

ности пластины, а на задней ее стороне обнаруживаются повреждения. Дефекты локализованы в области, имеющей форму кольца, центр которого совпадает с центром зоны облучения (рис. 1). Внутренний и внешний диаметры кольца составляют приблизительно 0.5 и 1 мм соответственно. Внутри кольца повреждения визуалью не обнаружены.

Повреждение тыльной поверхности пластин толщиной 0.35 мм не может быть связано с термическим воздействием, так как глубина поглощения лазерного излучения в GaAs не превышает 1 мкм. С другой стороны, оно также не связано с воздействием продольных волн. В этом случае генерация дефектов наблюдалась бы как в окрестности, так и в центральной части зоны облучения. Кольцеобразная форма области поврежденной с диаметром, близким к ширине зоны облучения, указывает на то, что генерация дефектов вероятнее всего возникает в результате воздействия сдвиговых волн, возбуждаемых на границе этой зоны.

В результате проведенных исследований установлено, что при лазерном отжиге пластин арсенида галлия возникают акустические волны, создающие переменные механические напряжения порядка 1 МПа и более. Вне зоны отжига основная часть генерированной акустической энергии переносится антисимметричными волнами Лэмба. Внутри зоны и на ее границах могут возникать акустические волны с энергией, достаточной для модификации кристаллической структуры на обратной стороне отжигаемых пластин.

Литература

- [1] *Карabutov A. A.* УФН, 1985, т. 147, № 3, с. 605—620.
- [2] *Patel S. K. N., Tam A. C.* Rev. Mod. Phys., 1981, v. 53, N 3, p. 517—550.
- [3] *Калинушкин В. П., Куземченко Т. А., Маненков А. А.* и др. Тез. докл. I Всес. конф. «Физические и физико-химические основы микроэлектроники». Вильнюс, 1987, с. 70.
- [4] *Грицус А., Жиленис С., Шимжявичюс Ч., Шимулите Е.* ПТЭ, 1981, № 5, с. 207—208.
- [5] *Викторов И. А.* Физические основы применения ультразвуковых волн Рэля и Лэмба в технике. М.: Наука, 1966. 168 с.

Институт физики полупроводников
АН ЛитССР
Вильнюс

Поступило в Редакцию
21 ноября 1987 г.

УДК 666.3 : 537.226 : 538.245

Журнал технической физики, т. 58, в. 11, 1988

МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В КОМПОЗИЦИОННОЙ КЕРАМИКЕ ТИТАНАТ БАРИЯ—ФЕРРИТ НИКЕЛЯ

А. Е. Гелясин, В. М. Лалетин, Л. И. Трофимович

Многофазные сегнетомагнетики, обладающие магнитоэлектрическим эффектом (МЭЭ), являются перспективными материалами для практического применения в устройствах радиоэлектроники [1, 2], что делает актуальной задачу тщательного изучения их свойств. Под МЭЭ в таких материалах понимаются возникновение переменной эдс при воздействии на поляризованные сегнетомагнетики одновременно переменным и постоянным магнитными полями. В настоящее время основными материалами для получения феррит-сегнетоэлектрических композитов являются титанат бария и феррит никеля [3-5].

Необходимым условием для существования МЭЭ в феррит-сегнетоэлектрических композициях является их высокое сопротивление. Поскольку электросопротивление ферритовой фазы на несколько порядков ниже электросопротивления сегнетоэлектрической фазы, в ферритовую фазу вводят добавки, повышающие ее электросопротивление. Например, в работе [5] исследована система титанат бария—феррит никеля, в которую в качестве добавок, повышающих электросопротивление, вводили окиси кобальта и марганца. Однако применение добавок приводит к возникновению многофазности в композиционной системе и, как следствие, ухудшению ее свойств.

Настоящая работа посвящена исследованию МЭЭ в композиционной керамике титанат бария—феррит никеля без каких-либо добавок.

