

УДК 621.375.8 : 621.318.134.029.64

**НЕВЗАИМНЫЙ ЭЛЕМЕНТ НА ОСНОВЕ ГЕКСАФЕРРИТОВ  
В КВАНТОВЫХ УСИЛИТЕЛЯХ МИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА***Т. А. Смирнова, Н. Т. Черпак*

Показана возможность создания невзаимного элемента в миллиметровом диапазоне волн на основе текстурованных гексагональных ферритов для квантовых парамагнитных усилителей бегущей волны. Проведены измерения зависимости резонансных свойств гексаферритов от температуры при различных концентрациях примесей. Исследована частотно-полевая зависимость ФМР. Обнаружен эффект сдвига резонансного поля ФМР для прямой волны по отношению к полю ФМР для отраженной волны в замедляющей структуре усилителя.

Для устойчивой работы квантового парамагнитного усилителя (КПУ) бегущей волны (БВ) необходимой является внутренняя развязка прямой и отраженных волн в замедляющей структуре (ЗС) усилителя. С этой целью непосредственно в ЗС усилителя размещается невзаимный элемент (НЭ) из ферритового материала [1].

При переходе в диапазон миллиметровых волн, когда применяются активные кристаллы с большими начальными расщеплениями в спектре электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) [2, 3], обычно используемые ферриты типа гранатов и шпинелей оказываются непригодными. Это объясняется невозможностью совмещения линий ЭПР активного кристалла и ферромагнитного резонанса (ФМР) в НЭ только за счет факторов размагничивания.

Переход в миллиметровый диапазон сопровождается снижением активности феррита при одновременном возрастании усиления на единицу длины структуры, сама же форма НЭ выбирается в виде бруска (пластинки). Все указанные факторы приводят к увеличению объема ферритового материала в ЗС, что, в свою очередь, может привести к нарушению однородности статического магнитного поля в объеме активного кристалла и, в конечном счете, к нарушению работы усилителя.

В данной работе решается задача создания НЭ для КПУ БВ миллиметрового диапазона на примере усилителя с кристаллом андалузита в качестве активного вещества в ЗС типа штыревой гребенки [3]. Эта задача решается на основе того факта, что некоторым ферритам присуща хорошо выраженная анизотропия магнитных свойств, обусловленная их зависимостью от направления намагничивания феррита относительно осей решетки [4]. К настоящему времени известны ферриты с резко выраженной кристаллографической анизотропией — ферриты с гексагональной структурой (гексаферриты) [4, 5].

**1. ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ. ВЫБОР МАТЕРИАЛА**

Для удобства анализа введем относительные значения резонансного поля и частоты

$$h = (B_a + B_0)/\mu_0 M_s, \quad \Omega = \omega_p/\gamma\mu_0 M_s, \quad (1)$$

где  $B_a$  — эффективное поле анизотропии,  $B_0$  — внешнее магнитное поле,  $\mu_0 M_s$  — намагниченность насыщения (в системе СИ),  $\omega_p$  — резонансная частота,  $\gamma$  — гиромагнитное отношение.

Если ферритовый элемент, выполненный из одноосного гексаферрита, представляет собой эллипсоид, в котором размеры малы по сравнению с длиной волны  $\lambda$ , то в случае, когда магнитное поле  $B_0$  направлено вдоль оси  $z$  эллипсоида, совмещенной с гексагональной осью, формула Киттеля с учетом (1) принимает вид

$$\Omega = \{[h + (N_x - N_z)] [h + (N_y - N_z)]\}^{1/2}, \quad (2)$$

где  $N_x, N_y, N_z$  — размагничивающие факторы.

