

Е. В. Кривенко, А. Я. Кириченко, В. И. Луценко, А. Е. Когут
 Институт радиофизики и электроники им. А. Я. Усикова НАН Украины
 12, ул. Ак. Проскуры, Харьков, 61085, Украина
 E-mail: lutsenko@ire.kharkov.ua

ВЛИЯНИЕ ШТЫРЯ В ПОЛУДИСКОВОМ ЧАСТИЧНО ЭКРАНИРОВАННОМ КВАЗИОПТИЧЕСКОМ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОМ РЕЗОНАТОРЕ НА ЧАСТОТУ ГЕНЕРАТОРА НА ДИОДЕ ГАННА, СТАБИЛИЗИРОВАННОГО ИМ

Рассмотрена возможность перестройки частоты генератора на диоде Ганна при помощи неоднородности в виде металлического либо диэлектрического штыря, вводимого в частично экранированный квазиоптический диэлектрический резонатор. Приведены характеристики перестройки частоты генератора для различных типов колебаний и штыря из различных материалов. Разработана модель, позволяющая оценить влияние вводимого в резонатор штыря на его собственные частоты и частоту генерации стабилизированного им генератора. Ил. 6. Библиогр.: 9 назв.

Ключевые слова: диэлектрическая постоянная, квазиоптический диэлектрический резонатор, автогенератор.

Новые возможности для управления частотой генерируемого сигнала открываются при использовании генераторов Ганна, стабилизированных квазиоптическим диэлектрическим резонатором (КДР) [1]. Задачей проведенных исследований является изучение управления частотой стабилизированного генератора с помощью цилиндрической неоднородности (в виде штыря), вносимой в электромагнитное поле частично экранированного полудискового КДР. Частичное экранирование заключалось в том, что кроме зеркала, на котором расположен полудиск, его цилиндрическая поверхность и одно из оснований, перпендикулярное оси полудиска, закрыты металлом.

1. Условия постановки эксперимента.

Объектом исследования был автогенератор на основе диода Ганна, стабилизированный частично экранированным КДР. В эксперименте использовались два КДР в форме полудиска (толщиной $h = 7,2$ мм), изготовленные из фторопласта, разного диаметра. Меньший полудиск имел радиус $R_{01} = 17$ мм, а больший – $R_{02} = 39$ мм. Фторопластовый полудиск 1 своим диаметральной срезом размещался на полированной металлической поверхности 2, именуемой в дальнейшем зеркалом (рис. 1).

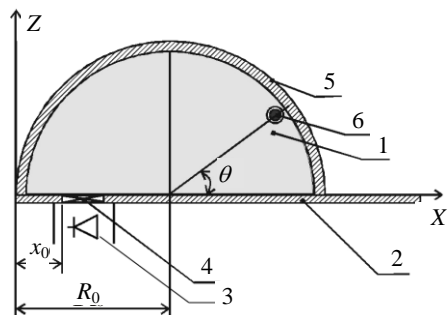


Рис. 1. Схематическое изображение полудискового частично экранированного резонатора

Для связи полудиска с диодом Ганна 3 или с элементами измерительной схемы в зеркале выполнялась узкая щель 4, шириной $0,1 \dots 0,2$ мм, параллельная оси полудиска. Металлизированной была и криволинейная поверхность 5 полудиска. При размещении этой щели вблизи цилиндрической поверхности в резонаторе предусматривается преимущественное возбуждение мод шепчущей галереи (ШГ) типа EH_{mp} (m – азимутальный, n – радиальный, p – аксиальный индексы колебаний резонатора). В опытах была предусмотрена также возможность расположения щели в центре полудиска для возбуждения в резонаторе колебаний типа прыгающий мячик (ПМ). Параллельно оси полудиска в нем выполнялось цилиндрическое отверстие 6 диаметром 2 мм, которое располагалось под углом $\theta = 90^\circ$ к плоскости зеркала на расстоянии от цилиндрической поверхности на 3 мм в полудиске меньшего диаметра и 2 мм – в полудиске большего диаметра. Кроме этого, в полудиске с большим диаметром создавалось отверстие в 2 мм под углом $\theta = 30^\circ$ к плоскости зеркала на расстоянии 2 мм от цилиндрической поверхности полудиска. В цилиндрические отверстия постепенно в направлении параллельном оси резонатора вносились металлические или диэлектрические штыри диаметром 2 мм, возмущающие поля колебаний резонатора. Это приводило к смещению резонансной частоты и изменению добротности в зависимости от глубины L погружения штыря.

Знак изменения частоты можно определить по изменению волнового числа k возмущенного резонатора на основе соотношения, широко используемого для объемных резонаторов [2]:

$$k^2 = k_0^2 [1 + (\Delta W_E - \Delta W_H) / W_0], \quad (1)$$

где k_0 – волновое число невозмущенного резонатора; ΔW_E и ΔW_H – изменения максимальных значений электрической и магнитной энергии

резонатора при возмущении; W_0 – энергия резонатора в невозмущенном состоянии.

Подключение к возбуждающей щели в зеркале диода Ганна позволяло изучать зависимости перестройки частоты f генератора, стабилизированного КДР в зависимости от глубины L погружения возмущающего штыря.

Типичный вид амплитудно-частотных характеристик коэффициента стоячей волны по напряжению (КСВН) полудисковых частично экранированных КДР, различающихся диаметром, приведен на рис. 2. Внесение в резонатор цилиндрических неоднородностей приводит к расщеплению некоторых спектральных линий резонанса (обозначено цифрой 1 на рис. 2). Для колебаний ШГ при четном числе полуволн неоднородность, внесенная под азимутальным углом $\theta = 90^\circ$, располагается в нуле (в узле) электрической составляющей электромагнитного поля и слабо влияет на собственную частоту резонатора. При нечетном количестве полуволн, укладываемых вдоль угловой координаты, неоднородность при $\theta = 90^\circ$ располагается в максимуме (пучности) поля и ее влияние на собственную частоту резонатора оказывается максимальным. Для колебаний типа ПМ изменение индекса с четного на нечетный также определяет степень влияния на амплитудно-частотную зависимость.

