

КВАНТОВОЕ УСИЛЕНИЕ В РУБИНЕ НА ЧАСТОТАХ 70—75 ГГц

A. K. Блинков, С. А. Песковацкий

Кристаллы рубина успешно использовались в квантовых парамагнитных усилителях (КПУ) сантиметрового и длинноволновой части миллиметрового диапазонов [1-3]. В то же время возможности их использования в более коротковолновом диапазоне остаются неопределенными. Поэтому представляет интерес исследование мазерных характеристик рубина на высоких частотах. Наибольшее применение в КПУ на кристалле рубина получила симметричная схема накачки. Ее инверсионные свойства исследовались на частотах до 50 ГГц [4]. При этом хотя и наблюдалось значение коэффициента инверсии, близкое к единице, однако сильное влияние кроссрелаксационной связи между Э11Р переходами спиновой системы, обусловленное резко уменьшающейся с увеличением частоты неэквидистантностью энергетического спектра, позволило инвертировать не всю линию ЭПР, а лишь ее часть.

В работе [5] было проведено теоретическое и экспериментальное исследование других режимов накачки рубина и показано, что он может успешно использоваться на частотах вплоть до 60 ГГц. В настоящем сообщении приводятся результаты экспериментов по инверсии и квантовому усилению в рубине в трехуровневой схеме накачки при перпендикулярной ориентации магнитного поля относительно оптической оси кристалла в диапазоне частот 70—75 ГГц. На рис. 1 показаны теоретическая и экспериментальная зависимости коэффициентов инверсии в этой схеме накачки для двух значений температуры $T=2,1$ К (кривая 1) и $T=4,2$ К (кривая 2). Расчет коэффициентов инверсии проведен по вероятностям релаксационных переходов, полученным в работе [5] согласно механизму спин-решеточной релаксации Кронига—Ван Флека. Из рис. 1 видно, что с увеличением частоты перехода сигнала (2—3) наблюдается монотонный рост коэффициента инверсии. При выполнении условия полного насыщения перехода накачки (1—3) нет принципиальных ограничений на диапазон рабочих частот, в котором будет сохраняться инверсия. Однако в миллиметровом диапазоне длины волн интенсивности переходов накачки в рубине падают с ростом частоты. Поэтому основным фактором, способным ограничить диапазон рабочих частот такой схемы получения инверсии, является мощность насыщения перехода накачки. Сложности пересчета мощности накачки с длинноволнового диапазона в более коротковолновый, связанные с изменением размеров активного кристалла и степени его взаимодействия с электромагнитным полем накачки, не позволяют сделать точную оценку величины мощности. Наиболее полный ответ на поставленный вопрос может быть дан лишь в результате экспериментальной проверки.

Экспериментальные исследования коэффициентов инверсии проводились волново-отражательным методом. Кристалл рубина с концентрацией ионов Cr^{3+} 0,05 %, длиной 10 мм и поперечным сечением $0,8 \times 0,8 \text{ mm}^2$ помещался в волновод того же сечения. Оптическая ось кристалла была направлена перпендикулярно продольной оси волновода. В эксперименте было обеспечено достаточно хорошее согласование кристалла рубина с подводящими волноводами сигнала и накачки. Измеренные значения коэффициентов инверсии показаны на рис. 1 кружками. Видно, что наблюдается хорошее совпадение результатов эксперимента с расчетом, что свидетельствует об адекватности использованного в расчетах механизма релаксации.

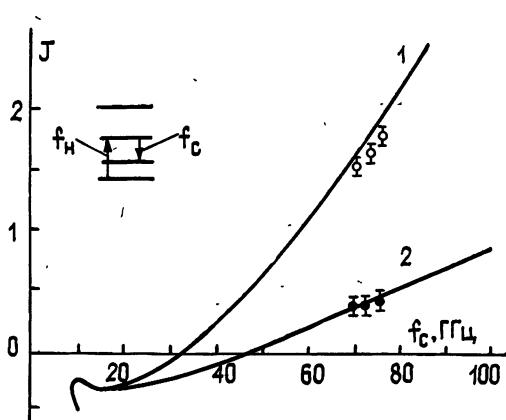


Рис. 1.

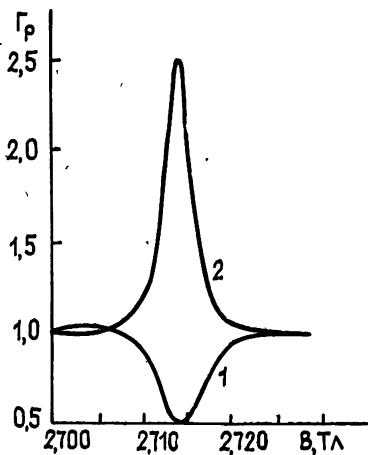


Рис. 2.

