляции уровня. В случае крамерсовских ионов ε определяется анизотропией иона: $\varepsilon \ll 1$ для Gd^{3+} и $\varepsilon \simeq 1$ для сильноанизотропных ионов Yb^{3+}, Dy^{3+}, Er^{3+}, Sm^{3+} и т.д.; в случае некрамерсовских РЗИ: $\varepsilon \simeq 1$ и $\varepsilon \sim 2\mu_0 H_e/E$ для ионов в квазидублетном ($\mu_0 H_e \gtrsim E$) и синглетном ($\mu_0 H_e \ll E$) состояниях соответственно. Обсудим эту формулу.

Из (8) следует, что значение μ велико (релаксация мала) для ионов с малым ε. Это хорошо согласуется с экспериментом. В соответствии с данными [8] (см. также табл. 3.1 в [2]) наименьшее значение η наблюдается в ФГ с слабоанизотропными ионами Gd^{3+}, а также ионами $Eu^{3+}((2\mu_0 H_e/E) < 10^{-2})$ и Tm^{3+}. При характерных значениях $y \sim 1$, $\gamma \sim 10^{11}$ c^{-1}, $\mu_0 H_e \sim 10$ К, Т = = 300 К и $\varepsilon \simeq 1$ из (8) получаем $\mu \sim 300$ см/с.Э., что неплохо согласуется с экспериментом для ФГ с ионами Er^{3+}, Dy^{3+}, Ho^{3+}, Tb^{3+} и др., см. табл. 11.1 в [2]. Формулы (5)-(7) позволяют предсказать два типа температурной зависимости μ или η : для вклада нижнего дублета и $E < T$ значение $\eta \backsim 1/\gamma(T)$, т.е. $\mu \backsim \gamma(T)$ и растет с ростом Т, что чаще всего наблюдается в ФГ и ортоферритах с РЗИ. Если же важен вклад высоколежащих уровней, то в силу (6), (7) зависимость μ(Т) экспоненциальная: $\mu \backsim exp(W/T)$.

Значительное различие температурной зависимости μ для ортоферрита с Eu^{3+} и ортоферритов с другими РЗИ, качественно согласующееся с формулами (5) и (7), обнаружено в работе [9]. Температурная зависимость типа $\mu \backsim exp(Q/T)$ наблюдалась в ФГ иттербия [10], значение Q было близко к величине $W \sim 10^3$ К – расстоянию до ближайшего возбужденного крамерсовского дублета в РЗИ Yb^{3+} [3].

Мы благодарны В.Г. Барьяхтару и А.К. Звездину за полезные обсуждения.

Список литературы

[1] Гуревич А.Г. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. М.: Наука, 1973. 521 с.

[2] Малоземов А., Слонзуски Дж. Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами. М.: Мир, 1982. 382 с.

[3] Звездин А.К., Матвеев В.М., Мухин А.А., Попов А.А. Редкоземельные ионы в магнитоупорядоченных кристаллах. М.: Наука, 1985. 294 с.

[4] Hartman-Boutron F. // J. Appl. Phys. 1964. V. 35. N 3. P. 889-891.

[5] Иванов Б.А., Мицай Ю.Н., Шахова Н.В. // Письма в ЖТФ. 1984. Т. 10. В. 15. С. 901-904.

[6] Иванов Б.А., Мицай Ю.Н., Шахова Н.В. // ЖЭТФ, 1984. Т. 87. В. 1. С. 289-298.

[7] Звездин А.К., Попков А.Ф., Редько В.Г. Динамика доменных границ в редкоземельных ферримагнетиках. Труды МКМ-73. М.: Наука, 1974. Т. У. С. 193-196.
[8] Vella-Coleiro G.P., Smith D.H., Van Vitert L.G. // Appl. Phys. Lett. 1972. V. 21. N 1. P. 36-37.
[9] Rossol F.G. // J. Appl. Phys. 1962. V. 40. N 3. P. 1082-1083.
[10] Kleparskii V.G., Pinter I., Serfözö G. // Phys. St. Sol. (a). 1982. V. 70. N 2. K101-K106.

Институт металлофизики
АН УССР, Киев

Поступило в Редакцию
9 марта 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 11 12 июня 1989 г.

11

ЭКЗОЭЛЕКТРОННАЯ ЭМИССИЯ С ПОВЕРХНОСТИ КРЕМНИЯ, СТИМУЛИРОВАННАЯ ОБРАЗОВАНИЕМ СИЛИЦИДОВ МЕТАЛЛОВ. ЭФФЕКТ ДАЛЬНОДЕЙСТВИЯ

А.Г. Итальянцев, А.Ю. Кузнецов, В.А. Пантелеев

В [1-3] было показано, что образование силицидов на поверхности кремния, покрытой металлической пленкой, приводит к изменению ряда чисто объемных свойств полупроводникового образца. Авторы этих работ высказали предположение, что наблюдаемые эффекты вызваны проникновением в объем кристалла неравновесных точечных дефектов, образующихся при химическом взаимодействии металла с кремнием.

Цель настоящей работы - доказать миграцию собственных точечных дефектов в кристалл при силицидообразовании, используя высокочувствительную методику эмиссии экзоэлектронов с поверхности, описанную в [4, 5]. В этих работах представлены результаты опытов по наблюдению усиленной экзоэлектронной эмиссии (ЭЭЭ) с поверхности кремниевой пластины после облучения ее обратной стороны импульсным ионным пучком. Такое „дальнодействующее" влияние ионной имплантации авторы [4, 5] объясняли воздействием на эмитирующую поверхность мигрирующих из зоны облучения собственных точечных дефектов.

В данной работе металлические пленки (Pt, Ni, Cr) толщиной 0.15 мкм наносились на одну из поверхностей полированной кремниевой подложки (ориентация (111), n-тип, $\rho \simeq 20$ Ом·см, толщина $l = 200 \div 400$ мкм) термическим распылением при температурах, заведомо меньших температур начала образования их