

при этом возбуждается поперечный импульс с квадратичным средним значением

$$\overline{p_y^2} = e^2 D^2 \cdot (x_d - x_q)^2 \frac{x_d^2 (x_d - x_q)^2 + n^2}{[x_d^2 (x_d - x_q)^2 - n^2]^2},$$

где $n = eQ/\overline{p_x}$ (поперечное движение устойчиво при $|n| < x_d^2/4$).

При этом

$$\begin{aligned} \overline{p_x^2} &= e^2 A_0^2 + \overline{q_p^2}, \\ \frac{\partial \overline{p_x^2}}{\partial \varepsilon} &= -2n^2 \frac{\overline{p_y^2}}{\varepsilon} \frac{3x_d^2 (x_d - x_q)^2 + n^2}{x_d^4 (x_d - x_q)^4 - n^4}. \end{aligned} \quad (5)$$

5. Вместо спиральных полей предыдущего случая для фокусировки пучка и управления продольной массой частиц могут использоваться обычные знакопеременные дипольные и квадрупольные магниты. Продольная масса в такой структуре имеет зависимость от основных параметров, аналогичную зависимости (5); соответствующие формулы опущены из-за их сравнительной громоздкости.

Как видно из приведенных примеров, введение длиннопериодических ондуляторных полей вместе с фокусирующими полями позволяет осуществлять управление продольной подвижностью электронов без ограничений на энергию. При этом величина $(\partial v/\partial \varepsilon)^{-1}$ может принимать любые положительные и отрицательные значения, обращаться в бесконечность и зануляться. В связи с последней возможностью отметим динамические ограничения на минимальные значения эффективной массы. Первое обусловлено возможной потерей устойчивости поперечных колебаний при достаточной близости резонанса между вынужденным поперечным движением и свободными колебаниями частиц в фокусирующем поле из-за связи поперечного и продольного движений. Другое ограничение существенно для интенсивных пучков: эффективное расстояние до резонанса не может быть меньше характерного обратного времени генерации. С учетом этих и других ограничений выбор оптимальных значений параметров управляющих полей и вариации их вдоль тракта пучка должен основываться на детальном анализе динамики пучка, процесса генерации и свойств излучения.

Список литературы

- [1] Кондратенко А. М., Салдин Е. Л. // ДАН СССР. 1979. Т. 249. № 4. С. 843. ЖТФ. 1981. Т. 51. Вып. 8. С. 1633.

Поступило в Редакцию
3 января 1989 г.

ПЛЕНКИ ГЕКСАФЕРРИТОВ (ГФ) НА СЛАБОМАГНИТНЫХ ПОДЛОЖКАХ

В. П. Чепарин, В. И. Пряхоренко, С. А. Громогласов,
А. П. Черкасов

Использование резонаторов на основе монокристаллов высокоанизотропных гексаферритов (ГФ) в качестве активных элементов приборов гироманитной электроники предъявляет определенные требования к форме и размерам резонаторов. Ферритовый резонатор должен обладать высокой добротностью. Для достижения высокой селективности устройства необходимо, чтобы размеры резонатора были значительно меньше длины волны рабочего диапазона. Изготовление сферических резонаторов диаметром, не превышающим 0.1 мм, из анизотропных ферритов является достаточно сложной задачей. Поэтому перспективы применения ГФ резонаторов в частотно-селективных устройствах микроволнового диапазона связаны с получением их на основе монокристаллических пленок ГФ.

Трудности, встречающиеся при выращивании гексаферритовых пленок, связаны с отсутствием подложечных материалов с желаемыми периодами идентичности решетки. В настоящее время часто в качестве подложек для синтеза монокристаллических пленок ГФ используются изоморфные им по структуре монокристаллы $\text{SrGa}_{12}\text{O}_{19}$ и $\text{BaAl}_{12}\text{O}_{19}$. Однако выбор

составов замещенных ГФ, параметры идентичности которых соответствуют параметрам таких подложек, ограничен, что препятствует синтезу пленок с широким диапазоном полей магнитной анизотропии [1].

Синтез пленок ГФ для устройств гиромангнитной электроники необязательно проводить на прозрачных подложках. Для этих целей можно использовать магнитные или слабомагнитные материалы, в том числе и ферриты с гексагональной структурой, резонансные частоты которых существенно отличаются от резонансных частот синтезируемых пленок. Так, пленки с полем анизотропии 1.32 МА/м синтезировались на подложках из монокристаллов Zn_2Y , которые обладают плоскостью легкого намагничивания.

