5000 см$^{-1}$) и составляет $\partial n/\partial T = (2,4\pm0,2)\cdot10^{-5}$ град$^{-1}$. Вблизи точки фазового перехода наблюдается аномальное поведение показателя преломления: резкий рост n_o при приближении T к критической температуре как со стороны больших, так и со стороны малых температур. Поведение $n_o(T)$ в области фазового пеерхода у молибдата гадолиния существенно отличается от хода $n(T)$ у KDP [4], претерпевающего при переходе такое же изменение симметрии решетки ($mm2\to\to42m$). Такое различие связано с тем, что молибдат гадолиния является несобственным сегнетоэлектриком и спонтанная поляризация не является параметром перехода. Основной вклад в изменение оптических свойств при фазовом переходе вносит не спонтанный электрооптический эффект, а (как показано в [5]) параметр порядка, роль которого играют нормальные координаты мягкой моды. Термооптические коэффициенты при фазовом переходе также не остаются постоянными, а испытывают скачки [5], чем и можно объяснить резкий рост n_o при охлаждении от 165 до 160° С.

Измерение частот собственных колебаний решетки показало, что частоты фононов, лежащих в диапазоне 300—1000 см$^{-1}$, при переходе в параэлектрическую фазу не изменяются. Что касается линий люминесценции ($\nu=15\,000$—$20\,000$ см$^{-1}$) [2], то их ширина и интенсивность существенно увеличиваются с ростом температуры.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Власенко М. Ф., Китаева Г. Х., Пенин А. Н. Квантовая электроника, 1980, 7, № 2, с. 441. [2] Власенко М. Ф., Митюшева И. В., Пенин А. Н. Вестн. Моск. ун-та. Сер. Физ. Астрон., 1980, 21, № 1, с. 99. [3] Акципетров О. А., Георгиев Г. М., Михайловский А. Г., Пенин А. Н. ФТТ, 1976, 18, № 3, с. 665. [4] Влох О. Г., Луцив-Шумский Л. Ф. Изв. АН СССР, 1967, 31, № 7, с. 1139. [5] Анистратов А. Т., Мартынов В. Г., Мельникова С. В. ФТТ, 1975, 17, № 10, с. 2953.

Поступила в редакцию
19.11.80

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1982, Т. 23, № 1

УДК 627.373.7

ОБЛАСТИ ВОЗБУЖДЕНИЯ СУБГАРМОНИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ В КОНТУРЕ С НЕЛИНЕЙНОСТЬЮ ГАРМОНИЧЕСКОГО ТИПА

В. Ф. Винярский, В. Ф. Марченко, С. А. Сафин

(кафедра радиофизики СВЧ)

1. Своеобразный вид вольт-фарадной характеристики (ВФХ) и отсутствие токов смещения МДП-варикапов позволяют, используя различные комбинации их включения, реализовать периодическую зависимость заряда от приложенного напряжения [1]. ВФХ составного емкостного элемента такого типа показана на рис. 1. Выбором индивидуального смещения на каждом варикапе удается получить ВФХ, близкую к гармонической. Величина общего смещения E_0 определяет рабочую точку на синтезированной характеристике.

Зависимость емкости и заряда от переменного напряжения v в интересующей нас области можно аппроксимировать в следующем виде:

$$C(v) = C_0(E_0) + C_{\text{нел}}(v) = C_0 - \Delta C \sin(pv + \theta_0),$$

$$Q(v) = Q_{\text{лин}}(v) + Q_{\text{нел}}(v) = C_0 v + (\Delta C/p)\cos(pv + \theta_0). \quad (1)$$

$\Delta C = (C_{\max} - C_{\min})/2$, $p = 2\pi/v_1$, v_1 — период функций $C(v)$ и $Q(v)$. Угол θ_0 характеризует «фазу» гармонической зависимости $Q_{нел}(v)$, определяемую величиной E_0 (например, при $\theta_0 = 0$ функция $Q_{нел} \sim \cos pv$, при $\theta_0 = -\pi/2$ $Q_{нел} \sim \sin pv$).

Отметим, что параметр модуляции емкостного элемента $\mu = \Delta C/2C_0$ уменьшается с увеличением числа варикапов, так как при заданном перепаде $C_{\max} - C_{\min}$ отдельного варикапа увеличивается суммарная емкость C_0. Это обстоятельство ограничивает число периодов функции $Q_{нел}(v)$.

