

УДК 621.375.8

АНДАЛУЗИТ КАК АКТИВНОЕ ВЕЩЕСТВО ДЛЯ КВАНТОВЫХ УСИЛИТЕЛЕЙ БЕГУЩЕЙ ВОЛНЫ В 3-МИЛЛИМЕТРОВОМ ДИАПАЗОНЕ

К. В. Ворсуй, Т. А. Смирнова, Н. Т. Черпак

Приведены результаты экспериментального исследования мазерных свойств андалузита с ионами трехвалентного железа как активного вещества для квантовых парамагнитных усилителей бегущей волны в 3-миллиметровом диапазоне длин волн. Показано, что трехуровневая схема накачки (при ориентации $\theta=90^\circ$ внешнего магнитного поля по отношению к z -оси магнитного комплекса) имеет преимущество по квантовой эффективности в сравнении с симметричной схемой накачки. Изложена методика экспериментального исследования активного вещества в электродинамической структуре с бегущей волной (на примере волновода, частично заполненного диэлектриком).

Физические процессы взаимодействия парамагнитного кристалла с СВЧ полями в резонаторе и в структуре бегущей волны принципиально не отличаются. Однако требования к кристаллу в том и другом случаях существенно различны, и различия эти возрастают с укорочением длины волны λ .

Впервые возможность достижения квантового усиления в 3-миллиметровом диапазоне с использованием андалузита была показана в резонаторной структуре с симметричной схемой накачки [1]. Эти данные являются, с одной стороны, обнадеживающими, а с другой — недостаточными для применения андалузита в квантовых парамагнитных усилителях бегущей волны (КПУБВ), несмотря на реализацию на основе этого кристалла КПУБВ в средневолновой части миллиметрового диапазона [2] и резонаторного КПУ в диапазоне 3 мм [3]. Что касается других активных веществ, то следует отметить создание макета КПУБВ в диапазоне 3 мм с использованием рутила [4].

1. Спектральные особенности $\text{Al}_2\text{SiO}_5 : \text{Fe}^{3+}$ в 3-миллиметровом диапазоне. С точки зрения повышения коэффициента инверсии I при сравнительно низкочастотной накачке особый интерес представляет симметричная схема в четырехуровневых системах (схема Кикучи [5]). Наличие трех дублетов в энергетическом спектре ионов Fe^{3+} в андалузите позволяет проанализировать возможности симметричных схем инверсии в системе любых двух дублетов. Однако такая схема с использованием второго и третьего дублетов, по-видимому, не дает возможности построить усилитель, так как в ней не участвует нижний, наиболее заселенный уровень, а сигнальный переход практически полностью запрещен. Симметричная схема накачки в системе двух нижних дублетов реализуется в магнитных полях B_0 от 0 до 29 кЭ при ориентации внешнего поля B_0 по отношению к z -оси в кристалле $\theta=44^\circ$ [6]. Схема может обеспечить инверсию в диапазоне частот $f_s \approx 60 \div 100$ ГГц (переход 2—3) с накачкой на совпадающих переходах 1—3 и 2—4 (рис. 1а). Значения квадратов матричных элементов $|\sigma_{x,y,z}^{ij}|^2$, где i, j — номера уровней энергии этих переходов в зависимости от магнитного поля, приведены на рис. 2. Анализ этих величин показывает, что в данной схеме как на частоте сигнала f_s , так и на частоте накачки f_p наиболее выгодной оказывается круговая поляризация СВЧ магнитного поля. При переходе по полю B_0 в спектре ЭПР

за «перегиб» выигрыш по частоте f_s не достигается. Однако I может повыситься за счет возрастания частоты накачки. При этом к мощности последней будут предъявляться более жесткие требования, так как величины $|\sigma_{x,y,z}^{ij}|^2$ с ростом частоты уменьшаются (рис. 2).

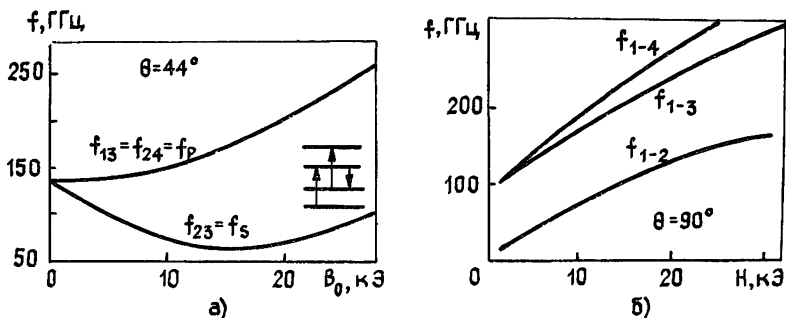


Рис. 1. Частотно-полевая зависимость f_s и f_p в андалузите при а) $\theta = 44^\circ$, б) $\theta = 90^\circ$.

