

Поступила в редакцию
22.3 1976 г.

Кафедра
физики твердого тела

УДК 621.375.9

И. В. ИВАНОВ, Г. В. БЕЛОКОПЫТОВ, В. М. СЫЧЕВ

ПАРАМЕТРИЧЕСКИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ РЕЗОНАТОРАХ СВЧ ИЗ ТИТАНАТА СТРОНЦИЯ ПРИ 78 И 4,2 К

Проблема применения нелинейных диэлектрических резонаторов в качестве распределенных активных элементов параметрических усилителей СВЧ-диапазона обсуждалась в ряде работ [1—6]. Распределенный характер регенерации имеет следствием резкое уменьшение напряженности электрического поля накачки по сравнению с усилителями на нелинейных элементах сосредоточенного типа. Ожидается, что это позволит резко ослабить интенсивность неравновесных процессов, существенно повышающих шумовую температуру [7, 8]. Перспективной структурой диэлектрического резонатора, позволяющей обеспечить электрическую настройку системы на оптимум нелинейности и трехчастотный синхронизм, является отрезок линии передачи. В таком отрезке удастся осуществить эффективную модуляцию реактивной энергии одних тонов интенсивными колебаниями накачки, возбуждаемыми на других типах колебаний. При разомкнутых концах отрезка и при нелинейности вида

$$C(U) = C_0(1 + \alpha U),$$

где C_0 — погонная емкость линии в рабочей точке, соответствующей максимуму коэффициента нелинейности $\alpha = \frac{1}{C_0} \frac{dC}{dU}$, U — напряжение, эффективная модуляция возможна лишь при накачке на четных тонах, причем модуляцию испытывает энергия тонов половинной частоты [2]. На основе результатов [4] можно рассчитать вложение энергии в регенерируемый тон и вычислить коэффициент усиления по мощности G регенеративного параметрического усилителя, работающего на отражение:

$$G = \left(\frac{1 - \beta + \gamma}{1 + \beta - \gamma} \right)^2.$$

Здесь β — коэффициент связи резонатора с цепью сигнала, а $\gamma = \frac{\alpha U_{0н}}{4 \operatorname{tg} \delta_{эф}}$ — коэффициент регенерации, $U_{0н}$ — амплитуда в максимуме стоячей волны накачки, а $\operatorname{tg} \delta_{эф}$ — эффективное значение тангенса угла потерь резонатора. Величина $\operatorname{tg} \delta_{эф}$ определяется как диэлектрическими потерями, так и потерями в электродах резонатора. Расчет показывает, что мощность накачки, рассеиваемая в резонаторе, равна

$$P = \frac{4\omega_n C_0 l (1 + \beta) (\operatorname{tg} \delta_{эф})^3}{\alpha^2},$$

где l — длина резонатора (отрезка линии ТЕМ типа), ω_n — частота накачки.

Весьма благоприятные возможности открываются при использовании в качестве нелинейной диэлектрика титаната стронция. Особенно высоки нелинейные свойства этого материала при температуре жидкого гелия [6]. Применение в качестве материалов электродов металлов, переходящих при глубоком охлаждении в сверхпроводящее состояние, позволит значительно уменьшить уровень потерь в резонаторе. В результате параметрическое усиление должно наблюдаться при весьма малой мощности накачки. Это будет иметь следствием низкую шумовую температуру усилителя, определяемую лишь равновесными тепловыми флуктуациями в диэлектрике. Расчет показывает, что мощность накачки, потребляемая усилителем на микрополосковом резонаторе из титаната стронция со сверхпроводящими электродами, имеет при работе в диапазоне 1 ГГц порядок 1 мВт. При этом амплитуда напряжения накачки на резонаторе оказывается 0,4 В/см. Такое напряжение соответствует полю, на несколь-

ко порядков величины меньшему, чем требуется при работе параметрического усилителя на сосредоточенном нелинейном элементе из титаната стронция [7].

