

## ШУМОВОЙ ДИОДНЫЙ ГЕНЕРАТОР В ТРЕХСАНТИМЕТРОВОМ ДИАПАЗОНЕ

*С. И. Аверков, В. И. Аникин, Д. М. Браво-Животовский, А. В. Гапонов,  
М. Т. Грехова, В. С. Ермаков, В. А. Лопырев, М. А. Миллер,*

*В. А. Флягин*

Рассматривается работа измерительного шумового генератора трехсантиметрового диапазона, использующего в качестве источника шума дробовой эффект в коаксиальном диоде. Для повышения эффективности генератора диод подключается к высокоомной целевой линии, составляющей одно из плеч волноводно-щелевого тройника. Согласование в сторону генератора может быть осуществлено двумя способами: в первом в волноводное плечо, противоположное выходному, вводится поглотитель, во втором — этот поглотитель заменяется короткозамкнутым шлейфом, и согласование происходит только за счет поглощения энергии в самом генераторе. В обоих случаях оцениваются полосы согласования и излучения, а также величина спектральной мощности шума. Приведены экспериментальные результаты и некоторые эксплуатационные характеристики генератора. Спектральная шумовая мощность линейно регулируется путем изменения анодного тока диода и при рабочем токе 15 ма достигает 450—600  $kT_0$ .

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Маломощные шумовые генераторы предназначаются в основном для точных измерений шумфактора приемных устройств в качестве источника колебаний, обеспечивающего стабильное излучение в достаточно широкой полосе частот. Источники, уровень шумов которых можно с уверенностью считать известным и постоянным, служат первичными эталонами. В диапазоне сверхвысоких частот обычно это нагретые поглотители, мощность излучения которых при помещении в линию передачи определяется по формуле [1]

$$P_f \Delta f = kTA_n \Delta f, \quad (1)$$

$k = 1,38 \cdot 10^{-23} \frac{\text{вт сек}}{\text{град}}$  (постоянная Больцмана),  $A_n$  — коэффициент поглощения для волны данного типа,  $\Delta f$  — полоса частот,  $T$  — температура поглотителя в градусах Кельвина. В практически приемлемых устройствах последняя не превышает  $\sim 1000^\circ\text{K}$ , что и вынуждает разрабатывать вторичные эталоны шума, более удобные в повседневном обращении, стабильные, но возможно, и не поддающиеся точному теоретическому анализу, т. е. требующие вспомогательной градуировки. Имеется много различных возможностей создания вторичных эталонов шума на сверхвысоких частотах. Наиболее употребительными источниками такого рода являются, пожалуй, газоразрядные трубки, например, с неоновым заполнением [2]. При введении в прямоугольный волновод под острым углом к его широкой стенке эти лампы могут быть хорошо согласованы и давать в широкой полосе частот шумовое излучение со спектральной мощностью до  $10^2 kT_0$  ( $T_0 = 300^\circ\text{K}$ ) [3]. Трудности точного определения электронной температуры составляют главное препятствие построению первичных газоразрядных эталонов шума.

При наличии необходимости в стабильных источниках большей мощности (до  $5 \cdot 10^2$ — $10^3 kT_0$ ), допускающих линейную электрическую регули-

ровку уровня шумов, следует иметь в виду обычные диодные генераторы, аналогичные тем, которые столь широко применяются в более длинноволновых диапазонах [4]. Цель настоящей работы состоит в рассмотрении одного из возможных вариантов шумовых диодных генераторов для трехсантиметрового диапазона. В отличие от ранее описанных генераторов (см., например, работу Компфнера и др. [5]), в этом варианте коаксиальный диод подключается не к коаксиальной, а к щелевой линии, удобно сочленяющейся, в свою очередь, с волноводом, образуя в целом волноводно-щелевой тройник. Помимо хорошего согласования в волноводе в сторону генератора (что часто бывает непререкаемым требованием, предъявляемым при градуировке приемников), такая система обеспечивает одновременно высокий нагрузочный импеданс по отношению к диоду, что и приводит к повышению эффективности генератора.