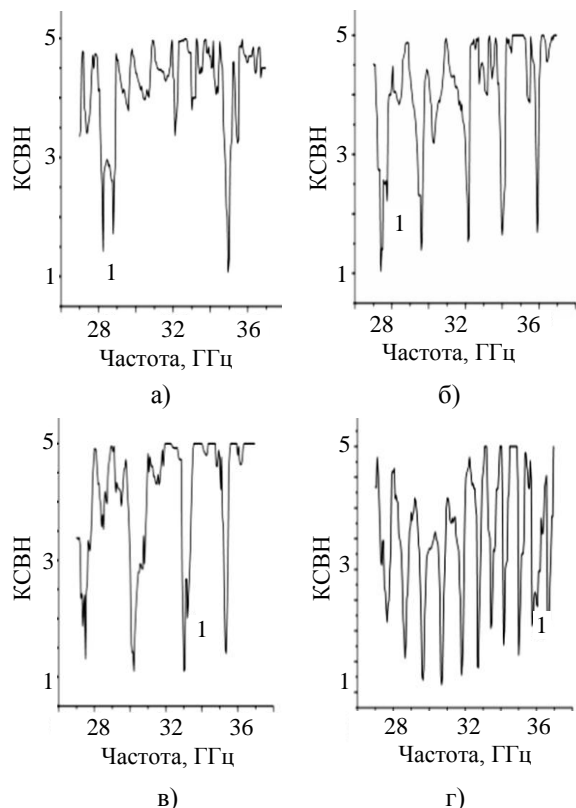


Рис. 2. Частотные характеристики полудисковых частично экранированных КДР: для $2R_0 = 34$ мм: а) – ПМ; б) – ШГ; для $2R_0 = 76$ мм: в) – ПМ; г) – ШГ

В качестве примера на рис. 3 приведены частотные характеристики частично экранированного полудискового резонатора из фторопласта диаметром 34 мм для случаев, когда в полость резонатора вводился штырь из металла, диэлектрика, либо она оставалась пустой.

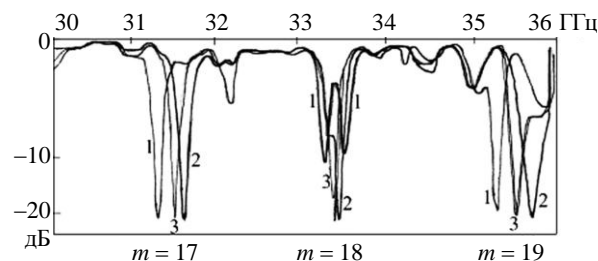


Рис. 3. Частотные характеристики неоднородного частично экранированного квазиоптического резонатора из фторопласта

На этом рисунке представлены данные для случая полного заполнения полости элементом подстройки. Видно, что заполнение полости диэлектриком 3, а затем металлом 1 приводит к снижению собственных частот резонатора, причем различен характер изменений для четных и нечетных азимутальных индексов (кривая 2 – заполнение полости воздухом). Исследование характеристик собственных частот резонатора для различных типов неоднородностей показывает, что для нечетных азимутальных индексов наблюдается большее влияние неоднородности на собственную частоту резонатора (смещение собственной резонансной частоты на $0,37...0,32$ ГГц), чем при четных (смещение собственной резонансной частоты на $0,26$ ГГц). При введении в полость металлического штыря для четных азимутальных индексов наблюдалось расщепление линии собственной частоты.

Для оценки индекса m колебаний по азимутальной координате (при слабом различии в скоростях распространения рядом расположенных мод колебаний) можно использовать экспериментально полученные значения резонансных частот f_{0m} и разницу частот между соседними резонансами Δf_{0m} [3]

$$m \sim f_{0m} / \Delta f_{0m} = f_{0m} / (f_{0m} - f_{0(m-1)}).$$

С ростом азимутального индекса m максимальное значение поля сдвигается к цилиндрической поверхности, а значит, удлиняется путь распространения волн при лучевом рассмотрении процессов колебаний мод ШГ. Это должно приводить к уменьшению разноса частот между соседними резонансными колебаниями.

2. Изучение характеристик перестройки генератора, стабилизированного КДР. Результаты измерений перестройки частоты

ты генератора Ганна, стабилизированного частично экранированным полудисковым диэлектрическим резонатором диаметром 34 мм, приведены на рис. 4.

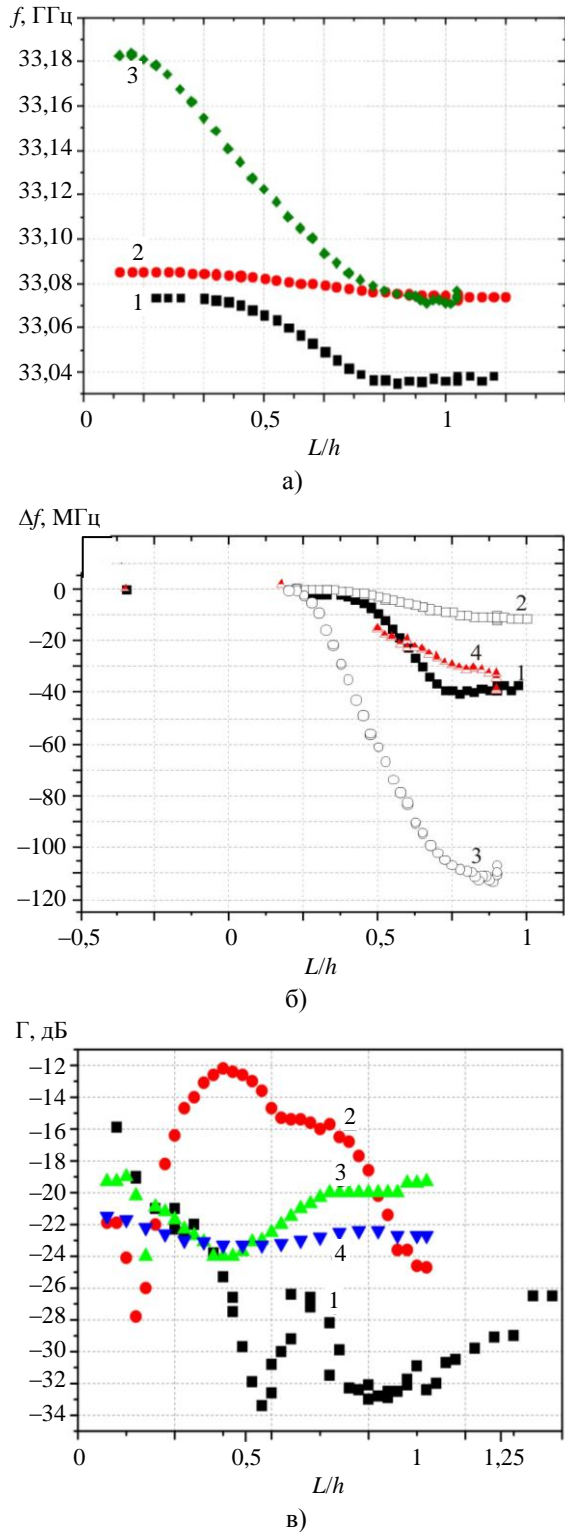


Рис. 4. Зависимость частоты генерации и коэффициента отражения от глубины погружения што́ра для диода Ганна, стабилизированного резонатором диаметром 34 мм