Практическое значение представляют длинные ферритовые образцы, поэтому, используя результаты вычислений [6], можно получить выражение

$$\Omega = \left[ \left( h - \frac{t}{a+t} \right) \left( h + \frac{a-t}{a+t} \right) \right]^{1/2}. \quad (3)$$

Для сферического образца очевидно  $\Omega = h$ . Из (3) видно, что для поперечно намагниченной гексаферритовой пластинки зависимость  $h$  от  $\Omega$  с хорошей точностью линейна за исключением области малых значений  $\Omega$ , где величина  $h$  является соизмеримой с величиной факторов размагничивания. Однако если учесть, что минимальным значением  $h$  является  $h_{\min} = B_a / \mu_0 M_s$ , где  $B_a = 1 \div 1,5 \text{ Тл}$ , а  $B_a = 0,3 \text{ Тл}$ , то очевидным становится, что нелинейность в зависимости  $h$  от  $\Omega$  «отсекается» за счет значительной величины  $B_a$ .

К настоящему времени разработаны ряды гексаферритов\*  $\text{BaNi}_2\text{Sc}_x\text{Fe}_{16-x}\text{O}_{27}$  ( $\text{BaNi}_2\text{Sc}_x\text{W}$ ) и  $\text{SrNi}_2\text{Cr}_x\text{Fe}_{16-x}\text{O}_{27}$  ( $\text{Ni}_2\text{SrCrW}$ ), относящихся к классу соединений  $\text{Me}_2\text{W}$  [5]. При замещении ионов  $\text{Fe}^{3+}$  ионами  $\text{Sc}^{3+}$  и  $\text{Cr}^{3+}$  поля анизотропии  $B_a$  в этих ферритах изменяются в широких пределах, что является важным при совмещении резонансных полей ЭПР и ФМР.

Практическое значение имеют текстурованные гексаферриты. Образцы с высокой степенью текстуры по своим свойствам близки к монокристаллу [7]. При этом остаются справедливыми формулы (2), (3), которые получены для монокристаллического ферромагнетика.

В основе применения ферритов в резонансных НЭ лежит явление ФМР, поэтому исследование параметров ФМР дает возможность определить пригодность феррита для резонансного вентиля. Прежде всего, нас будет интересовать температурная зависимость  $B_a$  и ширины линии ФМР при различных концентрациях примесей в исходном материале, а также частотно-полевая зависимость ФМР.

Для изучения  $B_a$  можно воспользоваться резонансным методом для сферических образцов. Резонатор перестраивался в широком диапазоне частот ( $\sim 10\%$ ) посредством резонансного поршня. Образец предварительно ориентировался во внешнем магнитном поле и приклеивался на поршень так, что ось легкого намагничивания (гексагональная ось) совпадала с направлением постоянного тока  $B_0$ . Источником постоянного магнитного поля является электромагнит, в зазор которого помещалась часть двойного сосуда Дьюара с резонатором. Внешнее поле изменялось от 0 до 12 Тл.

Исследование частотно-полевой зависимости и характеристик поглощения ФМР в брусках (пластинках) при низких температурах проводилось в диапазоне 35—75 ГГц в волноводной измерительной секции либо непосредственно в ЗС с использованием сверхпроводящего солеоида, на той же установке, на которой проводились исследования андалузита [8].

\* Использованные в работе гексаферриты синтезированы В. И. Ивановой и И. И. Петровой.

## 2. РЕЗОНАНСНЫЕ СВОЙСТВА ТЕКСТУРОВАННЫХ ГЕКСАФЕРРИТОВ

а)  $\text{BaNi}_2\text{Sc}_x\text{W}$ . Исследовались ферриты, концентрация  $x$  замещающих ионов  $\text{Sc}^{3+}$  в которых на молекулу изменялась в пределах от 0 до 2.

С увеличением концентрации ионов  $\text{Sc}^{3+}$  от 0 до 0,8 поле анизотропии монотонно понижается от 1,28 до 0,8 Тл при комнатной температуре и от 1,27 до 0,7 Тл при гелиевой (рис. 1). Видно, что во всем температурном интервале (300—4,2 К) ферриты  $\text{BaNi}_2\text{Sc}_x\text{W}$  достаточно термостабильны, особенно при малых концентрациях ионов  $\text{Sc}^{3+}$  ( $x < 0,6$ ). Однако если иметь в виду только гелиевые температуры (4—1,7 К), то термостабильными оказываются все исследуемые ферриты.