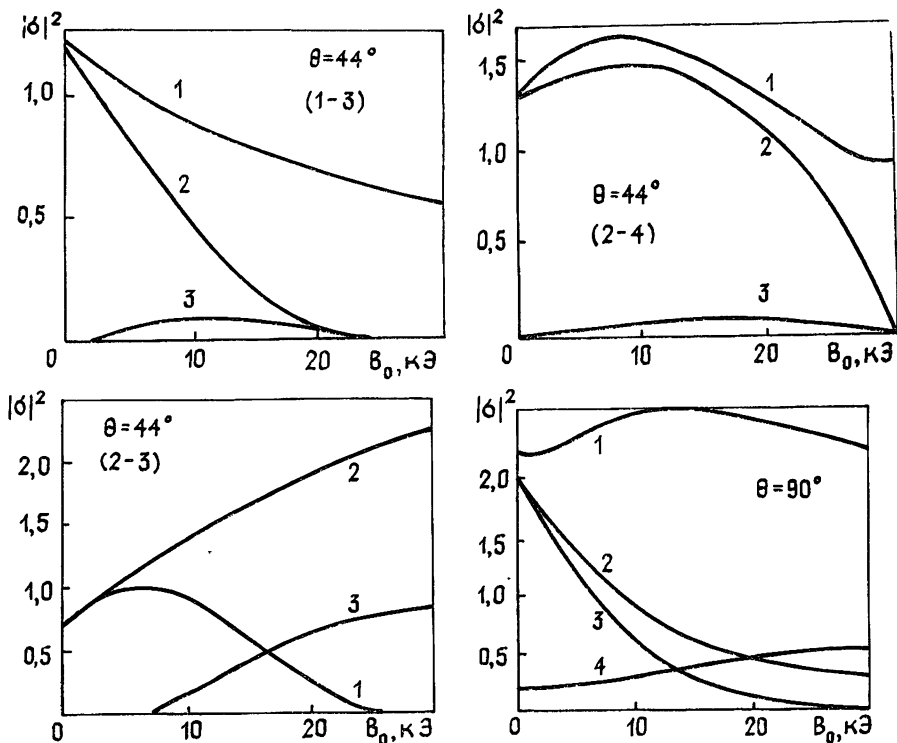


Рис. 2. Значение квадратов матричных элементов вероятностей переходов для спин-системы ионов Fe^{3+} в андалузите в зависимости от магнитного поля: $\theta = 44^\circ$, 1 — $[S_x^{ij}]^2$, 2 — $[S_y^{ij}]^2$, 3 — $[S_z^{ij}]^2$; $\theta = 90^\circ$, 1 — $[S_y^{1-2}]^2$, 2 — $[S_x^{1-3}]^2$, 3 — $[S_y^{1-4}]^2$, 4 — $[S_z^{1-2}]^2$.

Таким образом, все вышесказанное представляет собой ряд существенных преимуществ симметричной схемы накачки, говорящих в пользу ее практического применения. Ранее эта схема применялась и исследовалась с использованием двух магнитных комплексов [1, 3, 7]. Однако этот вариант практически трудно реализуем для структур с БВ. Кроме того, по мнению авторов, более корректно исследовать мазерные свойства кристалла для одного комплекса. В связи с этим возникает необходимость тщательного исследования мазерных характеристик одного комплекса с ориентацией $\theta \approx 44^\circ$ в присутствии второго комплекса.

С точки зрения использования обоих комплексов в КПУБВ наибольший интерес представляет ориентация $\theta \approx 90^\circ$. Именно эта ориен-

тация с трехуровневой схемой накачки была успешно использована в более длинноволновом диапазоне [2]. Зависимости f_s и f_p , а также значения $|\sigma_{x,y,z}^{l,l}|^2$ от B_0 приведены на рис. 1 б, 2, откуда видно, что при укорочении λ эффективность трехуровневой схемы снижается ($f_p = f_{13}$ или $f_p = f_{14}$). Поэтому представляет интерес провести сравнение основных мазерных характеристик андалузита в указанных двух ориентациях для 3-миллиметрового диапазона волн.