## 2. ДРОВОЙ ШУМ В КОАКСИАЛЬНОМ ХОДЕ

Основным источником шумов в диоде является флюктуационный электронный ток, обусловленный случайным процессом вылета электронов из эмиттера. Обычно шумовой диод работает при достаточно больших анодных напряжениях ( $V_a$ ) с тем, чтобы, во-первых, уменьшить демпфирующее действие пространственного заряда [6], во-вторых, уменьшить время пролета электронов через межэлектродный промежуток, т. е. повысить коэффициент взаимодействия электронов с полем соответствующей частоты [7] и, наконец, в-третьих, избавиться от необходимости учитывать небольшой разброс по начальным скоростям вылета электронов, вызванный конечной температурой катода [8]. Простейшими диодами являются диоды с плоскими и коаксиальными электродами, причем последние обладают некоторыми важными особенностями. Если в коаксиальном диоде радиус катода  $r_k$  значительно меньше не только радиуса анода, но и величины  $u_a/\omega$  ( $\omega = 2\pi f$ );  $u_a = \sqrt{2eV_a/m}$  — скорость электронов у анода), то средний квадрат флюктуационного тока, определяемый в общем случае формулой

$$\bar{i}^2 = 2i_0 e \Delta f F^2 \left( \theta, \frac{r_a}{r_k}, r_k \right), \quad (2)$$

становится не зависящим от частоты  $\omega$  и стремится к своему предельно высокому значению, поскольку фактор депрессии  $F^2 \left( \theta, \frac{r_a}{r_k}, r_k \right)$  оказы-

вается равным единице [7]. Одновременно становится исчезающе малой собственная емкость диода, что в отличие от соответствующей плоской системы позволяет осуществить оптимальное подключение диода к линии с высоким волновым сопротивлением. Однако использовать полностью эту особенность невозможно из-за технических трудностей создания диодов с тонкими катодами без ущерба для их долговечности и без снижения снимаемого эмиссионного тока. Все же, хотя в практически

приемлемом случае, например при  $\theta \leq \pi$ ,  $\frac{r_a}{r_k} \leq 10$ , факторы депрес-

сии  $F^2$  для плоского и коаксиального диодов разнятся несущественно, коаксиальная система предпочтительнее с точки зрения указанной выше возможности оптимального подключения к высокоомной нагрузке. При этом, конечно, большое значение имеет конструктивное оформление узла подключения, о чем будет речь ниже. Сейчас лишь отметим, что если шумовой диод подключен к согласованной коаксиальной линии, являющейся его непосредственным продолжением, то мощность шума, выделя-

емая в нагрузке  $Z_B$ , равна:

$$P_{ш} = \frac{Z_B^2}{4i_{ш}^2}; \quad Z_B = 138 \ln \frac{r_a}{r_k} \quad (3)$$

и достигает своего максимума при некотором значении  $\left(\frac{r_a}{r_k}\right)_{\text{опт}}$ .

На рис. 1 приведена зависимость (3) с учетом (2) и  $F^2$  (см. [7]) для  $\omega = 2\pi \cdot 10^{10}$  1/сек  $2r_k = 120$  мк. Как видно, в этом случае  $(r_a/r_k)_{\text{опт}} \approx 5-6$ . Отметим, что даже при работе на рассогласованную нагрузку целесообразно выбирать значения  $\left(\frac{r_a}{r_k}\right)$ , близкие к оптимальным. В описываемых ниже диодах принято  $2r_k = 120$  мк;  $2r_a = 600$  мк;  $\left(\frac{r_a}{r_k}\right) = 5$ .

### 3. ВОЛНОВОДНО-ЩЕЛЕВОЙ ТРОЙНИК

В трехсантиметровом диапазоне основными линиями передачи являются прямоугольные волноводы на волне  $TE_{01}$ , поэтому возникает задача создания специального перехода от коаксиального диода к такому волноводу. Три условия должны быть при этом соблюдены: 1) хорошее согласование в сторону генератора; 2) высокий импеданс нагрузки, на которую работает диод; 3) широкодиапазонность или, во всяком случае, простота перестройки по диапазону.