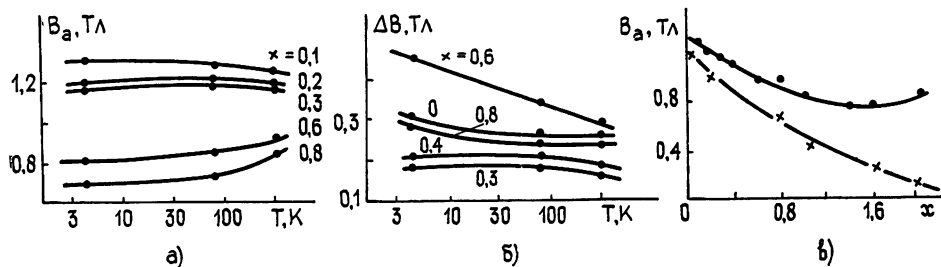


Рис. 1. Зависимость  $B_a$  (а) и  $\Delta B$  (б) от температуры при некоторых значениях концентрации  $x$  скандия и зависимости  $B_a$  от концентрации при  $T = 4,2$  К (в) в  $\text{BaNi}_2\text{Sc}_x\text{W}$ ; кружки — 4,2 К, крестики — 300 К.

Ширина линии ФМР с понижением температуры монотонно увеличивается для всех значений  $x$ . Как видно из рис. 1б, строгой корреляции между шириной линии  $\Delta B$  и величиной  $x$  нет. Однако при меньших  $x$  температурная зависимость  $\Delta B$  слабее. Отмеченное отсутствие корреляции между  $\Delta B$  и  $x$ , по-видимому, может быть объяснено технологическими причинами, так как  $\Delta B$  зависит не только от плотности образца, но и от формы пор, размера зерен, степени текстуры и т. д. Дальнейшее увеличение  $x$  (т. е.  $x > 0,8$ ) приводит к дальнейшему понижению  $B_a$  при  $T = 300$  К вплоть до 0 при  $x = 2$ , что согласуется с [8]. Однако при  $T = 4,2$  К наблюдается anomalous поведение  $B_a$  при  $x > 1,2$  (рис. 1в). Одним из объяснений обнаруженной аномалии является возможное нарушение коллинеарности магнитной структуры при замещении большого числа ионов  $\text{Fe}^{3+}$  ионами  $\text{Sc}^{3+}$  [9].

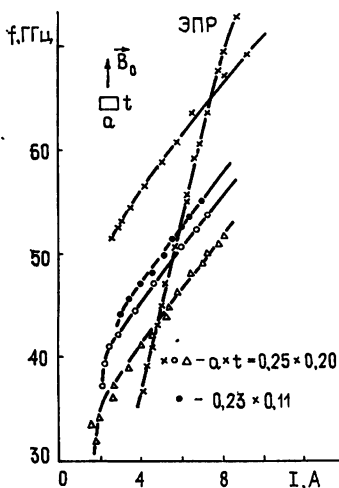


Рис. 2. Частотно-полевая зависимость ФМР в гексаферритах; крестики —  $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$ , темные кружки —  $\text{Ni}_2\text{SrFe}_{16}\text{O}_{27}$ , светлые кружки —  $\text{Ni}_2\text{BaFe}_{16}\text{O}_{27}$ , треугольники —  $\text{BaZn}_2\text{Fe}_{16}\text{O}_{27}$ .

б)  $\text{Ni}_2\text{SrCr}_x\text{W}$ . В этой группе гексаферритов концентрация замещающих парамагнитных ионов  $\text{Cr}^{3+}$  изменялась от 1 до 3 на молекулу. Исследование при трех температурах показало, что в этих ферритах  $B_a$  изменяется более сильно, чем в предыдущей группе. Поле анизотропии с увеличением повышалось от 1,55 до 1,86 Тл при  $T = 300$  К и с 1,2 до 1,58 Тл при  $T = 4,2$  К.

