

Соответственно, при DO - и PO -рассеянии мы получаем, как известно,

$$p = \left(1 - \frac{1}{\Phi}\right) (\Phi + v^2) \text{ и } p = \left(1 - \frac{1}{\Phi}\right) \left(\frac{1}{\Phi} + v^2\right). \quad (4)$$

Первая из зависимостей (4) при $\Phi \gg 1$ почти линейна и потому, видимо, не очень интересна для наших целей. Вторая из этих зависимостей описывается двумя ветвями. Верхняя из них неустойчива и соответствует убеганию электронов [2]. Таким образом, мы вправе ограничиться рассмотрением только данного механизма рассеяния, лишь если температура электронов не превышает некоторое критическое значение T_k . Последнее при $v < 1$ определяется равенством $\Phi_k = 2/(1-v^2)$. При $v \rightarrow 1$ эта формула, разумеется, непригодна: теория выходит за пределы своей применимости. Видно, однако, что достижение заметного нагрева не невозможно. Соответствующее значение $p_k = 1/4(1+v^2)^2$, т. е.

$$p_k = \left(1 - \frac{T_0}{T}\right)^2 \approx 1. \quad (5)$$

При $v > 1$ функция $\Phi(p)$ формально обращается в бесконечность при $v^2 = p$; с интересующей нас точки зрения этот случай, очевидно, невыгоден.

Перевести заметную часть носителей заряда в окрестность особой точки может удасться лишь, если Δ меньше энергии, при которой вступает в силу какой-нибудь другой, удерживающий механизм рассеяния (например, ударная ионизация).

Для оценки примем следующие значения параметров:

$$\tau_e^0 \sim 10^{-10} \text{ с}; \tau_p^0 \sim 10^{-12} \text{ с}; m \sim 0,01 m_0; T_0 \sim 0,030 \text{ эВ}.$$

Тогда формула (5) дает при $v < 1$ $E_m \sim 10_2$ в/см, при $v > 1$ аналогичные выкладки дают следующую оценку: $E_m \sim 10^2 \omega/\tau_p$ В/см.

ЛИТЕРАТУРА

1. Van Nove «Phys. Rev.», 1953, 89, 1189.
2. Басс Ф. Г., Гуревич Ю. Г. Горячие электроны и сильные электромагнитные волны в плазме полупроводников и газового разряда. М., 1975.
3. Абакумов В. М., Лягущенко Р. И., Яссневич И. Н. «Физика твердого тела», 1968, 10, 2996.
4. Бонч-Бруевич В. Л. «Физика и техника полупроводников», 1969, 3, 1010.
5. Лифшиц И. М., Азбель М. Я., Каганов М. И. Электронная теория металлов. М., 1971.

Поступила в редакцию
1.3 1977 г.
Кафедра
физики полупроводников

УДК 539.216.22: 621.391.822

А. С. Абрамов
В. В. Потемкин

О НЕКОТОРЫХ ОСОБЕННОСТЯХ МАГНИТНОГО ШУМА В Mg—Mn-ФЕРРИТАХ В ОБЛАСТИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУР

Как известно [1], при исследовании магнитного шума ферритов типа 400-НМ, 2000-НМ отмечалась сильная зависимость уровня шума от температуры. Объясняя экстремальный характер этой зависимости различным температурным ходом числа скачков Баркгаузена и дисперсии критического поля этих скачков, авторы одновременно высказывали предположение о влиянии диффузии $3d$ -электронов между Fe^{2+} и Fe^{3+} на процесс стабилизации доменных границ, а следовательно, на величину скачка Баркгаузена и уровень магнитного шума.

Нами был исследован этот механизм более детально. В качестве объектов исследования были выбраны Mg—Mn-ферриты с прямоугольной петлей гистерезиса типа 1,3 ВМ, используемые на практике как элементы памяти ЭЦВМ. Выбор этих ферритов

¹ В этой книге содержатся ссылки и на предыдущие работы авторов.

обусловлен тем, что в них из-за высокой температуры спекания имеется большая концентрация ионов Fe^{2+} , которые приводят к уменьшению магнитоупругой энергии границ и их стабилизации [2, 3]. Роль этого механизма стабилизации возрастает в области низких температур ввиду малости энергии активации электронного обмена по схеме $Fe^{2+} \rightleftharpoons Fe^{3+}$. Предварительные наблюдения характера перемagnичивания выбранного типа ферритов действительно обнаружили сильную зависимость величины скачка Баркгаузена от температуры.