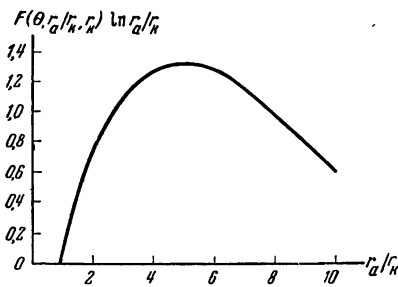


Рис. 1. Мощность шума в относительных единицах, выделяемая коаксиальным диодом в согласованной нагрузке, в зависимости от  $r_a/r_k$  при  $V_a = 400$  в;  $r_k = 60$  мк;  $f = 10^4$  Мгц

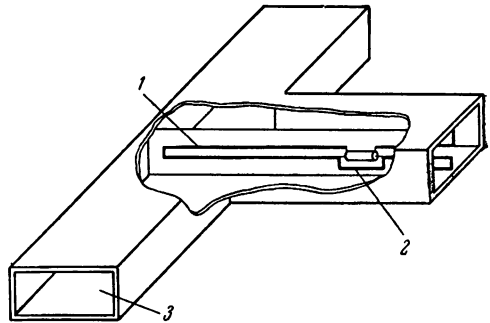


Рис. 2. Включение шумового диода в волноводно-щелевой тройник.

1—ножевая линия; 2—шумовой диод; 3—рабочий волноводный тракт

На рис. 2 схематически изображен один из возможных вариантов такого перехода, использующий волноводно-щелевой тройник. Шумовой коаксиальный диод размещается в щелевом плече тройника, настраиваемом в резонанс на любую частоту установленного диапазона (например, при помощи движков, закорачивающих щель). Если диод при этом попадает в пучность напряжения на щели, то сопротивление нагрузки оказывается максимальным и определяется проводимостью излучения щели в волноводное плечо [9] и волновой проводимостью щелевой линии, равной приближенно

$$Y_B = \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} \frac{2 \ln \frac{2L}{d}}{\pi},$$

(где  $d$ — ширина щели,  $L$ — кратчайшее расстояние от щели до стенок волновода). Малость величины  $Y_B$  даже при относительно малых значениях ширины щели  $d$  составляет первое достоинство щелевого контура. Вторым является известное свойство дифракционных из-

лучателей, прорезанных в перегородке в волноводе, полностью пропускать падающую волну на резонансной частоте, в то время как штыревые и проволочные резонансные антенны дают при этих условиях полное отражение. Согласование волноводно-щелевого тройника может быть осуществлено двумя способами: в первом — в волноводное плечо, противоположное выходному, вводится поглотитель; во втором — этот поглотитель заменяется короткозамкнутым шлейфом, и согласование происходит только за счет джоулевых потерь в самом генераторе (главным образом, в катодном узле диода).

Повышение нагрузочного сопротивления, а следовательно, и шумовой мощности, связано с сужением полосы излучения и согласования, но полоса порядка 50—100 Мгц оказывается обычно более чем достаточной для градуировки приемных устройств. Впрочем, смирившись с некоторым уменьшением мощности, эти полосы можно расширить, ухудшая добротность щелевого контура.

#### 4. ЭКВИВАЛЕНТНАЯ СХЕМА ДИОДА

Предназначенный для включения в волноводно-щелевой тройник коаксиальный диод представляет собой собранную на медном диске лампу со стеклянным баллоном.