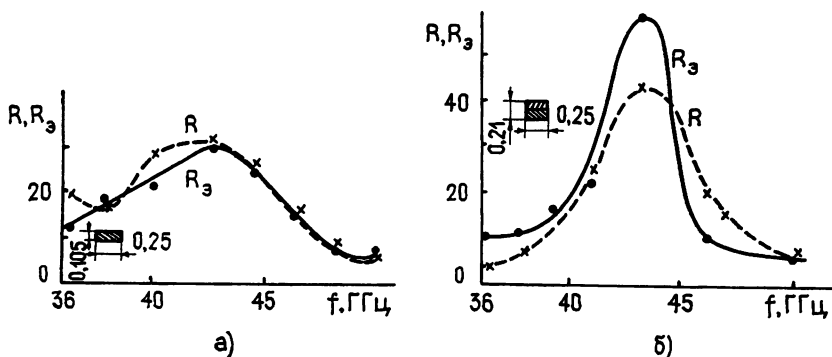
Сравнение данных по двум группам ферритов показывает, что с точки зрения применения в КПУ БВ миллиметрового диапазона [10] оба типа ферритов дополняют друг друга.

в) Частотно-полевая зависимость ФМР. Измерения проводились в волноводной секции сечением  $0,8 \times 5,2 \text{ мм}^2$  для нескольких ферритовых пластинок, отличающихся как размерами поперечного сечения, так и полем анизотропии  $B_a$ . Феррит размещался в области круговой поляризации возмущенной волны. Для исключения ошибки измерений, связанной с погрешностью градуировки сверхпроводящего соленоида, в волноводной секции вместе с ферритом размещался кристалл андалузита ( $\text{Al}_2\text{SiO}_5, \text{Fe}^{3+}$ ). При этом производилась запись линий ФМР в гексаферрите и ЭПР в андалузите при протяжке магнитного поля в прямом и обратном направлении.

Измерения показывают, что гиромангнитное отношение для всех исследуемых образцов с достаточной точностью равняется  $\gamma = 2,8 \times 10^4 \text{ МГц/Тл}$  (рис. 2). При этом сдвигка частотно-полевой зависимости при изменении соотношения  $t/a$  находится в хорошем согласии с уравнением (3).

### 3. НЕВЗАИМНЫЕ СВОЙСТВА ГЕКСАФЕРРИТОВОЙ ПЛАСТИНКИ В ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИХ СТРУКТУРАХ

а) Принципиальная возможность создания НЭ на основе  $\text{BaNi}_2\text{Sc}_x\text{W}$  при гелиевой температуре была вначале исследована в максимально упрощенном варианте, а именно, в волноводном.



Фиг. 3. Вентильное отношение при  $T=4,2 \text{ К}$  в волноводе для ферритовых (07СЧА) пластинок.

На рис. 3а представлена часть результатов измерений при  $T = 4,2 \text{ К}$  для пластинок, изготовленных из феррита марки 07СЧА ( $x = 0$ ). При увеличении толщины  $t$  пластинки вдвое (рис. 3б) характер зависимости коэффициента невзаимности  $R$  от  $f$  изменяется, он становится более резонансным, максимальное значение  $R_{\text{max}}$  возрастает в 1,5 раза. Напомним, что  $R = L_{\Phi}^- / L_{\Phi}^+$ , где  $L_{\Phi}^-$  и  $L_{\Phi}^+$  — величины поглощения в децибелах для отраженной и прямой волн. Возрастание  $R_{\text{max}}$  при увеличении толщины  $t$  объясняется интересным и важным в практическом отношении эффектом смещения резонансного поля для прямой волны в сторону меньших значений по отношению к полю  $B_0$  для обратной (отраженной) волны. Этим объясняется также снижение низкочастотного крыла зависимости  $R$  от  $f$  на рис. 3б по отношению к рис. 3а.