Изменение частоты генерации для мод ШГ и ПМ от глубины погружения как металлического (латунь), так и диэлектрического (фторопласт) што́ра показано на рис. 4, а (1 – ПМ, металл; 2 – ПМ, фторопласт; 3 – ШГ, металл). На рис. 4, б приведены полученные при этом сдвиги генерируемых частот. Видно, что введение цилиндрической неоднородности (металлического или диэлектрического што́ра) в диэлектрический резонатор, стабилизирующий генератор Ганна, приводит к снижению частоты генерации. Подобное снижение частоты свойственно и для резонаторов других типов [4] при более сильном возмущении электрической составляющей электромагнитного поля по сравнению с магнитной составляющей.

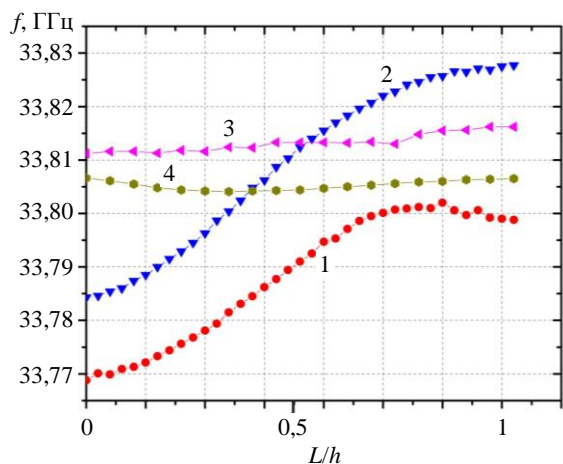
Возмущение частоты металлическим што́ром оказывается более сильным, чем диэлектрическим. Влияние што́ра на перестройку по частоте генератора, стабилизированного резонатором с колебаниями типа ШГ, больше, чем при колебаниях с модами ПМ. В диапазоне погружения цилиндра на глубину, составляющую примерно $L/h = 0,3 \dots 0,7$ от высоты резонатора, наблюдается почти линейная зависимость перестройки частоты. Частота генерации моды ШГ близка к собственной частоте резонатора в этом режиме, в то время как для режима ПМ она значительно ниже собственной частоты в режиме ШГ.

Интересное немонотонное поведение зависимостей коэффициента отражения Γ на резонансной частоте от глубины погружения цилиндрического што́ра в резонатор иллюстрирует рис. 4, в (1 – ПМ, што́р – металл, $f \approx 34,2$ ГГц; 2 – ШГ, што́р – металл, $f \approx 35,8$ ГГц; 3 – ШГ, што́р – фторопласт, $f \approx 35,4$ ГГц; 4 – ШГ, што́р – фторопласт, $f \approx 33,5$ ГГц). Экстремальные значения Γ наблюдаются при погружении возмущающего што́ра примерно до половины толщины диска $L \approx h/2$. В работе [4] такая особенность связывается с повышенным значением возмущения, производимого торцом што́ра в области максимума напряженности электрической составляющей поля в средней части высоты резонатора. Кроме этого, наблюдается экстремальное значение Γ при $L \approx 3h/2$.

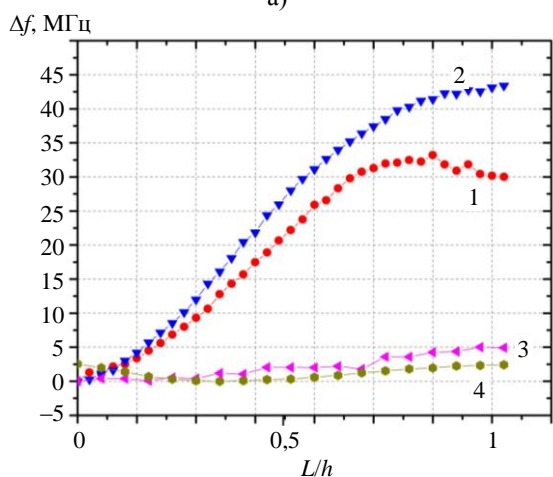
При стабилизации генератора резонатором с большим диаметром (78 мм) зависимости перестроечных кривых представлены на рис. 5, где 1, 2 – металлический што́р, 3, 4 – диэлектрический што́р, причем 1, 3 – $\theta = 90^\circ$; 2, 4 – $\theta = 30^\circ$.

Введение возмущающего што́ра в этом случае приводит к повышению частоты генератора, в отличие от случая использования резонатора меньшего диаметра (34 мм). Это может быть свя-

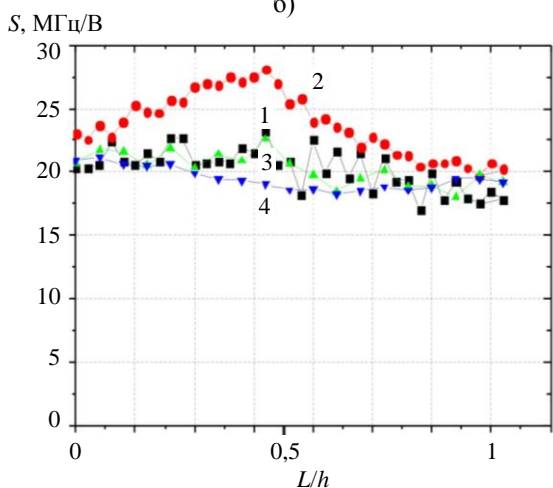
зано с более сильным возмущением стержнем магнитной составляющей электромагнитного поля.



а)



б)



в)

Рис. 5. Перестроенные характеристики генератора Ганна, стабилизированного резонатором диаметром 78 мм, штырь на 2 мм от боковой поверхности резонатора: а) – зависимость частоты от глубины погружения штыря; б) – перестройка частоты от глубины погружения штыря; в) – зависимость крутизны электронной перестройки от глубины погружения штыря

На это может указывать и меньший сдвиг частоты при возмущении резонансного поля. Перестройка частоты генератора с помощью диэлектрического штыря оказывается весьма слабой. Введение в резонатор возмущающего штыря под углом $\theta = 30^\circ$ к плоскости металлического зеркала оказывает немного более сильное влияние на возмущение резонансной частоты, что может быть связано с большей амплитудой электрической составляющей электромагнитного поля в этой точке, несмотря на удаление возмущающего штыря от цилиндрической поверхности резонатора.