Эксперименты с двумя типами резонаторов из титаната стронция были поставлены нами при температуре 78 и 4,2 К. Оценки добротности резонаторов с серебряными электродами и оценки необходимого уровня мощности накачки при температуре 78 К показали, что в непрерывном режиме параметрические эффекты могут наблюдаться лишь вдали от порога самовозбуждения системы. На рис. 1 показана зависимость мощности колебаний холостой частоты от мощности сигнала, подаваемого на

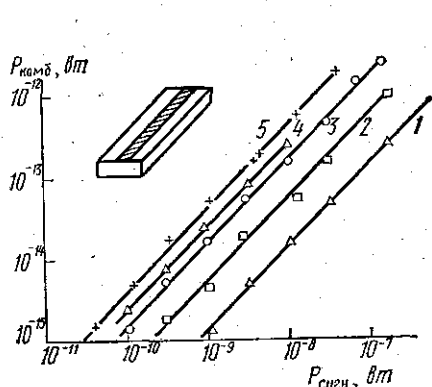


Рис. 1. Зависимость мощности колебаний на комбинационной частоте от мощности сигнала при различных уровнях накачки: 1 — $P_{\text{нак}}=9$, 2 — $P_{\text{нак}}=26$, 3 — $P_{\text{нак}}=77$, 4 — $P_{\text{нак}}=127$, 5 — $P_{\text{нак}}=240$ мВт; $T=78$ К

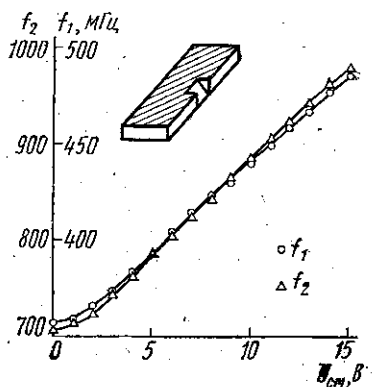


Рис. 2. Зависимость собственных частот возмущенного резонатора из титаната стронция от электрического смещения при 4,2 К. Толщина резонатора 0,5 мм

резонатор. Система в этом случае работала в невырожденном режиме (частота накачки составляла 1145, частота сигнала — 519 и холостая — 626 МГц). Трехчастотный синхронизм осуществлялся путем подключения к резонатору из титаната стронция линейного резонансного шлейфа, имевшего на частоте накачки длину в $\lambda/2$ [2, 3]. Пропорциональность мощности колебаний на частоте сигнала и холостой частоте и рост коэффициента пропорциональности с ростом мощности накачки однозначно свидетельствует о параметрическом характере наблюдаемого эффекта.

В системе, исследованной при охлаждении до 4,2 К, были применены плоские резонаторы с электродами из ниобия (рис. 2).

Для обеспечения кратности частот взаимодействующих колебаний (вырожденный режим) в резонаторы вводилась малая неоднородность — пропил в центре. Такие резонаторы обладали широкой областью электрической перестройки частот двух первых типов колебаний без нарушения их кратности. Как следует из рис. 2, при изменении напряжения смещения кратность частот сохраняется в интервале до 12% от среднего значения частоты. Этот результат делает изученные резонаторы практически весьма перспективными.

Измерение добротности резонаторов с электродами из ниобия показало, что электроды, нанесенные на титанат стронция термовакuumным распылением, не обладают малым поверхностным импедансом на СВЧ. Добротность их составляла около 20 вместо нескольких сотен единиц, предполагаемых в соответствии с диэлектрическими потерями титаната стронция [9]. Вместе с тем электроды переходили при охлаждении до 4,2 К в сверхпроводящее состояние на постоянном токе. Совокупность этих данных свидетельствует о том, что пленка ниобия на поверхности титана стронция имеет высокую неоднородность. Для получения более однородной пленки ниобия требуется специальная обработка поверхности кристаллов титаната стронция, которая позволила бы вести напыление ниобия без обычного значительного нагревания кристаллов.