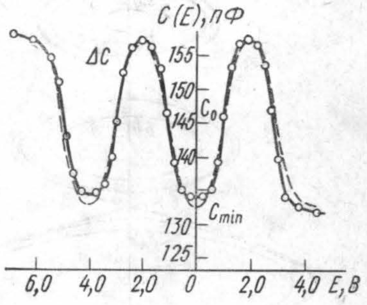

Рис. 1. Вольт-фарадная характеристика блока из пяти варикапов. Аппроксимация гармонической функцией показана пунктиром

Используемые в работе МДП-варикапы имели $C_{\max} = 43$ пФ, $C_{\min} = 13$ пФ. Блок из пяти варикапов обеспечивал 2,5 периода изменения $Q_{нел}(v)$ с параметром модуляции $\mu \sim 0{,}1$, достаточного для экспериментального наблюдения параметрических эффектов.

2. Рассмотрим контур, в котором нелинейная емкость имеет характеристику (1). В окрестности основного субгармонического резонанса напряжение в контуре представим в виде

$$v = a_1 \cos(\omega t + \varphi_1) + a_2 \cos(2\omega t + \varphi_2).$$

Используя разложение в ряд

$$Q_{нел}(v) = (\Delta C/p)\cos(pv + \theta_0) = s_1 \sin\tau + r_1 \cos\tau + s_2 \sin 2\tau + r_2 \cos 2\tau, \qquad \tau = \omega t$$

и вычисляя коэффициенты разложения с точностью до $(a_1/a_2)^2$, получим укороченные уравнения, описывающие начальный период установления субгармонических колебаний:

$$\frac{da_1}{d\tau} = -\delta_1 a_1 + \frac{\Delta C a_1}{2C_0} J_1(pa_2)\cos\theta_0 \sin\varphi, \tag{2}$$

$$\frac{d\varphi}{d\tau} = -\frac{2d\varphi_1}{d\tau} = \Delta_{лин} + \Delta_{нел} + \frac{\Delta C}{C_0} J_1(pa_2)\cos\theta_0 \cdot \cos\varphi,$$

$\varphi = \varphi_2 - 2\varphi_1$, ω_0 — резонансная частота, $Q = 1/2\delta_1$ — добротность контура,

$$\Delta_{лин} = (\omega^2 - \omega_0^2)/\omega^2 \qquad (\omega \approx \omega_0),$$

$$\Delta_{нел} = \frac{2\Delta C}{pC_0}\left[\frac{J_0(pa_1) J_1(pa_2)}{a_2} - \frac{J_0(pa_2) J_1(pa_1)}{a_1}\right]\sin\theta_0,$$

J_0, J_1, J_2 — функции Бесселя.

Из (2) следует условие возбуждения субгармонических колебаний:

$$m = \frac{\Delta C}{C_0} |J_1(pa_2)\cos\theta_0| \geqslant \sqrt{4\delta_1^2 + (\Delta_{лин} + \Delta_{нел})^2}. \tag{3}$$

Поскольку коэффициент модуляции емкости напряжением накачки m является периодической функцией a_2, области возбуждения $a_2 =$

$=a_2(\Delta_{\text{лин}})$ в отличие от хорошо изученного случая квадратично-кубичной зависимости $Q_{\text{нел}}(v)$ [2] являются замкнутыми. В отсутствие потерь ($Q \to \infty$) имеем бесконечное число областей, непрерывно пере-

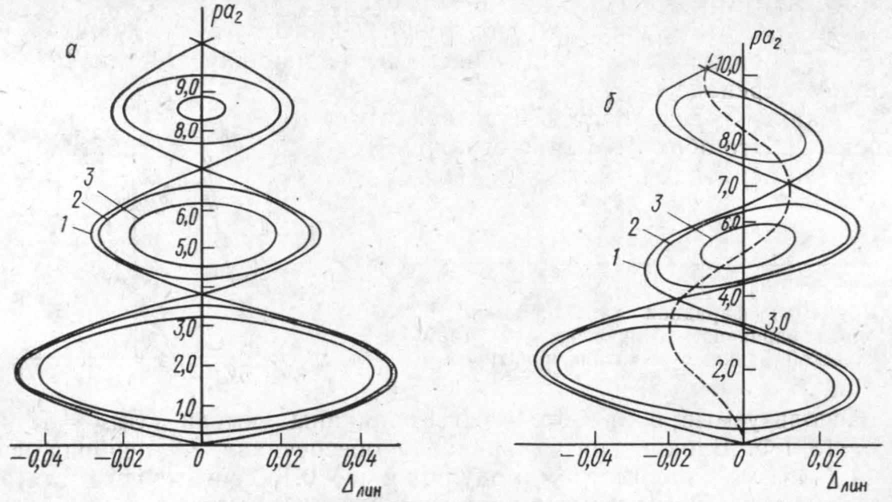

Рис. 2. Расчетные области возбуждения субгармоники при $\theta_0=0$ для различных значений добротности контура (*а*): $Q \to \infty$ (*1*), $Q=100$ (*2*) и 45 (*3*). То же при $\theta_0 \neq 0$ (*б*)

ходящих друг в друга (кривая *1* на рис. 2, *а*). Наличие потерь приводит к появлению участков, где возбуждение субгармоники невозможно ($m < 2\delta_1$). Число областей возбуждения определяется величиной добротности контура: например, при $Q=45$ в рассматриваемом контуре существует 3 области, при $Q=35$ — 2 области. С уменьшением Q ширина областей возбуждения и их число также уменьшаются.