Известно, что с помощью изоморфных замещений ионов железа в структуре ГФ типа M диамагнитными и парамагнитными ионами можно в широких пределах варьировать величиной поля магнитной анизотропии кристаллов. Для гексагональных кристаллов значение поля анизотропии определяется по формуле

$$H_a = \frac{2K_1}{M_s}, \quad (1)$$

где K_1 — первая константа анизотропии, M_s — намагниченность насыщения.

Из выражения (1) видно, что изменение поля анизотропии ГФ возможно за счет изменения константы анизотропии K_1 или намагниченности насыщения M_s .

Наиболее значительно [2] константа анизотропии уменьшается при замене ионов Fe^{3+} диамагнитными ионами Sc^{3+} и In^{3+} , которые имеют большой ионный радиус. Эти ионы имеют предпочтение замещать катионы Fe^{3+} , находящиеся в тех кристаллографических позициях, которые являются ответственными за анизотропные свойства ГФ. В этом случае даже небольшая концентрация ионов Sc^{3+} приводит к снижению константы анизотропии и намагниченности насыщения.

Замена катионов Fe^{3+} в структуре M -типа трехвалентными катионами с меньшим ионным радиусом Al^{3+} и Ga^{3+} , Cr^{3+} приводит к увеличению H_a , так как намагниченность насыщения M_s уменьшается быстрее, чем константа анизотропии K_1 . Используя эти особенности, можно путем частичного замещения ионов Fe^{3+} в структуре ГФ ионами Sc^{3+} и Al^{3+} получать монокристаллы, отвечающие требованиям к подложечным материалам для синтеза высокоанизотропных монокристаллических пленок различного состава. Преимущества использования таких подложек очевидны, так как подложка и пленка имеют близкий химический состав и обладают достаточно близкой идентичностью периодов кристаллической структуры.

Синтез ГФ пленок на таких подложках в устройствах резонансного типа можно проводить в случае достаточно большого отличия частот гиромангнитного резонанса пленки и подложки. Как известно, условие гиромангнитного резонанса для магнитоодноосного феррита можно записать

$$\frac{\omega_{\text{рез}}}{\nu} = H_0 + H_a, \quad (2)$$

где $\omega_{\text{рез}}$ — резонансная частота, ν — гиромангнитное отношение, H_0 — величина подмагничивающего поля, H_a — величина внутреннего эффективного поля анизотропии материала.

Таким образом, если изменять поле анизотропии кристалла, то частота гиромангнитного резонанса также изменится. Поэтому для синтеза высокоанизотропных пленок целесообразно применять скандийзамещенные ГФ, характеризующиеся небольшими полями внутренней магнитной анизотропии. Но так как ионы скандия имеют больший ионный радиус, чем ионы железа, то введение их в кристаллическую решетку ГФ приводит к увеличению параметров решетки a и c . Поэтому с целью компенсации параметра решетки необходимо наряду с ионами, обладающими большим радиусом, ввести в структуру $Ba(Sr)M$ ионы с меньшим радиусом, например ионы Al^{3+} . Изменяя концентрации замещающих ионов Sc^{3+} и Al^{3+} , можно получать монокристаллы с требуемыми периодами идентичности решетки, которые будут иметь относительно низкие поля анизотропии.

Определение концентраций легирующих ионов, необходимых для получения монокристаллов с заданными параметрами, можно проводить по методике, изложенной в работе [8]. Для расчета зависимости свойств многокомпонентных твердых растворов воспользуемся уравнением

$$f = f_0 + \sum_{i=1}^I \sum_{j=0}^J \lambda_i^{(j)} x_i, \quad (3)$$

где f — некоторое свойство данного вещества; f_0 — то же свойство эталонного вещества; $\lambda_i^{(j)}$ — вклад в свойство твердого раствора ионов j -типа, находящихся в окружении i -го типа; x_i — стехиометрический коэффициент ионов j .

В качестве эталона выберем кристаллы состава бариевого (стронциевого) феррита.