Образцы получали спеканием прессованной смеси технически чистого титаната бария и нестехиометричного (по железу) феррита никеля состава $\text{NiO} \cdot 0.98 \text{Fe}_2\text{O}_3$ при 1320 °С в тече-

Величина МЭЭ в композиционной керамике титанат бария—феррит никеля

Состав феррита, мол. %	Режим поляризации				$H_m, Э$
	Поляризация в поле 100 В/см		Поляризация в поле 700 В/см		
	1 кГц	10 кГц	1 кГц	10 кГц	
60	0.42	0.138	0.079	0.238	830
50	0.82	0.281	0.453	1.664	730
40	0.154	0.457	1.04	3.45	670
70	0.176	0.657	2.66	9.80	560
20	0.148	0.53	3.58	11.4	500
10	0.88	0.216	3.34	8.75	400
3	0.0095	0.54	0.78	2.1	250
1	0.0026	0.0059	0.087	0.256	180
0.5			0.055	0.116	100
0.25			0.065	0.016	50

ние 2 ч. Нарушение стехиометрии создавалось для повышения электросопротивления феррита никеля [6] и, как следствие, уменьшения токов утечки через шинельную фазу при пьезогенерировании электрических зарядов на поверхности перовскитных зерен. Для исследования МЭЭ использовали метод, описанный в работе [7], — измерение индуцированной переменной эдс при воздействии на сегнетоэлектрик переменного магнитного поля.

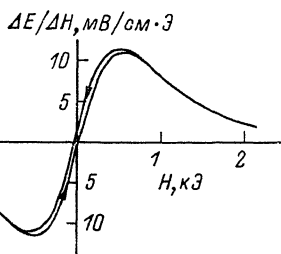


Рис. 1.

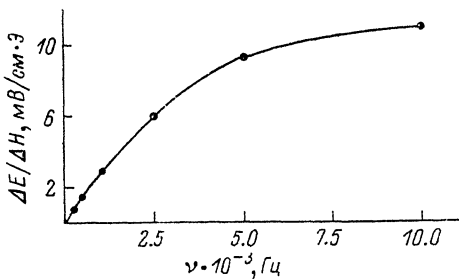


Рис. 2.

Поляризация полученных образцов производилась по следующей схеме: выдержка в течение 1 ч при температуре 110 °С в поле напряженностью $E=50-600$ В/мм, далее охлаждение до комнатной температуры в течение 0.5 ч в электрическом поле, возрастающем до $E=750$ В/мм. Для каждого образца напряженность электрического поля подбиралась отдельно, исходя из его электрических характеристик.

На рис. 1 показана типичная зависимость величины МЭЭ $\Delta E/\Delta H$ от постоянного магнитного поля для композиционной керамики состава 0.8 BaTiO₃ · 0.2 (NiO · 0.98 F₂O₃). Видно, что с ростом напряженности постоянного магнитного поля значение МЭЭ увеличивается, достигая при некоторой величине максимума. Дальнейшее увеличение магнитного поля приводит к уменьшению МЭЭ. В таблице приведены значения максимального МЭЭ $\Delta E/\Delta H$ и соответствующей ему величины постоянного магнитного поля H_m для различных составов композиционной керамики. Как видно из этой таблицы, значение МЭЭ сильно зависит от режимов поляризации, а следовательно, величины остаточной поляризации. Значение постоянного магнитного поля, при котором наблюдается максимальный МЭЭ, увеличивается с ростом содержания ферритовой фазы. Максимальное значение МЭЭ соответствует образцу с содержанием 20 мол. % феррита никеля, что отличается от данных работы [5], в которой максимальное значение $\Delta E/\Delta H$ наблюдалось для состава, содержащего 60 мол. % феррита никеля. Такое отличие от результатов работы [5], где исследовался композиционный материал состава BaTi_xO_{1+2x}-Ni (Mn, Co) Fe₂O₄, можно объяснить меньшим сопротивлением полученных нами образцов. С увеличением количества ферритовой фазы проводимость образцов повышается и как следствие, возникают деполяризационные явления, приводящие к уменьшению напряжения как в процессе поляризации, уменьшая остаточную поляризацию, так и в процессе генерирования магнитным полем пьезозарядов.