Следует отметить, что изменение питающего напряжения на диоде Ганна слабо сказывается на характеристиках перестройки. Как для металлического, так и для диэлектрического стержней изменение глубины погружения практически не влияет на крутизну электрической перестройки генератора, а значит, и на добротность резонатора [3]. Однако при погружении штыря на глубину до середины диска отмечается некоторое повышение крутизны перестройки генератора (экстремум на кривой 2, рис. 5, в). Эта особенность в виде максимума или минимума на кривой зависимости, по-видимому, связана с повышенным рассеянием поля концом штыря при его расположении в максимуме электромагнитного поля. Заметим, как указывалось ранее [4], что при $L \approx h/2$ существуют экстремумы и на зависимости коэффициента отражения (рис. 4, в).

3. Модель влияния штыря на собственную частоту резонатора. Для колебаний различных типов отличаются механизмы воздействия диэлектрического и металлического стержней на собственную частоту резонатора, а значит, и частоту стабилизированного им генератора. В зависимости от этого для колебаний типа ШГ вводился металлический штырь ближе или дальше к центру резонатора, происходило «отжимание» либо «прижатие» поля к центру резонатора и, как следствие, уменьшение либо увеличение собственной частоты резонатора и, соответственно, частоты стабилизированного им генератора. Диэлектрический штырь с одной стороны приводит к возрастанию фазовой задержки сигнала, а значит, и уменьшению частоты, но с другой тоже может изменять траекторию каустики так же, как и металлический штырь, что в свою очередь может приводить как к возрастанию, так и уменьшению частоты.

Диэлектрический штырь, колебания типа ШГ. Собственная частота f_0 однородного резонатора определяется уравнением баланса фаз [3, 5]

$$2kL_0 = 2\pi m; \quad L_0 = (l_0 - d)n' + d; \quad n' = \text{Re} \sqrt{\epsilon};$$

$$f_0 = \frac{c}{2L_0} m. \quad (2)$$

Здесь k, f_0 – волновое число и собственная частота резонатора; L_0 – электрическая длина каустики электромагнитной волны (ЭМВ) в резонаторе; l_0 – длина пути ЭМВ в материале однородного резонатора (без отверстия) $l_0 = \pi R_1$, где R_1 – радиус каустики поля; $d = 2r_0$ – электрическая длина пути в отверстии; n', n'_1 – действительная часть коэффициента преломления материала резонатора.

Тогда максимальное приращение частоты Δf при полностью выведенном и введенном стержне из диэлектрика с действительной частью коэффициента преломления n'_1 может достигать величины

$$\frac{\Delta f}{f_0} = \frac{d(n'_1 - 1)}{l_0 n' - d(n'_1 - 1)}. \quad (3)$$

Оценки с использованием соотношения (3) для штыря диаметром 2 мм, изготовленного из того же материала, что и резонатор, показывают, что приращение частоты для резонатора диаметром 34 мм может достигать $\Delta f / f_0 \approx 10^{-2}$. Такое приращение частоты будет при нахождении штыря в максимуме поля (в центре каустики), т. е. при полной связи штыря с полем резонатора. В то же время реально в эксперименте с резонатором 34 мм получены значения около $\Delta f / f_0 \approx 10^{-3}$, т. е. примерно на порядок меньше. Это связано с тем, что месторасположение штыря и его размеры обеспечивали частичную, примерно с коэффициентом 0,1, связь с полем резонатора. Остановимся на этом моменте подробнее. Аксиальный индекс p рабочей моды поля неэкранированного диэлектрического резонатора близок к нулю. Это означает, что распределение поля по этой координате, в первом приближении, может считаться равномерным. По радиальной координате распределение поля описывается функцией $I(\rho)$. При азимутальном индексе m по каустике поля укладывается такое же количество полуволн стоячей волны. Это означает, что от азимутального угла размещения штыря зависит место его расположения в поле стоячей волны, а значит, и его запитка. Результирующий коэффициент связи K_0 с полем EH_{m1s} волны резонатора можно определить как произведение коэффициентов связи по аксиальной K_z , радиальной K_ρ и азимутальной K_θ координатам

$$K_0 = K_z K_\rho K_\theta. \quad (4)$$

Здесь $K_z = \frac{\int_0^h I(z) dz}{\int_0^{z_0} I(z) dz}$ – коэффициент связи, определяемый глубиной погружения штыря;

$$K_\rho = \frac{\int_{r_1-r_0}^{r_1+r_0} I(\rho) d\rho}{\int_0^{R_0} I(\rho) d\rho}$$
 – коэффициент связи, определяемый неравномерностью распределения поля по радиальной координате;

$$K_\theta = \frac{\int_{\theta_0-\Delta\theta}^{\theta_0+\Delta\theta} I(\theta) d\theta}{\int_{\theta_0-\Delta\theta}^{\theta_0+\Delta\theta} d\theta}$$
 – коэффициент связи, определяемый неравномерностью распределения поля стоячей волны по азимуту, где $2\Delta\theta \approx \frac{2r_0}{R_1}$ – угловой размер вводимого штыря.

$$= \frac{\int_{\theta_0-\Delta\theta}^{\theta_0+\Delta\theta} I(\theta) d\theta}{\Delta\theta}$$

Соотношение (4) является приближением общего соотношения, которое определяет коэффициент связи с полем резонатора как часть поля, сосредоточенную в пределах области пространства Ω , занимаемого вводимой неоднородностью по отношению ко всему полю объема Ω_0 резонатора:

$$K_0 = \frac{\iiint_{\Omega} I(z, \rho, \varphi) d\Omega}{\iiint_{\Omega_0} I(z, \rho, \varphi) d\Omega} \approx \frac{\int_0^h I(z) dz \int_{r_1-r_0}^{r_1+r_0} I(\rho) d\rho}{\int_0^{z_0} I(z) dz \int_0^{R_0} I(\rho) d\rho} \times \frac{\int_{\theta_0-\Delta\theta}^{\theta_0+\Delta\theta} I(\varphi) d\varphi}{\int_{\theta_0-\Delta\theta}^{\theta_0+\Delta\theta} d\varphi} = K_z K_\rho K_\theta. \quad (5)$$