Распределение катионов по неэквивалентным узлам кристаллической решетки ГФ ранее изучалось. Известно, что ионы скандия замещают ионы железа преимущественно в двух кристаллографических позициях: в пятикратной координации (положение 2σ) и октаэдрической координации (положение $4f_2$). Замещение ионов Fe^{3+} ионами Al^{3+} происходит в тетраэдрических и октаэдрических координациях. Зависимость постоянных решеток ГФ a и c от концентрации замещающих катионов Sc^{3+} и Al^{3+} имеют линейный характер (правило Вергарда). Такой же вид в широком диапазоне концентраций имеют зависимости

$$K_1 = f(x_{Al^{3+}}); \quad \sigma = f(x_{Al^{3+}}).$$

Нелинейный характер наблюдается у зависимости первой константы анизотропии и намагниченности насыщения от увеличения концентрации катионов Sc^{3+} в решетке ГФ. Это вызвано различным вкладом в магнитные свойства ГФ ионов Fe^{3+} , находящихся в позициях 2σ и $4f_2$.

Учитывая эти особенности и используя уравнение (3), получим систему уравнений, позволяющих определить концентрационный диапазон замещений для монокристаллов скандий-алюмозамещенных ГФ со свойствами, отвечающими требованиям к подложечным материалам для синтеза пленок ГФ с полями анизотропии больше 1.32 МА/м. Запишем следующую систему уравнений:

$$a = a(0) + \lambda_{1a}x_1 + \lambda_{2a}x_2, \quad (4)$$

$$c = c(0) + \lambda_{1c}x_1 + \lambda_{2c}x_2, \quad (5)$$

$$K_1 = K_1(0) + \lambda'_{1K_1}(x_1 - \psi) + \lambda''_{1K_1}\psi + \lambda_{2K_1}x_2, \quad (6)$$

$$\sigma = \sigma(0) + \lambda'_{1\sigma}(x_1 - \psi) + \lambda''_{1\sigma}\psi + \lambda_{2\sigma}x_2, \quad (7)$$

где $a(0)$, $c(0)$, $K_1(0)$, $\sigma(0)$ — значения соответствующих параметров у эталонного вещества $Ba(Sr)Fe_{12}O_{19}$; x_1 , x_2 , λ_1 , λ_2 — стехиометрические коэффициенты и вклады в рассматриваемое свойство твердых растворов ионов Sc^{3+} и Al^{3+} ; ψ — функция распределения ионов Sc^{3+} между позициями 2σ и $4f_2$.

Для определения констант λ_{1a} ; c и λ_{2a} ; c в уравнениях (4) и (5) положим $x_1 = 0$, тогда λ_{2c} ; $c = (f - f_0)/x_2$, если же $x_2 = 0$, то λ_{1a} ; $c = (f - f_0)/x_1$.

Определенные таким образом величины констант составили $\lambda_{1a} = -0.22 \cdot 10^{-2}$ нм, $\lambda_{1c} = 3.21 \cdot 10^{-2}$ нм, $\lambda_{2a} = 0.26 \cdot 10^{-2}$ нм, $\lambda_{2c} = -0.79 \cdot 10^{-2}$ нм. По аналогии легко найти значения констант λ_{2K_1} и $\lambda_{2\sigma}$ в уравнениях (6) и (7): $\lambda_{2K_1} = -2.68 \cdot 10^{-2}$ Дж/м, $\lambda_{2\sigma} = -1.81$ А · м²/кг.

Анализ экспериментальных зависимостей первой константы анизотропии и намагниченности насыщения от концентрации в ГФ катионов скандия при условии, что катионы Fe^{3+} замещаются только катионами Sc^{3+} , позволил определить значение λ''_{1K_1} , λ'_{1K_1} , $\lambda''_{1\sigma}$, $\lambda'_{1\sigma}$ из уравнений (6) и (7), а также вид функции $\psi(x_1)$ в классе многочленов третьей степени

$$\psi(x_1) = a_0 + a_1x_1 + a_2x_1^2 + a_3x_1^3.$$

Указанные величины определялись из условия минимизации следующей функции восьми переменных:

$$\begin{aligned} & \Phi(\lambda'_{1K_1}, \lambda''_{1K_1}, \lambda'_{1\sigma}, \lambda''_{1\sigma}, a_0, a_1, a_2, a_3) = \\ & = \sum_{n=1}^N \{ [K_1(x_1) - K_{1n\text{эксп}}]^2 + [\sigma(x_1) - \sigma_{n\text{эксп}}]^2 \}, \end{aligned} \quad (8)$$

где $n=1, 2, \dots, N$; $K_{1n\text{эксп}}$; $\sigma_{n\text{эксп}}$ — экспериментально определенные значения, которые должны быть аппроксимированы функциями вида (6), (7) соответственно.