Поскольку частотно-полевые зависимости для ФМР и ЭПР в общем случае различны, удобно ввести для анализа свойств НЭ в структурах БВ еще один параметр, а именно  $R_3$  — коэффициент невзаимности ферритового элемента в резонансном поле ЭПР, т. е.

$$R_3 = L_{\Phi}^- / L_{\Phi}^+ |_{B_0=B_0} (\text{ЭПР}) .$$

Как видно из рис. 3, для более толстой пластинки в некоторой области частот  $R_{\max}$  может значительно превышать  $R_{\max}$ . Рассмотренная особенность в частотной зависимости  $R_{\phi}$  также объясняется несовпадением резонансных полей для прямой и отраженной волн. Впервые факт несовпадения резонансных полей при изменении направления волны и влияния этого эффекта на  $R_{\max}$  был обнаружен в работе [11]. Эффект различия резонансных полей ФМР объясняется изменением структуры поля в волноводе со значительным объемом гиротропной среды при изменении направления волны по отношению к магнитному полю [12].

При понижении температуры до  $T = 1,7$  К прямые и обратные потери существенно не изменяются. Однако максимум  $R$  смещается в сторону низких частот на  $0,5\text{—}1$  ГГц. Отметим, что оптимизация по  $R$  в волноводе нами не проводилась, однако представляет интерес тот факт, что  $R_{\max}$  может достигать 100 и выше.

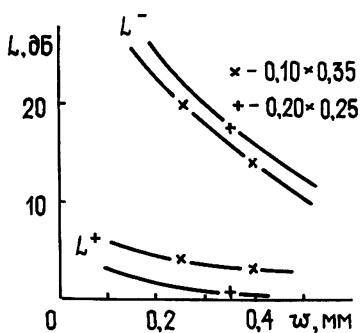


Рис. 4.

Рис. 4. Зависимость резонансного поглощения в феррите 06С4А от расстояния между активным кристаллом и ферритом.

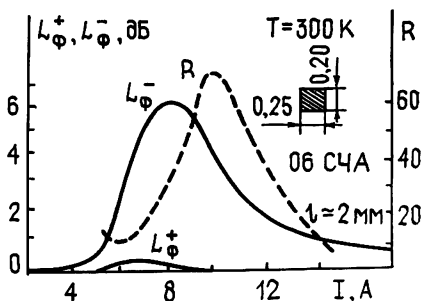


Рис. 5.

Рис. 5. Эффект смещения резонансного поля для прямой волны относительно резонансного поля обратной волны.

б) В ЗС квантового усилителя поглощение  $L_{\phi}^{-}$  может превышать несколько десятков децибел, поэтому исследование НЭ проводилось в ЗС длиной  $l = 10$  мм. Зависимость резонансного поглощения от расстояния  $w$  между активным кристаллом и ферритом (06С4А) приведена на рис. 4. Видно, что для феррита сечением  $0,20 \times 0,25$  мм<sup>2</sup>  $R$  получается выше, и при приемлемом значении  $w = 0,25 \div 0,30$  мм для разработанной конструкции КПУ БВ [10] его величина может равняться  $R = 30$ . Эти измерения выполнены при некоторой расстройке от середины полосы пропускания ЗС на  $f \approx 50$  ГГц при  $T = 4,2$  К для резонансного поля ФМР отраженной волны.

Полученные значения коэффициента  $R$  являются приемлемыми при создании НЭ для КПУ БВ в миллиметровом диапазоне. Однако и в ЗС обнаруживается несовпадение резонансных полей ФМР для прямой и отраженной волн. Это означает, что, отстраиваясь от резонансного поля для отраженной волны в сторону, противоположную резонансу прямой волны, можно достигать резкого повышения  $R$  при незначительном уменьшении обратного поглощения  $L_{\phi}$  в феррите (рис. 5).

Полученные данные были использованы при создании КПУ БВ миллиметрового диапазона [10]. Замедляющая структура имела следующие характеристики: период структуры  $D = 0,3$  мм, длина  $l = 20$  мм, замедление по групповой скорости  $s \approx 20$ . При этом в  $\sim 15$ -процентной полосе пропускания ЗС величина  $L_{\phi}^{-}$  изменялась в пределах  $20\text{—}54$  дБ, а коэффициент невязности  $R_{\phi} = 10 \div 30$ .