При малой добротности резонаторов для параметрической регенерации системы в диапазоне частот 1 ГГц требуется мощность накачки порядка десятых долей Вт. Малодобротные резонаторы оказываются также весьма низкоомными. Это имеет следствием малую величину коэффициента связи резонаторов с источником усиливаемого сигнала и весьма малую разность уровней накачки, соответствующих порогу усиления и порогу параметрического самовозбуждения. Эффект самовозбуждения при мощности накачки порядка 0,2 Вт был нами зафиксирован на одном из резонаторов с электро-

дами из ниобия. Генерация происходила на половинной частоте, которая соответствующим образом менялась при изменении частоты накачки в пределах полосы малодобротного резонатора. С течением времени интенсивность генерируемых колебаний падала, что объясняется, по всей видимости, ухудшением свойств электродов при работе резонатора в жидком гелии при неоднократном охлаждении.

ЛИТЕРАТУРА

1. Billeter T. R., Girola A. J., Bjorkstam J. «J. Appl. Phys.», 1964, 35, 2159.
2. Иванов И. В., Ангелов И. М., Лаптев А. Г. «Изв. вузов. Радиоэлектроника», 1973, 16, 11, 28.
3. Иванов И. В., Ангелов И. М. Авторское свидетельство № 403064, 23 июня 1972 г.
4. Иванов И. В. «Вестн. Моск. ун-та. Сер. III, физ., астроном.», 1973, 14, 501.
5. Ангелов И. М. Канд. дис. МГУ, 1973.
6. Иванов И. В., Бузни И. М., Белокопытов Г. В., Рукин Е. И., Дашенко В. В. В кн.: Новые пьезо- и сегнетоматериалы и их применения. М., 1975.
7. Вендик О. Г., Дахнович А. А. и др. «Радиотехника и электроника», 1969, 14, 555.
8. Вендик О. Г., Кейс В. Н. и др. «Радиотехника и электроника», 1974, 19, 2215.
9. Агафонов Ю. А., Вендик О. Г. и др. «Изв. АН СССР, сер. физ.», 1975, 39, 841.

Поступила в редакцию
30.3 1976 г.

Кафедра
физики колебаний

УДК 539.192

А. В. ОБУХОВ

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ОБЩЕГО АЛГОРИТМА НЬЮТОНА—РАФСОНА ДЛЯ РЕШЕНИЯ УРАВНЕНИЙ ХАРТРИ—ФОКА

В статье [1] был применен новый метод для решения уравнений Хартри—Фока. Суть этого метода заключается в аппроксимации второй производной обычной разностной трехдиагональной схемой, в явном введении граничных условий в разностную схему, аппроксимирующую уравнения Хартри—Фока, и в использовании метода, аналогичного методу Ньютона—Рафсона. Решения систем нелинейных уравнений для нахождения собственных векторов, собственных значений и недиагональных множителей Лагранжа хартри-фоковского оператора. Расчеты, проведенные этим методом для атома Li, хорошо согласуются с результатами, полученными другими авторами [1].

В настоящей работе была исследована применимость общего алгоритма Ньютона—Рафсона [1] для нахождения собственных векторов, собственных значений и недиагональных множителей Лагранжа оператора Хартри—Фока при аппроксимации уравнений Хартри—Фока разностной схемой по методу Нумерова.

Расчеты были проведены для $1s2s^1S$ состояния атома He, а также для основного состояния атома He. При расчете атома He были использованы следующие три типа замены радиальной переменной r :

$$1. \rho = r(1 + ar)^{-1}; \quad 2. \rho = Ln(r); \quad 3. \rho = \sqrt{r}. \quad (1)$$

Для атома He было использовано преобразование (1). Удобство этого преобразования заключается в том, что бесконечные пределы интегрирования по переменной r переводятся в конечные пределы по переменной ρ , при этом нет нужды рассматривать асимптотику решений при $r \rightarrow 0$ и $r \rightarrow \infty$.

Результаты расчетов приведены в таблице.

Возбужденное состояние $1s2s^1S$ атома He было выбрано как пример очень плохой сходимости итерационного процесса при решении уравнений Хартри—Фока стандартным методом [2]. Даже при включении в расчет процедур, улучшающих сходимость, в [3] потребовалось порядка 160 итераций для получения нужного самосогласования, у нас же для этой цели необходимо около 50 итераций при начальном приближении радиальных функций обычными водородоподобными незкранированными функциями иона He⁺. Кроме того, если атомная конфигурация содержит две неза-