Измерения инверсии проводились в конструкции, моделирующей ячейку обычного КПУ отраженной волны, что дает возможность сразу получить представление о характеристиках усилителя. Типичная запись линий ЭПР поглощения и усиления в руби-

нё на частоте около 75 ГГц представлена на рис. 2. Было достигнуто усиление 4 дБ/см при мощности генератора накачки двухмиллиметрового диапазона (ЛОВ) около 300—350 мВт на теплом фланце системы. Отсюда видно, что требуемые мощности накачки не превышают уровней, характерных для других активных кристаллов КПУ миллиметрового диапазона, например андалузита с ионами Fe^{3+} [8]. Эти результаты свидетельствуют о том, что на кристалле рубина даже с одночастотным режимом накачки может быть создан КПУ с высокими параметрами при относительно малых длинах кристалла.

Из рис. 2 видно, что названные мощности обеспечивают хорошее насыщение перехода накачки 1—3. В схеме двухступенчатой накачки (переходы накачки 1—3 и 3—4) условия насыщения перехода 1—3 остаются такими же. Поэтому полученные результаты одновременно показывают и возможность эффективно использовать в диапазоне частот 70—75 ГГц двухступенчатую схему накачки, переход на которую позволит значительно увеличить усиление и, как показывает расчет, довести его при $T = 4,2$ К до значения более 20 дБ при длине кристалла 30—40 мм. Дальнейшее увеличение коэффициента усиления возможно за счет повышения концентрации paramagnитной примеси в кристалле рубина, хотя это и несколько ухудшит условия насыщения перехода накачки.

Таким образом, проведенные исследования квантового усиления в рубине на частотах 70—75 ГГц показали, что этот кристалл может быть с успехом применен в КПУ коротковолновой части миллиметрового диапазона.

ЛИТЕРАТУРА

- Загатин В. И., Мисежников Г. С., Штейншлейгер В. Б. // Радиотехника и электроника. 1967. Т. 12. № 3. С. 539.
- Shakhrayev V. P., Martirosyan R. M. // Phys. stat. sol. (a). 1974. V. 25. № 2. P. 681.
- Mooge C. R., Neff D. // IEEE Trans. MTT. 1982. V. 30. № 11. P. 2013.
- Стеценко А. И., Черпак Н. Т. // Письма в ЖТФ. 1981. Т. 7. Вып. 2. С. 105.
- Блинов А. К., Песковацкий С. А. // Изв. вузов. Радиофизика. 1987. Т. 30. № 6. С. 784.
- Черпак Н. Т., Смирнова Т. А., Мышенко В. В., Песковацкий С. А., Лавринович А. А. // Радиотехника и электроника. 1982. Т. 27. № 9. С. 1804.

Радиоастрономический институт
АН УССР

Поступила в редакцию
16 июня 1988 г.

УДК 621.371.822

ВЛИЯНИЕ ДРОБОВЫХ ШУМОВ ТОКА НАСЫЩЕНИЯ НА ФЛУКТУАЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ГЕНЕРАТОРОВ НА ЛПД

А. А. Крылов, К. Д. Овчинников

1. Принято считать, что основным источником шумов лавинообразования являются спонтанные флуктуации скорости ударной ионизации электронно-дырочных пар [1—3]. Этот источник, пересчитанный в квазистатическом приближении в шумовой ток $g_a(t)$, характеризуется спектральной плотностью $S_{g_a} = 2q\dot{i}_a(t)$ (q — заряд электрона, $i_a(t)$ — ток лавины) [2, 3]. Второй источник лавинных шумов — дробовые флуктуации $g_s(t)$ тока насыщения I_s — имеет спектральную плотность $S_{g_s} = 2q\dot{I}_s$ [4]. При работе генератора или усилителя на ЛПД в режиме слабого сигнала, когда $i_a(t) \approx I_s$ (I_0 — ток питания ЛПД), S_{g_a} на несколько порядков превосходит S_{g_s} , т. е. источник $g_s(t)$ играет второстепенную роль и им обоснованно пренебрегают. Сложнее обстоит дело в режиме большого сигнала, что характерно для работы генераторов и усилителей мощности. Здесь ток лавины $i_a(t)$, а следовательно, и интенсивность флуктуаций $g_a(t)$ имеют резко выраженный пульсирующий характер (в течение периода S_g меняется в сотни и даже тысячи раз) [4]. Как показано в [3], учет этого фактора, т. е. периодической нестационарности источника $g_a(t)$, приводит к существенному ослаблению его влияния на амплитуду и частоту колебаний генератора на ЛПД (ГЛПД). При таких условиях может измениться роль шумов тока насыщения $g_s(t)$, традиционно считавшаяся второстепенной.

Ниже показано, что в резко нелинейных режимах стационарный процесс $g_s(t)$ становится основным источником лавинных шумов, определяющим уровень флуктуаций колебаний ГЛПД.

2. Поставленная задача решалась на основе волновой теории лавинных шумов, учитывающей пролетные эффекты в зоне умножения [5, 6]. В рамках этой теории действие шумов тока насыщения может быть учтено в интегральном стохастическом уравнении лавины, если рассматривать ток I_s состоящим из регулярной и флуктуационной компонент [6]:

$$i_a(t) = \frac{1}{I_a} \int_0^{I_a} dx \left[\int_0^x a \left(t + \frac{y-x}{v} \right) i_a \left(t + \frac{y-x}{v} \right) dy \right] +$$