Исследуемые образцы имели форму колец с внешним диаметром 2 мм. Перемагничивающие и съемные обмотки содержали по 3 и 200 витков соответственно. Поле менялось по гармоническому закону. В режиме амплитудного анализа скачка Баркгаузена выходной сигнал с обмотки после усиления поступал на дискриминатор и регистрировался пересчетной схемой. Схема регистрировала скачки длительностью $10^{-5} \text{ с} \leq \Delta t \leq 5 \cdot 10^{-3} \text{ с}$. В режиме измерения шума наблюдение велось на частоте 1 Гц

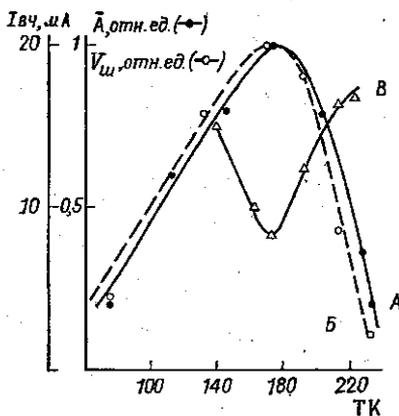


Рис. 1

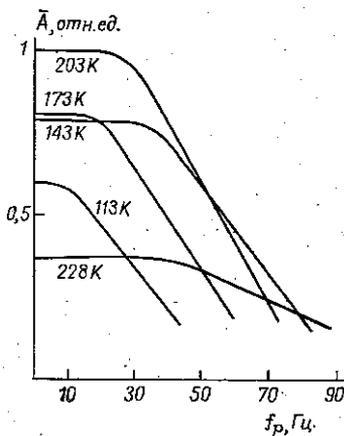


Рис. 2

с использованием ФНЧ с частотой среза 1,5 Гц и селективного усилителя с полосой пропускания 10^{-1} Гц. Плавное изменение температуры образца осуществлялось перемещением его относительно уровня жидкого азота.

Результаты измерения представлены на рис. 1 и рис. 2. Как видно из рис. 1 (кривая А), средняя величина скачков \bar{A} при квазистатическом перемагничивании имеет экстремум вблизи 173 К. Подобным образом ведет себя и спектр эдс магнитного шума $V_{ш}$ (кривая В). Уровень сигнала, оцениваемый по петлям гистерезиса, в диапазоне температур 78—300 К, практически не меняется. Спад \bar{A} при температуре выше 173 К обусловлен «дроблением» крупных скачков под действием тепловых флуктуаций, растущих с увеличением температуры. В самом деле, рост стабилизирующего действия диффузионного процесса при больших ($T > 173$ К) температурах замедляется, а вероятность преодоления потенциального барьера доменной границей повышается за счет увеличения энергии тепловых флуктуаций. Однако, ввиду малой длительности тепловых флуктуаций, доменная граница успевает преодолеть за каждый скачок лишь незначительное расстояние вследствие конечной скорости ее движения. Это предположение было проверено следующим образом. При температурах ниже 173 К, где «дробящий» эффект тепловых флуктуаций еще мал по сравнению со стабилизирующим действием электронной диффузии, образец подвергался воздействию слабого высокочастотного (200 кГц) поля $H_{вч}$, которое налагалось на основное низкочастотное (10 Гц) поле $H_{пч}$. Наличие слабого ($H_{вч}/H_{пч} = 10^{-2} - 5 \cdot 10^{-2}$) ВЧ поля привело к раздроблению крупных скачков на ряд более мелких. При этом эффективность «дробления» была пропорциональна частоте этого поля. Зависимость амплитуды ВЧ тока ($I_{вч}$, МА), необходимого для подавления величины шума вдвое, представлена кривой В рис. 1. Из рис. 1 видно что «разрушение» наиболее крупных скачков осуществляется меньшим ВЧ полем (окрестности 173 К).