2. Методика и техника измерений. 1) К основным мазерным характеристикам активного вещества можно отнести I , χ_e'' , $\Delta f_L^{(e)}$, от которых зависит квантовая эффективность m вещества. Значение $\Delta f_L^{(e)}$ определяется шириной линии ЭПР на частоте f_s без накачки и характером уширения этой линии. Важной характеристикой является уровень мощности накачки P_H , при котором достигается насыщение линии ЭПР на частоте f_p .

Для измерений указанных выше характеристик в миллиметровом диапазоне наиболее приемлем, по нашему мнению, волноводный метод измерения χ_e'' , $\Delta f_L^{(e)}$ и I [8].

Используя этот метод, определяем χ_e'' из произведения $I\chi_e''$, где χ_e'' следует из выражения $\chi_e'' = \lambda L_e(\text{дБ})/27,3 S l \eta$. Здесь $L_e(\text{дБ})$ — коэффициент электронного поглощения в кристалле, S — коэффициент замедления по групповой скорости, l — длина кристалла, η — коэффициент использования кристалла. Для удобства анализа η записывается в виде произведения $\eta = \eta_v \eta_s$, где η_v — энергетический (объемный) коэффициент заполнения, η_s — коэффициент использования матричных элементов [9].

Таким образом, для определения χ_e'' кристалла необходимо измерить $L_e(\text{дБ})$ при известной длине l и заданной λ . Зная тип волны в волноводе с кристаллом и его спиновую поляризацию, можно вычислить коэффициенты η_v и η_s . Коэффициент S измеряется или вычисляется.

Известно, что в волноводе, частично заполненном диэлектриком с высотой последнего, равной высоте волновода, основным типом волны остается H_{10} -волна [10]. Это обстоятельство значительно облегчает вычисление коэффициента η_v , выражение для которого имеет вид [8]

$$\eta_v = \left\{ \left(\frac{\sin q}{\cos p} \right)^2 \left[1 + \frac{\sin 2p}{2p} + \left(\frac{d}{p} \beta \right)^2 \left(1 - \frac{\sin 2p}{2p} \right) \right] \times \right. \\ \left. \times \left[1 - \frac{\sin 2q}{2q} + \left(\frac{t}{q} \beta \right)^2 \left(1 - \frac{\sin 2q}{2q} \right) \right]^{-1} \frac{1}{r} + 1 \right\}^{-1}, \quad (1)$$

где q/t и p/d — поперечные волновые числа, которые связаны с постоянной распространения $k = 2\pi/\lambda_0$ в свободном пространстве и с постоянной распространения $\beta = 2\pi/\lambda$ в волноводе следующим образом:

$$(p/d)^2 = k^2 - \beta^2, \quad (q/t)^2 = \epsilon k^2 - \beta^2,$$

$2t$ — толщина кристалла (размер по широкой стенке волновода), $d = (a - 2t)/2$, $r = t/d$, a — ширина волновода.

Выражение для η_s имеет вид

$$\eta_s = \left\{ [S_{z1}^2 \cos^2 \alpha + S_{y1}^2 \sin^2 \alpha] \left(1 - \frac{\sin 2q}{2q} \right) + \frac{t^2}{q^2} \beta^2 S_{x1}^2 \left(1 + \frac{\sin 2q}{2q} \right) \right\} \times \\ \times \left\{ \sigma_{\max}^2 \left[\frac{t^2}{q^2} \beta^2 \left(1 + \frac{\sin 2q}{2q} \right) + 1 - \frac{\sin 2q}{2q} \right] \right\}^{-1}, \quad (2)$$

S_{x1} , S_{y1} , S_{z1} — компоненты матричных элементов спинового оператора в спиновой системе координат, α — угол между магнитными комплексами.

В соответствии с (1) и (2) η_v и η_s практически не зависят от частоты. При $\eta_v > 0,4$ последний линейно растет с параметром $2t/a$, а η_s от этого параметра не зависит.

При измерении I и Δf_L необходимо иметь в виду, что интенсивность линии ЭПР записывается в нелинейном масштабе.