где цилиндрическая граница области Ω , занимаемая подстроечным стержнем, аппроксимируется сегментом с такими же размерами по радиальной координате $2\Delta r_0$ и углу $2\Delta\theta \approx 2r_0 / R_1$:

$$\Delta\Omega \in \{(0, h); (r_1 - r_0, r_1 + r_0); (\theta_0 - \Delta\theta, \theta_0 + \Delta\theta)\}. \quad (6)$$

Выражение (4) справедливо для высших типов колебаний типа ШГ и лучевых колебаний типа n -угольника. При этом в плоскости, перпендикулярной направлению распространения волны, нормировка интеграла от части поля, захватываемого областью штыря, осуществляется на интеграл от общего распределения поля по этой координате. В направлении распространения данных типов колебаний устанавливается стоячая волна, определяющая эффективность запитки, и поэтому нормировка осуществляется на размеры зоны, занимаемой неоднородностью по этой координате. Распределение поля по аксиальной координате, определяется выражением [6]

$$I(z) = \begin{cases} 1, & \text{при } \delta = 0, \text{ т. е. для аксиально} \\ & \text{однородного поля} \\ \sin \pi \frac{z}{z_0}, & \text{при } \delta = 1, \text{ для металличе ских} \\ & \text{торцевых стенок резонатора} \\ \sin \pi \frac{z}{z_0 + \delta_0} & \text{при } \delta \geq 1, \text{ для одной} \\ & \text{металличес кой, а другой диэлектри -} \\ & \text{ческой торцевых стенок резонатора.} \end{cases} \quad (7)$$

Распределение поля по радиальной координате полуцилиндрического резонатора с металлизированной боковой поверхностью описывается зависимостями вида [7]

$$I(\rho) = J_l(kn'\rho). \quad (8)$$

Коэффициенты связи в зависимости от вида аксиального распределения поля имеют вид

$$K_z = \frac{\int_0^h I(z) dz}{\int_0^{z_0} I(z) dz} \approx \frac{h}{z_0}, \quad \delta \approx 0;$$

$$K_z = \frac{1 - \cos \pi \frac{h}{z_0}}{2}, \quad \delta = 1;$$

$$K_z = \frac{1 - \cos \pi \frac{h}{z_0 + \delta_0}}{1 - \cos \pi \frac{z_0}{z_0 + \delta_0}}, \quad \delta \geq 1, \quad (9)$$

где δ_0 – расстояние от торца диэлектрического резонатора, и поле можно полагать равным нулю.

Азимутальное распределение поля описывается выражением

$$I(\theta) = \sin(kR_1 n' \theta), \quad (10)$$

где $R_1 = \frac{\int_0^{R_0} \rho I(\rho) d\rho}{\int_0^{R_0} I(\rho) d\rho} \approx \max I(\rho)$ – радиус каустики

поля, определяемый, например, по центру тяжести его распределения. При симметричном распределении $I(\rho)$ оно совпадает с максимумом поля.

Поскольку $\max I(\rho)$ определяется из решения уравнения $\partial I(\rho) / \partial \rho = 0$, учитывая, что радиальное распределение поля описывается функцией Бесселя $J_{nm}(kn' \frac{\rho}{R_0})$, для первой вариации поля $n=1$ при больших значениях азимутального индекса $m \gg 1$ решение уравнения

$J'_{1m}(kn' \frac{\rho}{R_0}) = 0$ для первого нуля j_{1m} , дающего значение координаты максимума распределения поля, будет иметь асимптотическое разложение [8]

$$j'_{1m} \approx m + 0,8086165m^{1/3} + 0,072490m^{-1/3} - 0,05097m^{-1} + 0,094m^{-5/3}. \quad (11)$$

В то же время для первого нуля j_{1m} радиального распределения поля $J_{1m}(kn' \frac{\rho}{R_0}) = 0$,

реализуемого на металлизированной боковой поверхности резонатора $\rho = R_0$, справедливо асимптотическое представление [8]

$$j_{1m} \approx m + 1,85575m^{1/3} + 1,033150m^{-1/3} - 0,00397m^{-1} + 0,0908m^{-5/3} + 0,043m^{-7/3}. \quad (12)$$

Учитывая, что нуль E -компоненты поля в экранированном резонаторе реализуется на боковой поверхности $\rho = R_0$ при значении аргумента j_{1m} , т. е. $J_{1m}(j_{1m}) = 0$, а максимум $J_{1m}(j'_{1m}) = \max$ поля $\rho = R_1$, то его радиус R_1 определится выражением

$$\frac{R_1}{R_0} \approx \frac{j'_{1m}}{j_{1m}}. \quad (13)$$

Выражение (13) с учетом (11), (12) можно использовать при геометро-оптическом рассмотрении задачи для оценки радиуса поля в зависимости от азимутального индекса (рис. 6, а).

На этом же рисунке значками показаны верхняя и нижняя каустики поля по уровню половинной мощности. Видно, что возрастание азимутального индекса приводит к увеличению радиуса траектории распространения волны, который при $m \rightarrow \infty$ стремится к $\rho \rightarrow R_0$ (поле сильнее «прижимается» к металлизированной боковой поверхности резонатора) (рис. 6, б, где $1 - m = 5$; $2 - m = 10$; $3 - m = 20$; $4 - m = 40$). Интеграл распределения поля (функция распределения) для различных азимутальных индексов показывает, что медиана поля $M_{0,5}$ смещена относительно максимума поля $\max J_m(\rho)$ ближе к центру резонатора примерно на $-4 \dots -2\%$ для азимутальных индексов $10 \leq m \leq 40$. Смещение среднего значения относительно положения максимума поля для тех же азимутальных индексов составляет примерно $-5 \dots -2,5\%$. Поскольку разные подходы дают несущественно отличающиеся положения, то можно при расчетах использовать в качестве каустики поля положение максимума поля.