На рис. 2 приведено семейство кривых зависимостей \bar{A} от частоты перемагничивания f_p , снятых при разных температурах. На этом семействе отчетливо виден сдвиг граничной частоты $f_{гр}$, разделяющей две области, в одной из которых \bar{A} от f_p практически не зависит, а в другой эта зависимость проявляется довольно сильно. Объяснить это можно различным соотношением между периодом перемагничивающего поля T_p и временем релаксации τ диффузионного процесса при разных температурах. При всех

f_p , когда $T_p \gg \tau$, границы стабилизируются мгновенно (по сравнению с T_p), если же $T_p \sim \tau$, то стабилизация границ осуществляется лишь частично и тем меньше, чем выше частота перемагничивания.

Оценка энергии активации E наблюдаемого диффузионного процесса в исследуемых образцах, проведенная на основании анализа полученных экспериментальных данных, дает величину E порядка $(3-4) \cdot 10^{-2}$ эВ, что близко к оценкам других авторов для электронной диффузии между ионами Fe^{2+} и Fe^{3+} (см., например, [4]).

Таким образом, наличие в ферромагнетиках эффекта стабилизации доменных границ, обусловленного диффузионными процессами с относительно узким спектром времен релаксации (как в данном случае), по-видимому, должно приводить к экстремальному характеру и сильной частотной зависимости величины скачков Баркгаузена и магнитного шума от температуры.

ЛИТЕРАТУРА

1. Жигальский Г. П., Потемкин В. В. ЖТФ, 1963, № 10, 1274.
2. Spoeck T. L. «Physica», 1948, 14, 207.
3. Kienlin A. V. «Z. angew. Phys.», 1957, 9, 245.
4. Макаров К. Т. Канд. дис. МГУ, 1969.

Поступила в редакцию
11.3 1977 г.
Кафедра
физики колебаний

УДК 541.135.6

А. А. Брандт
К. Крыстев

ИЗМЕРЕНИЕ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ ЖИДКОСТЕЙ МЕТОДОМ СМЕЩЕНИЯ УЗЛА

В литературе [1, 2, 3] описаны методы измерения комплексной диэлектрической проницаемости жидкостей, причем в работах [2, 3] рассматриваются методы, применимые в случае малых потерь.

В настоящей заметке описывается метод измерения диэлектрической проницаемости жидкостей с $\epsilon' \leq 40$ и $0,08 \leq \operatorname{tg} \delta \leq 0,8$. При этих исследованиях снимается зависимость смещения l узла стоячей волны от толщины слоя d жидкости, помещенной в волноводной ковете, отгороженной от измерительной линии при помощи тонкой тefлоновой пленки.

Зависимость смещения узла от толщины слоя измеряемой жидкости имеет вид

$$l = \frac{1}{2\beta_0} \operatorname{arctg} \frac{2\beta_0 (\alpha_1 \operatorname{sh} 2\alpha_1 d + \beta_1 \sin 2\beta_1 d)}{(\beta_1^2 + \alpha_1^2 - \beta_0^2) \operatorname{ch} 2\alpha_1 d + (\beta_1^2 + \alpha_1^2 + \beta_0^2) \cos 2\beta_1 d}$$

где α_1 и β_1 , β_0 — коэффициент затухания и волновые числа в заполненном и пустом волноводах соответственно.

Для получения значений ϵ' и ϵ'' исследуемой жидкости функция $l=l(d, \alpha, \beta)$ изображается в виде графика, из которого находят значения α_1 и β_1 , а затем ϵ' и ϵ'' .

Жидкость	Получено авторами		Литературные данные	
	ϵ'	ϵ''	ϵ'	ϵ''
Метаксилол	$2,34 \pm 0,6\%$	—	2,34	0,036 [4]
Параксилол	$2,26 \pm 0,6\%$	—	2,25	0,002 [4]
Метилэтилкетон	$17,11 \pm 2\%$	$4,39 \pm 3\%$	17,20	4,40 [5]
Нитрометан	$35,36 \pm 3\%$	$8,77 \pm 3\%$	35,15	8,41 [6]
Циклогексанон	$11,62 \pm 3\%$	$5,82 \pm 3\%$	11,67	5,72 [4]

В таблице приведены результаты измерений нескольких жидкостей, произведенные описанным методом при длине волны 3,2 см, и даны сравнительные данные, полученные другими авторами [4—6].