2) Непосредственные измерения мазерных характеристик андалузита волноводным методом производились в измерительной секции, представляющей волновод сечением $a \times b = 0,9 \times 0,5 \text{ мм}^2$. Наличие двух согласующих лейкосапфировых клиньев в секции исключало влияние регенеративного эффекта на результаты измерений.

Измерительная установка представляла радиоспектрометр с бегущей волной, дополненный схемой каналирования мощности накачки. В качестве источника сигнала использовалась лампа обратной волны. Мощность сигнала и накачки подавалась по одному и тому же сверхразмерному волноводу сечением $11 \times 5,5 \text{ мм}^2$. Источником накачки для симметричной схемы уровней энергии является генератор дифракционного излучения [11]. В 90-градусной ориентации коэффициент инверсии не измерялся. Установка позволяла производить измерения в диапазоне частот от 70 до 110 ГГц при температурах от 1,7 до 4,2 К.

3. Экспериментальные результаты и их обсуждение. 1) С помощью описанной установки получен ряд значений L_e (дБ) для симметричной схемы уровней ($\theta \simeq 44^\circ$). При этом значение χ_e'' на частоте $f_s = 94 \text{ ГГц}$ составляло 0,038. Аналогичные измерения были проведены и для 90-градусной ориентации B_0 относительно оси z одного из магнитных комплексов, значение χ_e'' на частоте $f_s = 82,4 \text{ ГГц}$ оказалось равным 0,44. Измерения проводились при $T = 1,7 \text{ К}$ на образце Al_2SiO_5 с концентрацией ионов Fe^{3+} , равной 0,07%.

Экспериментально полученные значения χ_e'' на частоте f_0 позволяют провести вычисления χ_e'' во всем интересующем нас диапазоне $f = 70 \div 110 \text{ ГГц}$:

$$\chi_e''(f) = \frac{\chi_e''(f_0) \Delta n(f) \sigma^2(f) \Delta f_L^{(e)}(f_0)}{\Delta n(f_0) \sigma^2(f_0) \Delta f_L^{(e)}(f)}, \quad (3)$$

где $\Delta n(f_0)$ и $\Delta n(f)$ — разности населенностей между уровнями, составляющими сигнальный переход на частотах f_0 и f ; $\sigma^2(f_0)$ и $\sigma^2(f)$ — максимальные значения квадратов матричных элементов на частотах f_0 и f ; $\Delta f_L^{(e)}(f_0)$ и $\Delta f_L^{(e)}(f)$ — ширина линии ЭПР при частотной развертке.

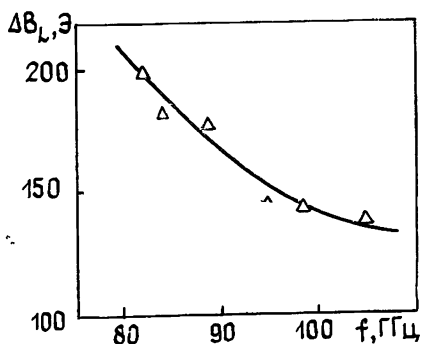


Рис. 3.

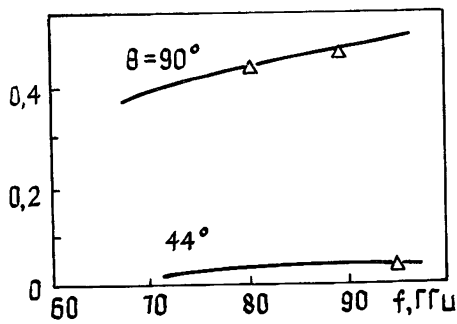


Рис. 4.

Рис. 3. Частотная зависимость ширины линии ЭПР ионов Fe^{3+} в андалузите.
Рис. 4. Частотная зависимость мнимой части магнитной восприимчивости для двух ориентаций $\theta \simeq 44^\circ$ и $\theta \simeq 90^\circ$.

Для ориентации $\theta \simeq 44^\circ$ экспериментальная зависимость ширины линии при развертке по магнитному полю заметно меняется с частотой (рис. 3), однако значение $\Delta f_L^{(e)}(f)$ остается практически постоянным и

составляет 840 МГц в силу того, что изменение крутизны частотно-полевой зависимости для перехода 2—3 имеет обратный знак по сравнению с зависимостью ΔB_L от частоты. Следует отметить, что частотная зависимость ширины линии, а также коэффициента инверсии при работе с двумя совмещенными комплексами получена в работе [7].