Реализованный на ЭВМ ЕС-1022 алгоритм минимизации функции (8) методом сопряженных градиентов дал следующие результаты: $\lambda'_{1K_1} = -4.3 \cdot 10^{-6}$ Дж/м³, $\lambda''_{1K_1} = -3.25 \cdot 10^{-6}$ Дж/м³, $\lambda'_{1\sigma} = 0.08$ А · м²/кг, $\lambda''_{1\sigma} = -0.92$ А · м²/кг и позволил определить вид функции распределения ионов Sc^{3+} между неэквивалентными позициями 2σ и $4f_2$ в структуре ГФ

$$\psi(x_1) = 0.2x_1 + 1.35x_1^2 + 0.02x_1^3.$$

Полученные значения констант, входящих в уравнения (4)—(7), использованы для определения концентраций, замещающих катионов Sc^{3+} и Al^{3+} , с целью получения монокристаллов, параметры идентичности которых соответствуют алюмозамещенным ГФ с полями анизотропии 2.19 и 3.48 МА/м. Количество замещающих катионов выбиралось так, чтобы подложка для синтеза пленки на 2.19 МА/м была магнитной, но значения их полей анизотропии отличались в два раза. Подложка для синтеза пленок с полем 3.48 МА/м выбиралась практически немагнитной и неанизотропной. Методом синтеза монокристаллов из раствора—расплава на затравку получены монокристаллы, свойства и состав, из которого они синтезировались, приведены в таблице. В качестве растворителя использована смесь окислов $\text{SrO}-\text{PbO}-\text{B}_2\text{O}_3$. Температурный диапазон кристаллизации составил $T_c=1395-1370$ К. Таким способом получены крупные и качественные монокристаллы с хорошо выраженной огранкой и размером около $\varnothing=20$ мм. Структурные и магнитные параметры кристаллов находятся в хорошем соответствии с рассчитанными по формулам (4)—(7).

Состав	Параметры решетки, нм		Удельная намагниченность σ , Ам ² /кг	Температура Кюри T_E , К	Поле анизотропии H_a , МА/м	Ширина линии ГМР ΔH , кА/м
	a	c				
$\text{SrAl}_{3.61} M$ (пленка)	0.5817	2.290	1.85	590	4.19	39.8
$\text{Sr}(\text{Sc}, \text{Al})_{4.6} M$ (подложка)	0.5820	2.302	0.19	368	0.14	
$\text{SrAl}_{1.49} M$ (пленка)	0.5861	2.295	4.82	675	2.06	15.9
$\text{Sr}(\text{Sc}, \text{Al})_{2.7} M$	0.5857	2.312	3.42	595	0.875	

После предварительной полировки поверхности полученных монокристаллов методом жидкофазной эпитаксии на них синтезированы монокристаллические пленки с полями анизотропии 2.06 и 4.19 МА/м соответственно, состав и параметры которых приведены в таблице. Магнитные параметры эпитаксиальных пленок имеют значения, близкие к соответствующим характеристикам объемных кристаллов.

Измерения параметров гиромагнитного резонанса синтезированных пленок, приготовленных в виде тонких дисков, показали, что поле анизотропии образцов составляет 2.19 и 3.48 МА/м. Ширина полосы гиромагнитного резонанса 16—40 кА/м.¹

Таким образом, одновременным замещением ионов Fe^{3+} ионами Sc^{3+} и Al^{3+} можно синтезировать монокристаллы ГФ, обладающие параметрами, необходимыми для использования их в качестве подложек для синтеза параметрического ряда изоморфных им по структуре высокоанизотропных пленок ГФ. Изготовленные на их основе резонаторы удовлетворяют требованиям к ферритовым материалам, предъявляемым в приборах резонансного типа.

Список литературы

- [1] *Habery F.* // IEEE Trans. Magn. 1980. Vol. 16. N 5. P. 178—182.
- [2] *Чепарин В. П., Черкасов А. П.* // Изв. АН СССР. Неорг. материалы. 1972. Т. 8. № 1. С. 196—197.
- [3] *Мень А. П., Богданович М. П., Воробьев Ю. П. и др.* // ЖФХ. 1984. Т. 58. № 5. С. 584—587.

Поступило в Редакцию
15 ноября 1988 г.

¹ Измерения резонансных свойств проведены А. Е. Ханамировым и М. А. Хохловым.