Ее схематическое изображение вместе с соответствующей эквивалентной схемой показано на рис. 3, где приняты обозначения:  $Y_{ст} = G_{ст} + jB_{ст}$ , шунтирующая щель проводимость, обусловленная влиянием стеклянного баллона (для уменьшения  $Y_{ст}$  ширина щели в месте ее пересечения со стеклом специально увеличена);  $Y_{д} = G_{д} + jB_{д}$  — шунтирующая проводимость самого диода (включая и электронную проводимость, влияние которой, впрочем, практически неощутимо);  $Y_{н1} = G_{н1} + jB_{н1}$ ,  $Y_{н2} = G_{н2} + jB_{н2}$  — проводимости нагрузки на «входных клеммах» диода. Будем сразу предполагать, что щелевой контур обладает достаточно высокой добротностью и что при настройке его в резонанс функция распределения напряжения на щели  $\psi(x)$  симметрична относительно диода.

Это совпадает с условиями максимальной отдачи мощности в нагрузку. Тогда функция  $\psi(x)$  может быть построена приближенно, в предположении, что щелевая линия идеальна (без потерь [10]). Результаты такого построения для разработанных образцов ламп показаны на рис. 4 для трех фиксированных частот при  $B_{д} (\text{ом}^{-1}) = \frac{10^{-4}}{\lambda (\text{см})}$ ,  $B_{ст} (\text{ом}^{-1}) = \frac{10^{-2}}{65\lambda (\text{см})}$ ,  $Y_{в} (\text{ом}^{-1}) = 1/240$ . За пределами лампы функции  $\psi(x)$  продолжены в предположении однородности\*

настроенного в резонанс щелевого контура.

После того как распределение напряжения найдено, шумовой источник  $i_{ш}^2$  может быть путем простого пересчета отнесен к любому сечению линии, в частности к сечению, проходящему через пучность напряжения, где  $\psi(x_{пуч}) = 1$ . Соответствующий коэффициент (назовем его коэффициентом трансформации) будет равен квадрату функции  $\psi(x)$  в месте

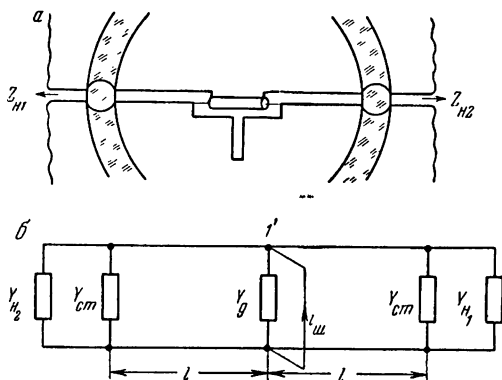


Рис. 3. Полная принципиальная а и эквивалентная б схемы шумового диода

\* Расчет показывает, что влияние экранирующих волноводных стенок, а равно и уступов в них в рассматриваемом приближении можно не принимать во внимание.

помещения диода  $x = x_{\text{д}}$ , а именно:

$$K = \frac{\psi^2(x_{\text{д}})}{\psi^2(x_{\text{пучн}})} = \psi^2(x_{\text{д}}) = \frac{\sin^2 \Phi \sin^2 kl_{\text{н}}}{\sin^2(\Phi - kl)} \quad (4)$$

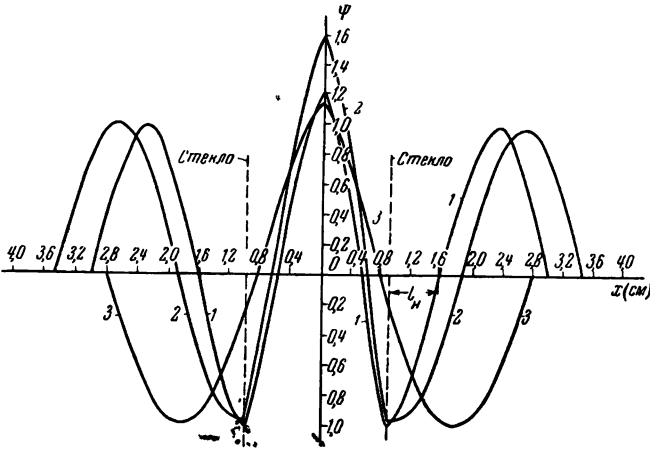


Рис. 4. Распределение напряжения вдоль щелевой линии внутри лампы.