Для ориентации $\theta \approx 90^\circ$ ширина линии ЭПР составляет 130—140 Э по магнитному полю и $\Delta f_L^{(e)} = 800 \div 850$ МГц — по частоте. Таким образом, в (3) отношение $\Delta f_L^{(e)}(f_0)/\Delta f_L^{(e)}(f)$ можно положить равным единице, следовательно, характер изменения χ_e'' с частотой определяется лишь изменением матричных элементов переходов и разности населенностей. Разность населенностей на частоте f , соответствующей переходу между уровнями i и j , определяется следующим образом:

$$\Delta n_{ij} = \frac{e^{E_i/KT} - e^{E_j/KT}}{\sum_{m=1}^n e^{E_m/KT}} N,$$

где N — число спинов в единице объема кристалла, n — число уровней, участвующих в работе данной схемы. С помощью (3) получена зависимость χ_e'' от частоты для обеих ориентаций $\theta = 44^\circ$ и $\theta = 90^\circ$ (рис. 4).

2) Коэффициент инверсии I экспериментально определяется как отношение интенсивностей линий излучения G_e (дБ) и поглощения L_e (дБ):

$$I = G_e(\text{дБ})/L_e(\text{дБ}).$$

При измерениях I не всегда было достаточно мощности P_H для глубокого насыщения перехода накачки (используемый ГДИ имел значение $P_H < 300$ мВт). В этих случаях снималась зависимость коэффициента инверсии от мощности накачки, откуда определялось предельное значение коэффициента инверсии $I_\infty = I (P_H \rightarrow \infty)$. На рис. 5а приведена частотная зависимость предельно достижимых значений I , полученных при температуре $T = 1,7$ К, на рис. 5б приведена зависимость $I = F(P_H)$ для случая, когда мощность накачки было достаточно для глубокого насыщения перехода накачки.

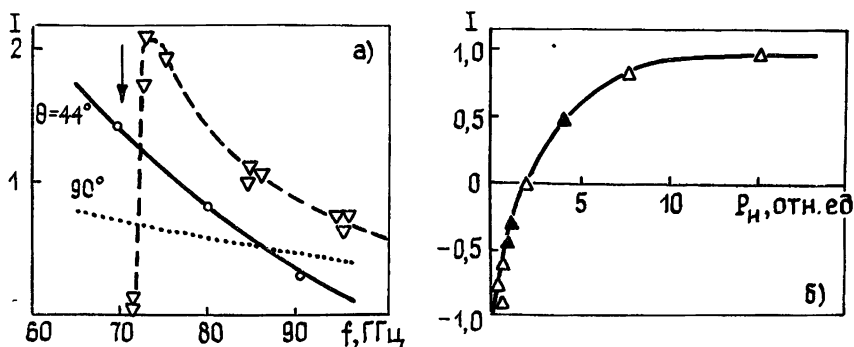


Рис. 5. а) Частотная зависимость коэффициента инверсии: расчетная ($\theta \approx 44^\circ$, $\theta \approx 90^\circ$) и экспериментальная ($\theta \approx 44^\circ$). б) Зависимость коэффициента инверсии от мощности накачки.

Представляет интерес сравнить полученную частотную зависимость I_∞ с расчетной зависимостью $I(f_s)$. Для расчета величины I в многоуровневых системах нужно знать вероятности релаксации на всех переходах. Получение достоверных данных требует исследования релаксационных свойств вещества на нескольких переходах и представляет задачу даже более сложную, чем непосредственное проведение инверсионных измерений. Поэтому часто ограничиваются упрощенным расчетом коэффициента инверсии. При этом не включают в рассмотрение уровни энергии, непосредственно не участвующие в схеме накач-

ки, и заранее предполагают определенные соотношения между вероятностями релаксационных переходов w_{ij} .