При $\theta_0 \neq 0$ появляется нелинейная расстройка, которая периодически меняет свой знак (2). Центры областей возбуждения лежат на осциллирующей вдоль оси $\Delta_{\text{лин}}=0$ скелетной кривой (пунктирная линия на рис. 2,*б*). Увеличение θ_0 приводит к уменьшению числа областей.

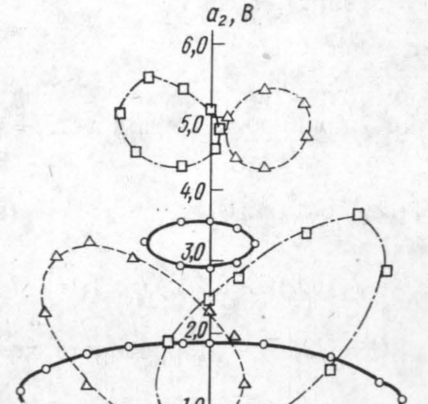

Рис. 3. Экспериментальные пороговые кривые для $Q=45$: сплошные для $\theta_0=0$, пунктирные — $\theta_0 \approx 40°$, штрих-пунктирные — $\theta_0 \approx -40°$

На рис. 3 приведены экспериментальные значения пороговых амплитуд накачки для контура с нелинейной емкостью, ВФХ которой имеет вид, показанный на рис. 1. Добротность контура $Q=45$, резонансная частота $f_0=2{,}5$ МГц. Поведение системы в окрестности первых двух областей возбуждения подтверждает теоретический анализ условия (3).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Мартынов В. П., Мартынова В. П., Марченко В. Ф., Рогов Е. П. Электронная техника, 1978, сер. 10, № 6, с. 32. [2] Каплан А. Е., Кравцов Ю. А., Рылов В. А. Параметрические генераторы и делители частоты. М.: Сов. радио, 1964.

Поступила в редакцию
26.01.81

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1982, Т. 23, № 1

УДК 539.143

РАСЧЕТ МНОЖЕСТВЕННОСТИ ДЛЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЯДЕР С ЯДРАМИ

Ч. А. Третьякова, В. Я. Шестоперов

(НИИЯФ)

При изучении взаимодействий ядер с ядрами с энергией в сотни ГэВ на нуклон, зарегистрированных в большой эмульсионной стопке [1], возникла необходимость теоретической оценки некоторых величин, характеризующих взаимодействия ядер такой энергии. Не прибегая к каким-либо специальным моделям, в простейшем предположении, что взаимодействие ядро — ядро представляет собой суперпозицию независимых нуклон-ядерных столкновений, мы провели полуэмпирические расчеты, результаты которых были использованы для сравнения с полученными экспериментальными данными [1].

Рис. 1. Вероятность взаимодействия n нуклонов налетающего ядра со средним ядром эмульсии для разных первичных ядер

Эти результаты могут оказаться полезными и в других экспериментах при анализе взаимодействий высокоэнергетичных ядер с ядрами. В связи с этим ниже приводятся некоторые итоги наших расчетов и краткое описание способа, каким они были получены.

Расчет проводился следующим образом. Масса ядра-шара проецировалась на плоскость круга с учетом распределения плотности нуклонов в ядре по Ферми [2], т. е. рассчитывалась функция

$$\Delta m(\rho) = \frac{\sqrt{R^2-\rho^2}}{k}\sum_{i=1}^{i=k} d(r_i),$$ где R — радиус ядра, ρ — расстояние от центра круга, $d(r_i)$ — плотность нуклонов на расстоянии r_i от центра ядра, $r_i = \sqrt{\rho^2 + \left[\frac{\sqrt{R^2-\rho^2}}{k}\left(i+\frac{1}{2}\right)\right]^2}$, k — число разбиений хорды, задаваемое точностью вычислений.

С помощью полученной зависимости Δm от ρ подсчитывалась масса, заключенная в области перекрытия сталкивающихся ядер, и строи-