1— $f=10340$  МГц; 2— $f=9370$  МГц; 3— $f=7500$  МГц

Здесь  $l_{\text{н}}$  — расстояние между баллоном лампы (пунктирная линия на рис. 4) и узлом напряжения на щели, а  $\Phi = \arctg \frac{2Y_{\text{в}}}{B_{\text{д}}}$ . На рис. 5 показаны значения

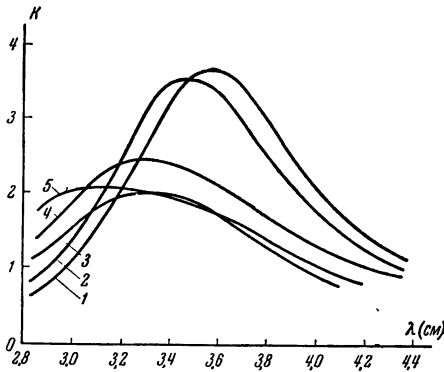


Рис. 5. Зависимость коэффициента трансформации  $K$  от  $\lambda$  при различных параметрах лампы

Кривые	1	2	3	4	5
$B_{\text{д}}, \text{ом}^{-1}$	$1/80\lambda$	$1/100\lambda$	$1/80\lambda$	$1/100\lambda$	$1/120\lambda$
$B_{\text{ст}}, \text{ом}^{-1}$	$1/44\lambda$		$1/800\lambda$	$1/65\lambda$	$1/80\lambda$

$K$  при различных  $B_{\text{ст}}$  и  $B_{\text{д}}$ . При  $K > 1$  лампа обладает как бы «внутренним усилением» мощности шума по сравнению с мощностью, отдаваемой в соответствующую однородную линию. Это «усиление» связано с повышением входного импеданса нагрузки в центре лампы, поэтому оно одновременно приводит к появлению резкого изменения мощности шума при перестройке генератора по диапазону.

Потери высокочастотной энергии происходят главным образом в анодно-катодном узле диода и учитываются на эквивалентной схеме рис. 3

наличием  $R_e Y_d = G_d \neq 0$ . Что же касается шунтирующей проводимости стекла  $Y_{ст}$ , то, как показывают эксперименты, ее можно приближенно считать чисто реактивной не только при расчете распределения напряжения вдоль щели, но и при проведении энергетических оценок.

### 5. ШУМОВОЙ ДИОД В ТРОЙНИКЕ С СОГЛАСОВАННЫМ ВОЛНОВОДНЫМ ПЛЕЧОМ

Как уже говорилось, генератор должен отдавать предельно высокую мощность шумов на выходе (назовем эту мощность градуировочной —  $P_{град}$ ) в сочетании с наилучшим согласованием в волноводном тракте. Посмотрим, как решается эта задача при размещении шумового диода в тройнике с согласованным волноводным плечом. Точный расчет такого волноводно-щелевого тройника несомненно труден, однако основные моменты, связанные с его работой, можно выяснить на основании приближенного анализа, если: 1) считать волноводный тракт всюду регулярным, кроме сечения  $z = 0$ , где вставлена перегородка со щелью, условно продолженная за пределы волновода, и 2) предполагать ширину щели достаточно малой и распределение напряжения вдоль щели кусочносинусоидальным. Тогда при наличии согласованного волно-

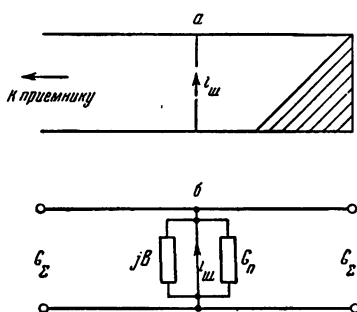


Рис. 6. Шумовой генератор с согласованной нагрузкой (а) и его эквивалентная схема (б)