Для симметричной схемы накачки в общем случае коэффициент инверсии равняется

$$I = \frac{1}{2} \frac{1 + \alpha_{21} + \alpha_{31} + \alpha_{41}}{\alpha_{21} - \alpha_{31}} \times \\ \times [w_{21}(1 - \alpha_{21}) + w_{43}(1 - \alpha_{43}) + w_{41}(1 - \alpha_{41}) - w_{32}(1 - \alpha_{32})] \times \quad (4) \\ \times [w_{21}(1 + \alpha_{21}) + w_{43}(1 + \alpha_{43}) + w_{41}(1 + \alpha_{41}) + w_{32}(1 + \alpha_{32})]^{-1},$$

где $w_{ij} = w_{ji} \alpha_{ji}$, $\alpha_{ji} = \exp(-hf_{ji}/KT)$, f_{ji} — частота перехода между уровнями i и j . В предположении, что $w_{ji} = w$, с учетом свойств симметричной схемы накачки ($\alpha_{31} = \alpha_{42}$, $\alpha_{21} = \alpha_{34}$) построена зависимость I от f_s (рис. 5а, сплошная линия). Сравнение расчетной кривой с экспериментом показывает, что: 1) характер реально наблюдаемой зависимости I_∞ от f_s , в общем, близок к расчетной кривой, 2) реальные соотношения w_{ij} благоприятствуют получению инверсии в диапазоне 80 — 100 ГГц, 3) на экспериментальной кривой виден минимум I_∞ в окрестности $f_s = 71,5$ ГГц, это свидетельствует о том, что в исследуемом диапазоне частот величина I определяется не только учитываемым в (4) спин-решеточным взаимодействием (при достаточно большом уровне P_H). Наблюдаемое поведение экспериментальной кривой объясняется влиянием резонансной кроссрелаксации между двумя спиновыми системами — магнитными комплексами.

Как известно [12], вероятность кроссрелаксационного процесса обратно пропорциональна квадрату числа спинов, участвующих в элементарном акте обмена энергией $w_{кр} \sim 1/n^2$, где n — число спинов. Для данного случая на частотах f_s около 71,5 ГГц частота перехода 2—3 для комплекса с $\theta \simeq 44^\circ$ равна частоте перехода 1—2 для комплекса с $\theta \simeq 90^\circ$. Таким образом, имеет место двухспиновый кроссрелаксационный процесс, вероятность которого весьма значительна. Наличие такого двухспинового процесса приводит к тому, что появляется область частот (с центральной $f_s = 71,5$ ГГц), где I_∞ имеет существенный спад. Аналогичный спад следует ожидать и на частоте $f_s = 65$ ГГц. Здесь также имеет место двухспиновый кроссрелаксационный процесс, однако последний проявляется внутри одной и той же спиновой системы (магнитного комплекса с $\theta \simeq 44^\circ$, $f_{23} = f_{12}$). Что касается кроссрелаксационных процессов более высокой кратности (четырёхспиновый процесс при $f_{23} = 3f_{12}$ на частоте $f_s = 89$ ГГц и пятиспиновый процесс при $f_{23} = 4f_{12}$ на частоте $f_s = 94$ ГГц), то их влияние не должно заметно сказаться.

3) Используя частотную зависимость I_∞ , полученную в случае 90-градусной ориентации кристалла в средневолновой части миллиметрового диапазона [13], можно вычислить I в диапазоне $f_s = 70 \div 95$ ГГц (рис. 5а, пунктирная линия). При дальнейшем росте в этой схеме наступит кроссрелаксация с соотношением частот $f_{12} = f_{23}$ [1]. Из рис. 5а видно, что при 90-градусной ориентации I ожидается несколько ниже, чем в 44-градусной. Однако мнимая часть χ'' инвертированной восприимчивости $\chi'' = I \chi_e''$ при этой ориентации должна быть значительно выше (в силу различия значений χ_e'').

Для структур БВ удобнее всего сравнивать потенциальные возможности активного вещества (с различными схемами накачки и с различными ориентациями) по квантовой эффективности $m = \chi_e'' I \Delta f_L$. Из экспериментальных данных, полученных выше, и значения I , вычисленного на основании измерений [13], для $f_s = 90$ ГГц ($\theta \simeq 90^\circ$) получаем $m \simeq 72$ МГц, для симметричной схемы ($\theta = 44^\circ$) экспериментальное значение этого параметра равняется $m \simeq 8,7$ МГц (значения m приведены для одного комплекса). При вычислении m необходимо иметь в виду, что ширина линии Δf_L ЭПР при инверсии населенностей значительно уже $\Delta f_L^{(e)}$ -линии ЭПР в условиях равновесного состояния

спиновой системы (т. е. без накачки). Последнее объясняется неоднородным характером уширения линии ЭПР. Можно ожидать, что Δf_L будет возрастать при частотной модуляции накачки.