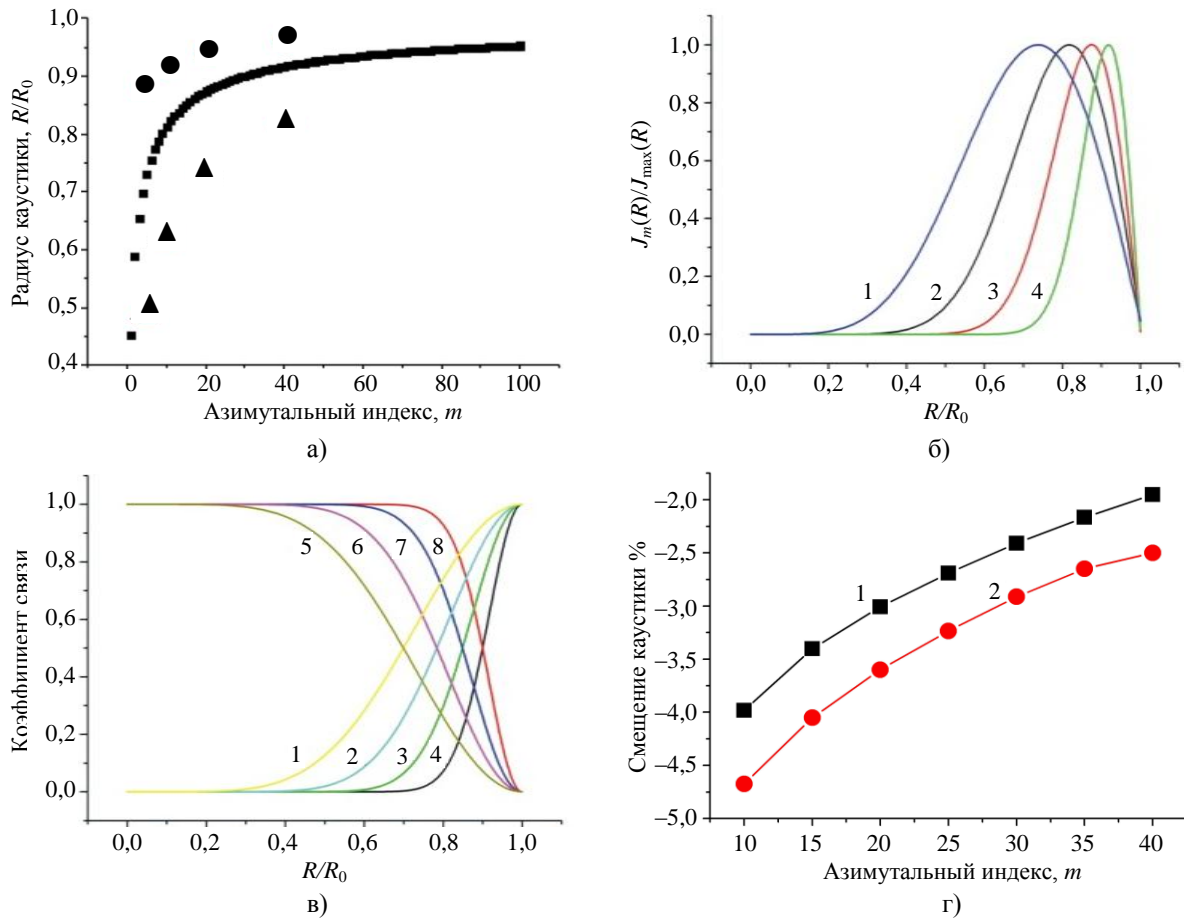


Рис. 6. Характеристики поля резонатора: а) – зависимость радиуса каустики поля от азимутального индекса; б) – распределение поля по радиальной координате для различных азимутальных индексов; в) – зависимость коэффициента связи с полем от глубины погружения штыря; г) – смещение медианы 1 и среднего 2 относительно максимума поля

Необходимо отметить, что соотношение (13) позволяет уточнить выражение (3):

$$\Delta f_0(R_0(1)) / \Delta f_0(R_0(2)) = R_0(1) / (R_0(2)) \frac{J'_{1m(1)}}{J_{1m(1)}} / \left(\frac{J'_{1m(2)}}{J_{1m(2)}} \right), \quad (14)$$

где 1 и 2 – обозначают, к какому из резонаторов относятся характеристики. Оценки с использованием выражения (14) показывают, что получаемая при этом ошибка не превышает 3%. Коэффициент связи с полем $K_\rho(r_1, r_0)$ можно определить через интегральные распределения поля

$$K_\rho(\rho_0) = \int_0^{\rho_0} J_m(\rho) d\rho / \int_0^{R_0} J_m(\rho) d\rho; \quad (15)$$

$$K_\rho(r_1, r_0) = \int_{r_1-r_0}^{r_1+r_0} J_m(\rho) d\rho / \int_0^{R_0} J_m(\rho) d\rho = K_\rho(r_1+r_0) - K_\rho(r_1-r_0).$$

Интегральное распределение поля, характеризующее коэффициент связи (15), как вид-

но из рис. 6, в, на котором показано погружение штыря со стороны центра резонатора для различных азимутальных индексов (1 – $m=5$; 2 – $m=10$; 3 – $m=20$; 4 – $m=40$ и со стороны боковой поверхности 5 – $m=5$; 6 – $m=10$; 7 – $m=20$; 8 – $m=40$), на интервале $K_\rho(\rho) \in (0,1; 0,9)$ можно аппроксимировать линейной зависимостью

$$K_\rho(\rho) = \int_0^\rho J_m(\rho) d\rho / \int_0^{R_0} J_m(\rho) d\rho \approx A + B \frac{\rho}{R_0}. \quad (16)$$

Тогда выражение (15) с учетом (16) запишем в виде

$$K_\rho(r_1, r_0) = 2r_0 / R_0 B. \quad (17)$$

Возрастание азимутального индекса m приводит к увеличению наклона B , причем уже линейная аппроксимация дает приемлемую для практических нужд точность

$$B \approx 1,73 + 0,1m. \quad (18)$$

Соотношения (17), (18) позволяют оценить значения коэффициента связи от расположения штыря подстройки. Для резонатора диаметром 34 мм, азимутальном индексе колебаний

$m \approx 16$, расположении штыря диаметром 2 мм на расстоянии 14 мм от центра резонатора коэффициент связи около 0,4, а для резонатора с диаметром 78 мм, колебаний $m \approx 40$, расположении штыря диаметром 2 мм на расстоянии 37 мм от центра резонатора коэффициент связи около 0,25.