Таким образом, задача достижения устойчивого усиления в КПУ БВ, в которых используются активные кристаллы с большими начальными расщеплениями в спектре ЭПР ( $\text{Al}_2\text{SiO}_5 : \text{Fe}^{3+}$ ,  $\text{TiO}_2 : \text{Fe}^{3+}$  и др.), может быть решена путем использования текстурованных гексагональных ферритов с различным содержанием примесей. Значительная величина ширины линии ФМР позволяет создавать КПУ БВ в миллиметровом диапазоне волн с широкой полосой перестройки ( $> 10\%$ ), однако создает трудности, обусловленные увеличением объема ферритового материала в ЗС, что в свою очередь вызывает значительную неоднородность статического магнитного поля в объеме активного кристалла.

Последнее приводит к уширению линии ЭПР и соответствующему снижению коэффициента усиления. Применяя дополнительные ферритовые пластинки, можно в 1,5—2 раза повысить однородность поля в пределах активного кристалла. При этом ширину линии ЭПР оказывается возможным регулировать в заданных пределах. Уширенная линия не остается лоренцевской (или гауссовой), а уплощается у вершины, что вызывается неоднородным характером не только статического, но и СВЧ магнитного поля в ЗС [13]. В результате амплитудно-частотная характеристика КПУ БВ миллиметрового диапазона оказывается уширенной с уплощенной верхней частью.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Штейншлейгер В. Б., Мисежников Г. С., Лифанов П. С. Квантовые усилители СВЧ (мазеры).— М.: Сов. радио, 1971.
2. Смирнова Т. А., Черпак Н. Т., Мышенко В. В. Тезисы докладов II Всеобщего симпозиума по миллиметровым и субмиллиметровым волнам.— Харьков: 1978, 2, с. 122.
3. Черпак Н. Т., Мышенко В. В., Песковацкий С. А., Смирнова Т. А.— ДАН УССР, сер. А, 1980, № 2, с. 69.
4. Смит Я., Вейн Х. Ферриты.— М.: ИЛ, 1962.
5. Михайловский Л. К., Поллак Б. П., Балаков В. Ф., Ханамиров А. Е.— Радиотехника и электроника, 1965, 10, № 10, с. 1739.
6. Osborn J.— Phys. Rev., 1945, 67, № 1/2, p. 351.
7. Сизов Р. А., Громзин Д. Е., Зайцев К. Н., Иванова В. И.— ЖЭТФ, 1975, 68, № 2, с. 2195.
8. Черпак Н. Т.— ФТТ, 1980, 22, № 12, с. 3539.
9. Ivanova V. I., Kolpakova L. N., Petrova I. I., Smirnova T. A., Cherpak N. T. Magnetic Resonance and Related Phenomena.— Berlin, Heidelberg, New York; 1979, p. 371. Proceeding of the XX-th Congress Ampere.
10. Черпак Н. Т., Смирнова Т. А., Мышенко В. В., Песковацкий С. А., Лавринович А. А.— Радиотехника и электроника, 1982, 27, № 9, с. 1804.
11. Микаэлян А. Л., Столяров А. К., Коблова М. М.— Радиотехника и электроника, 1960, 5, № 2 с. 269.
12. Микаэлян А. Л. Теория и применение ферритов на СВЧ.— М.— Л.: Госэнергоиздат, 1963.
13. Черпак Н. Т.— Радиотехника и электроника, 1982, 27, № 4, с. 776.

Институт радиопизики и электроники  
АН УССР

Поступила в редакцию  
18 ноября 1981 г.

#### NONMUTUAL ELEMENT ON THE BASIS OF HEXAFERRITES IN QUANTUM AMPLIFIERS OF THE MILLIMETER WAVE RANGE

*T. A. Smirnova, N. T. Cherpak*

A possibility is shown for the creation of the nonmutual element in the millimeter wave range on the basis of textured hexagonal ferrites for quantum paramagnetic amplifiers of a travelling wave. Measurements of the dependence of hexaferrite resonance properties on the temperature at different concentrations of impurities have been carried out. The frequency-field dependence of the ferro-magnetic resonance (FMR) is investigated. An shift effect of FMR resonance field for a direct wave relative to the FMR field for a reflected wave in a slow-wave structure of the amplifier has been found.