Таким образом, для 3-миллиметрового диапазона волн получены экспериментальные значения коэффициента инверсии I_∞ для симметричной схемы накачки ($\theta=44^\circ$), мнимой части χ_e'' магнитной восприимчивости и ширины $\Delta f_L^{(e)}$ -линии ЭПР на частоте сигнала для двух ориентаций внешнего магнитного поля ($\theta \simeq 44^\circ$ и $\theta \simeq 90^\circ$) по отношению к одному из двух магнитных комплексов в кристалле андалузита с примесью ионов Fe^{3+} .

Для экспериментального исследования создана установка, составной частью которой является спектрометр с бегущей волной на частоте сигнала, и разработана волноводная методика исследования основных мазерных характеристик активных кристаллов, которая применялась ранее в более длинноволновом диапазоне.

Из полученных результатов следует, что трехуровневая схема накачки при $\theta \simeq 90^\circ$ в несколько раз более эффективна по сравнению с симметричной схемой ($\theta \simeq 44^\circ$) по крайней мере до частот $f_s \simeq 95$ ГГц. Однако при этом нужно иметь в виду, что для трехуровневой схемы мощность накачки при прочих равных условиях должна быть выше приблизительно в 1,5 раза, причем на существенно более высокой частоте.

В заключение авторы выражают благодарность С. А. Песковацкому за предоставленный для измерений образец андалузита.

ЛИТЕРАТУРА

1. Еру И. И., Песковацкий С. А., Чернец А. Н. — Радиотехника и электроника, 1968, 13, с. 1409.
2. Черпак Н. Т., Смирнова Т. А., Мышенко В. В., Песковацкий С. А., Лавринович А. А. — Радиотехника и электроника, 1982, 27, № 9, с. 1804.
3. Мышенко В. В., Песковацкий С. А., Шульга В. М. Тезисы XI Всесоюзной радиоастрономической конференции. — Ереван, 1982, с. 99.
4. Sollner T. C. L. G., Clemens D. P., Korzeniowski T. Z. et. al. — Appl. Phys. Lett., 1979, 35, № 11, p. 835.
5. Makhov G., Kikuchi C., Lambe J. O., Terhune R. W. Jr. — Phys. Rev., 1958, 109, № 4, p. 1399.
6. Мышенко В. В., Просвирнин С. Л., Черпак Н. Т. Препринт ИРЭ АН УССР, № 90. — Харьков, 1977.
7. Мышенко В. В., Шульга В. М. Тезисы докладов Всесоюзной конференции по магнитному резонансу в конденсированных средах. — Казань, 1984, с. 141.
8. Мышенко В. В., Черпак Н. Т. Тезисы докладов XXI Международной конференции стран — членов СЭВ по физике и технике низких температур. — София, 1983, с. 286.
9. Штейншлейгер В. Б., Мисежников Г. С., Лифанов П. С. Квантовые усилители СВЧ (мазеры). — М.: Сов. радио, 1971.
10. Vartanian P. H., Auger W. P., Helgesson A. L. — IRE Trans, 1958, MTT-6, № 2, p. 215.
11. Шестопалов В. П. Дифракционная электроника. — Харьков: Гос. ун-т, 1976.
12. Bloembergen N., Shapiro S., Pershan P. S., Artman J. O. — Phys. Rev., 1959, 114, № 2, p. 445.
13. Черпак Н. Т. — ФТТ, 1980, 22, № 12, с. 3539.

Институт радиофизики и электроники
АН УССР

Поступила в редакцию
4 февраля 1985 г.

ANDALUSITE AS AN ACTIVE SUBSTANCE FOR 3MM BAND TRAVELING-WAVE MASERS

K. V. Vorsul', T. A. Smirnova, N. T. Cherpak

The results of experimental investigation of maser characteristics of andalusite with Fe^{3+} ions as an active substance for a travelling wave maser in 3 mm wave range are given. It is shown that three-level pumping scheme (at the orientation $\theta=90^\circ$ of the external magnetic field to z-axis of the magnetic complex) has an advantage on quantum efficiency as compared with a push-pull pumping scheme ($\theta=44^\circ$). An experimental technique of an active substance investigation in the electrodynamic structure with a travelling wave is presented (on the example of the waveguide partly filled by a dielectric).