Существование токов утечки позволяет также объяснить зависимость величины МЭЭ от частоты переменного магнитного поля. Поскольку время релаксации зарядов в композиционной системе определяется как [5] $\tau = \rho \varepsilon_0$ (ρ , ε — удельное сопротивление и диэлектрическая проницаемость композита), то при относительно невысоком сопротивлении шпинельной фазы МЭЭ должен возрастать при увеличении частоты переменного магнитного поля. На рис. 2 приведена зависимость МЭЭ от частоты переменного магнитного поля для композиционной керамики состава $0.8 \text{ BaTiO}_3 \cdot 0.2 (\text{NiO} \cdot 0.98 \text{ Fe}_2\text{O}_3)$. Возрастание величины МЭЭ при увеличении частоты можно объяснить уменьшением релаксационных явлений.

Таким образом, композиционная керамика титанат бария—феррит никеля без добавок, повышающих электросопротивление системы, обладает достаточно большим МЭЭ, максимальное значение которого наблюдается для состава, содержащего 20 мол. % феррита никеля. Величина МЭЭ значительно возрастает с увеличением частоты переменного магнитного поля.

Литература

- [1] Венецьев Ю. Н., Гагулин В. В., Любимов В. Н. Сегнетомагнетики. М.: Наука, 1982. 224 с.
- [2] Бичурин М. И., Петров В. М., Фомич Н. Н., Яковлев Ю. М. Обзоры по электронной технике. Сер. 6. Материалы, 1985, № 2 (1113), с. 3—9.
- [3] Boomgaard van den J., Run van A. M. J. G., Suchtelen van J. *Ferroelectrics*, 1976, v. 14, N 1—2, p. 727—728.
- [4] Kramer W. E., Hopkins R. H., Daniel M. R. *J. Mat. Sci. Lett.*, 1977, v. 12, N 4, p. 409—414.
- [5] Boomgaard van den J., Born R. A. *J. Mat. Sci.*, 1978, v. 13, N 7, p. 1538—1548.
- [6] Смит Я., Вейн Х. Ферриты. М.: ИЛ, 1962. 504 с.
- [7] Bertaut E. F., Mercier M. *Mat. Res. Bull.*, 1971, v. 6, N 4, p. 907—922.

Витебское отделение института
физики твердого тела
и полупроводников АН БССР

Поступило в Редакцию
6 ноября 1987 г.
В окончательной редакции
15 марта 1988 г.

ОБ УСТОЙЧИВОСТИ КОЛЕБАНИЙ НЕЛИНЕЙНОГО ОСЦИЛЛЯТОРА С ВЫСОКОЧАСТОТНОЙ НЕЛИНЕЙНОЙ НАКАЧКОЙ

Ф. В. Бункин, Ю. А. Воицкий, Ю. А. Кравцов, А. С. Магаршак, М. Мамадалиев,
А. Ю. Синкевич, Б. А. Станковский, А. Л. Суروهегин, Д. М. Штейнград

Изучение динамики нелинейного осциллятора лежит в основе большинства задач современной физики. Его поведение в предположении неавтономности системы и при наличии линейного вязкого трения описывается после перехода к безразмерным координатам уравнением

$$\ddot{q} + \beta \dot{q} + \Phi(q) = F(q, t), \quad (1)$$

где q — обобщенная безразмерная координата; t — безразмерная переменная, соответствующая времени; $\beta \dot{q}$ — член, описывающий диссипацию энергии; $\Phi(q)$ — функция отклика осциллятора; $F(q, t)$ — функция, описывающая его неавтономность.

Выражение (1) описывает столь общий процесс, что для получения конкретного результата естественно ограничиться рассмотрением какого-нибудь предельного случая. В настоящей работе рассмотрен случай локализованного внешнего воздействия на осциллятор синусоидальной накачкой, а также функция отклика была выбрана в виде синуса от безразмерной координаты. Такой осциллятор может быть реализован с помощью маятника с обычным шарнирным подвесом, который раскачивается индуктором, питаемым переменным током и расположенным вблизи нижнего положения чечевицы маятника. Полагая в (1)

$$\Phi(q) = \sin q,$$

$$F(q, t) = Q(q) \sin(\omega t + \psi) U(q_0^2 - q^2),$$