Азимутальное распределение поля (10) $I(\theta)$ обеспечивает в месте штыря, расположенного под азимутальным углом θ_0 и имеющем малые угловые размеры $2\Delta\theta \approx \frac{2r_0}{R_1} \ll 1$, получение

коэффициента связи K_θ :

$$K_\theta \approx \sin(kR_1 n' \theta_0). \quad (19)$$

Оценить сдвиг частоты, получаемый при вводе в резонатор диэлектрического штыря из материала с коэффициентом преломления n'_1 можно, рассматривая векторную сумму волн: обычной, проходящей в резонаторе без штыря \dot{s}_0 , и дополнительной волны, прошедшей через диэлектрический штырь \dot{s}_1 :

$$\dot{S} = \dot{s}_0 + \dot{s}_1; \quad (20)$$

$$\dot{s}_0 = (1 - K_0); \quad \dot{s}_1 = K_0 \exp ik(n'_1 - 1)d. \quad (21)$$

Сдвиг частоты при введении диэлектрического штыря будет определяться дополнительным по отношению к фазе волны, распространяющейся в каустике поля, фазовым сдвигом волны $\Delta\varphi$, прошедшей через диэлектрический штырь:

$$\Delta\varphi = \arctg\left(\frac{K_0 \sin(k(n'_1 - 1)d)}{(1 - K_0) + K_0 \cos(k(n'_1 - 1)d)}\right). \quad (22)$$

При малых значениях коэффициента связи $K_0 \ll 1$ соотношение (22) приобретает вид

$$\Delta\varphi \approx K_0 \sin(k(n'_1 - 1)d), \quad (23)$$

которое при небольших значениях фазового сдвига $\varphi_1 = k(n'_1 - 1)d \leq 1$ запишем

$$\Delta\varphi \approx (K_0 k(n'_1 - 1)d). \quad (24)$$

Тогда, сравнивая выражения (2), (3) и (24), можно записать окончательное выражение для смещения частоты резонатора Δf

$$\frac{\Delta f}{f_0} = \frac{K_0 d(n'_1 - 1)}{l_0 n' - d(n' - 1)}. \quad (25)$$

Соотношение (25) совместно с выражениями (11), (12), (15) позволяют оценить диапазон перестройки частоты генератора, стабилизированного резонатором. Следует отметить, что диапазон перестройки определяется материалом штыря n'_1 , его размерами d , местом расположения K_ρ , K_θ и глубиной погружения K_Z .

Металлический штырь, колебания типа ШГ. При использовании для подстройки частоты не диэлектрического, а металлического штыря результат будет зависеть от того, насколько ближе или дальше относительно максимума поля он располагается. При расположении ближе к центру резонатора максимум поля сдвигается в сторону боковой поверхности резонатора, т. е. происходит его «отжимание». Если предположить, что траектория волны превращается в эллипс с большой осью, совпадающей с направлением из центра резонатора на центр штыря (большая ось) $R_2 = R_1 + r_0$, и малой осью такой же, как и была до его введения в резонатор – R_1 , то с учетом соотношений (2) получаем сдвиг частоты

$$\frac{\Delta f}{f_0} \approx K_0 \frac{r_0}{2R_1}. \quad (26)$$

Коэффициент связи штыря с полем определяется теми же соотношениями, что и в предыдущем случае.

Экспериментально полученные смещения частоты для резонатора 34 мм составляли $\Delta f / f_0 \approx 3,33 \cdot 10^{-3}$, т. е. как и в случае диэлектрического штыря, были примерно на порядок меньше, чем значения, полученные с использованием соотношения (25) при $K_0 = 1$. Если полагать, что коэффициент связи $K_0 \approx 0,1$, то получаемые значения перестройки удовлетворительно согласуются с результатами эксперимента. Если штырь расположен ближе к боковой поверхности, чем максимум поля, как в случае резонатора с диаметром 78 мм и расстоянием штыря от боковой поверхности в 2 мм, то происходит «прижимание» поля к центру резонатора. При этом уменьшается электрическая длина каустики, что приводит к увеличению частоты генерации (см. рис. 5). Смещение частоты при этом для тех же размеров штыря будет примерно в 2 раза меньше, что и наблюдалось в эксперименте.

Диэлектрический штырь, колебания типа ПМ. Лучевые колебания типа ПМ возбуждаются при расположении емкостной щели посередине резонатора (в центре). Коэффициент связи штыря с полем резонатора по аксиальной координате в зависимости от глубины его погружения будет определяться теми же соотношениями, что и в предыдущем случае (9). По радиальной координате для данного типа колебаний устанавливается стоячая волна с распределением поля $I(\rho) = \sin(k\rho n')$. При этом коэффициент связи с полем по радиальной координате будет иметь вид, аналогичный тому, какой был в случае колебаний ШГ по азимутальной координате (19)

$$K_\rho \approx \sin(kr_1 n'). \quad (27)$$

Это означает, что при расположении штыря в пучности поля коэффициент связи максимален $K_\rho = 1$, в то время как в узле $K_\rho = 0$. Для расширения диапазона частотной перестройки необходимо располагать элемент подстройки в пучности поля.

По азимутальной координате θ коэффициент связи K_θ определяется степенью перекрытия стержнем первой зоны Френеля, т. е. области, существенной для распространения [9]. При этом коэффициент связи по полю K_θ можно оценить исходя из отношения радиуса штыря r_0 и первой зоны Френеля $R^{(1)}$ в месте его расположения:

$$K_\theta \approx \frac{r_0}{R^{(1)}}, \quad (28)$$

где $R^{(1)}$ определяется соотношением [9]

$$R^{(1)} = \sqrt{\lambda \frac{r_1(2R_0 - r_1)}{2R_0}}. \quad (29)$$

Из соотношения (24) следует, что $\max R^{(1)} = \sqrt{\lambda 2R_0} / 2$, а $\min K_\theta \approx 2r_0 / \sqrt{2\lambda R_0}$.

Максимальное смещение частоты при полной связи с полем можно определить с использованием соотношения (3), заменив $l_0 \rightarrow R_0$:

$$\max \frac{\Delta f}{f_0} = \frac{d(n'_1 - 1)}{R_0 n' - d(n'_1 - 1)}. \quad (30)$$

Сопоставление полученных экспериментально значений $K_0 \approx 2,9 \cdot 10^{-4}$ с теоретическими оценками означает, что в нашем случае штырь находился на расстоянии, примерно кратном количеству полуволн в диэлектрике λ_ϵ .

Металлический штырь, колебания типа ПМ. В отличие от диэлектрического штыря, металлический штырь подстройки отражает облучающее его поле. За стержнем образуется зона «тени». Поэтому коэффициент связи будет определяться частью пережваченного облучающего его поля и частью поля, попавшего после отражения от штыря в щель связи шириной a :

$$K_\varphi \approx \frac{r_0}{R_0^{(1)}} \frac{a}{2\pi r_1}. \quad (31)$$

Оценки с использованием соотношения (31) показывают, что использование щелей с $a = 1 \dots 2$ мм – таких, как использовались в эксперименте, дает результаты $K_\varphi \approx (1,26 \dots 2,53) \cdot 10^{-3}$, примерно соответствующие полученным экспериментально $\Delta f / f_0 \approx 1,21 \cdot 10^{-3}$.

Фазовый центр рассеяния штыря в направлении щели располагается на расстоянии $r_1 - r_0$. Поэтому разность фаз сигналов, от-

раженных от штыря и от боковой поверхности резонатора, составит

$$\varphi_1 = kn'_1(R_0 - r_1 + r_0) \leq 1. \quad (32)$$

Тогда с учетом выражения (24) можно записать соотношение для оценки максимального смещения частоты

$$\max \frac{\Delta f}{f_0} = \frac{\Delta \varphi}{\varphi_0} \approx \frac{(K_\varphi(R_0 - r_1 + r_0))}{R_0}, \quad (33)$$

где коэффициенты связи по азимутальному углу K_φ и глубине погружения K_z по аксиальной координате определяются выражениями (31) и (9) соответственно.

Выводы. Введение в полудисковый частично экранированный диэлектрический резонатор штыря, параллельно его оси, выполненного из металла или диэлектрика, позволяет управлять его резонансной частотой и частотой генерации диода Ганна, стабилизированного таким резонатором. Увеличение глубины погружения штыря приводит к увеличению частоты перестройки, как колебаний ШГ, так и мод ПМ. Величина перестройки зависит как от материала штыря, так и от места его расположения в поле резонатора по радиальной и угловой координатам и может составлять более 100 МГц.

Предлагаемый подход можно использовать для подстройки частоты генераторов на диодах Ганна, стабилизированных КДР.

Работа выполнена при частичном финансировании по договору с Государственным агентством по вопросам науки инновации и информатизации (договор ДЗ/467-2011 от 29.09.11 г., шифр «Тропосфера»), а также по Гранту НАН Украины для молодых ученых (договор 15/11 от 01.07.11 г., шифр «Кредо»).

Библиографический список

1. *Подстройка частоты автогенератора на диоде Ганна, стабилизированного квазиоптическим диэлектрическим резонатором* / А. Я. Кириченко, Е. В. Кривенко, В. И. Луценко и др. // 15 Междунар. Крымская конф. (КрыМиКо'10): тез. докл. – Севастополь, 2005. – Т. 2. – С. 529–530.
2. *Гуревич А. Г. Полые резонаторы и волноводы* / А. Г. Гуревич. – М.: Сов. радио, 1952. – 256 с.
3. *Кириченко А. Я.* Определение электрических характеристик поглощающих сред по частоте и крутизне электронной перестройки автогенератора на основе диода Ганна, стабилизированного квазиоптическим диэлектрическим резонатором / А. Я. Кириченко, Е. В. Кривенко, В. И. Луценко // Изв. вузов. Радиоэлектрон. – 2006. – 49, № 12. – С. 58–69.
4. *Verma A.* Measurement of dielectric parameters of small samples at X-band frequencies by cavity perturbation technique / A. Verma, D. C. Dube // IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement. – 2005. – 54, N 5. – P. 2120–2123.
5. *Кириченко А. Я.* Исследование диэлектрических характеристик бинарных растворов с использованием автогенератора на основе диода Ганна, стабилизированного частично экранированным квазиоптическим диэлектрическим резонатором.

- натором / А. Я. Кириченко, Е. В. Кривенко, В. И. Луценко // Радиофизика и электрон.: сб. науч. тр. / Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. – Х., 2005. – 10, № 2. – С. 290–294.
6. *Квазиоптические* твердотельные резонаторы / А. Я. Кириченко, Ю. В. Прокопенко, Ю. Ф. Филиппов, Н. Т. Черпак. – К.: Наук. думка, 2008. – 296 с.
 7. *Фельдштейн А. Л.* Справочник по элементам волноводной техники / А. Л. Фельдштейн, Л. Р. Явич, В. П. Смирнов. – М.: Сов. радио, 1967. – 651 с.
 8. *Справочник по специальным функциям* / под ред. М. Абрамовица, И. Стиган, пер с англ. К. Л. Диткина, Л. Н. Кармазиной. – М.: Наука, 1976. – 830 с.
 9. *Долуханов М. Н.* Распространение радиоволн / М. Н. Долуханов. – М.: Связь, 1965. – 400 с.

Рукопись поступила 17.10.2011

E. V. Krivenko, A. Ya. Kirichenko,
V. I. Lutsenko, A. E. Kogut

INFLUENCE OF THE STUB IN THE PARTLY SHIELDED QUASIOPTICAL DIELECTRIC SEMIDISK RESONATOR ON FREQUENCY OF GUNN-DIODE OSCILLATOR STABILIZED BY IT

Possibility of frequency tuning of a Gunn-diode oscillator by means of inhomogeneity in metal or dielectric stub, injected on a partly shielded quasioptical dielectric semidisk resona-

tor is considered. The characteristics of frequency tuning on oscillator for different type of oscillations and a stub from different materials are shown. A model which allows to estimate the influence of stub on the resonator on its own frequency and oscillation frequency of oscillator stabilized by it is worked up.

Key words: permittivity, quasioptical dielectric resonator, self-excited oscillator.

O. V. Krivenko, O. Ya. Kirichenko,
V. I. Lutsenko, O. E. Kogut

ВПЛИВ ШТИРЯ У НАПІВДИСКОВОМУ ЧАСТКОВО ЕКРАНОВАНОМУ КВАЗІОПТИЧНОМУ ДІЕЛЕКТРИЧНОМУ РЕЗОНАТОРІ НА ЧАСТОТУ ГЕНЕРАТОРА НА ДІОДІ ГАННА, ЩО СТАБІЛІЗУЄТЬСЯ НИМ

Розглянуто можливість перестроювання частоти генератора на діоді Ганна за допомогою неоднорідності у вигляді металевого або діелектричного штиря, що вводиться в частково екранований квазіоптичний діелектричний резонатор. Приведено характеристики перестроювання частоти генератора для різних типів коливань і штиря з різних матеріалів. Розроблено модель, що дозволяє оцінити вплив штиря, що вводиться в резонатор, на його власні частоти і частоту генерації стабілізованого ним генератора.

Ключові слова: Діелектрична стала, квазіоптичний діелектричний резонатор, автогенератор.