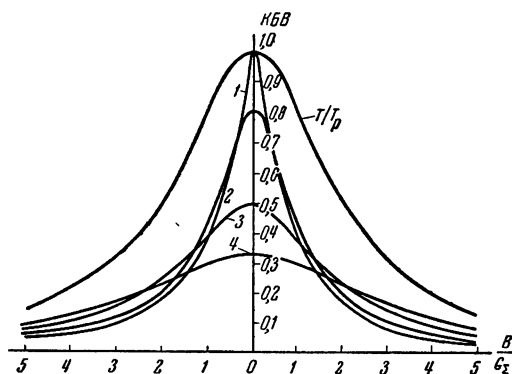


Рис. 7. КБВ (кривые 1, 2, 3 и 4 для  $G_n/G_Σ = 0; G_n/G_Σ = 0,26; G_n/G_Σ = 1,0; G_n/G_Σ = 2,0$  соответственно) и приведенная температура  $T/T_p$  излучения как функция отношения проводимостей

водного плеча коэффициент отражения от перегородки для основной распространяющейся волны определится по формуле [11]:

$$\Gamma = T - 1; \quad T = \frac{2G_Σ}{Y}, \tag{5}$$

где  $Y = 2G_Σ + G_n + jB = G + jB$ ,  $2G_Σ$  — двухсторонняя проводимость излучения щели в согласованный с обеих сторон волновод,  $G_n$  и  $B$  — пересчитанные в пучность напряжения на щели значения проводимости потерь и результирующей реактивной проводимости\*.

Соответствующая эквивалентная схема изображена на рис. 6. Величина КБВ в сторону генератора, согласно (5), равна

$$КБВ = \frac{|Y| - |Y - 2G_Σ|}{|Y| + |Y - 2G_Σ|}. \tag{6}$$

При резонансе ( $B = 0$ ) это дает

$$КБВ = \frac{G_Σ}{G_Σ + G_n}; \quad \Gamma_{рез} = - \frac{G_n}{2G_Σ + G_n}. \tag{7}$$

\* Все проводимости, пересчитанные в пучность напряжения, мы называем характеристическими.

На рис. 7 приведены зависимости КБВ от  $\frac{B}{G_{\Sigma}}$  при четырех значениях  $G_n/G_{\Sigma} = 0; 0,26; 1,0; 2,0$ . Ясно, что идеальное согласование достигается только при полном отсутствии потерь ( $G_n = 0$ ). Если же  $G_n \neq 0$ , то КБВ<sub>n</sub> резко ухудшается, т. е. резонансная щель уже не является идеальным трансформатором.

Для определения полосы частот, в пределах которой согласование в волноводе поддерживается на уровне  $\text{КБВ} > C_1 = \text{const}$ , необходимо знать функцию  $B(f)$ . Предполагая, что полоса согласования настолько узкая, что в ее пределах  $B(f)$  можно считать линейной функцией расстройки из (6) и (5), находим:

$$\Delta f_{\text{согл}} = \frac{2G_{\Sigma}}{\left(\frac{\partial B}{\partial f}\right)_{f_p}} \left[ \frac{(1-C_1)^2}{C_1} \left(1 + \frac{G_n}{G_{\Sigma}}\right) - \frac{G_n^2}{G_{\Sigma}^2} \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (8)$$

Отметим, что для щелевого контура, настроенного в резонанс на  $n$ -ую гармонику основного колебания, входящая в (8) функция  $\left(\frac{\partial B}{\partial f}\right)_{f_p}$

может быть приближенно представлена в виде

$$\dot{Z}_B \left(\frac{\partial B}{\partial f}\right) \Big|_{B=0} = Z_B \frac{\partial B}{\partial f} - \frac{\pi n}{c} f,$$

где  $\frac{\partial B}{\partial \lambda}$  — значения производной для щелевого (двухпроводного) контура, закороченного в ближайших по отношению к лампе узлах напряжения. Поэтому наиболее выгодным с точки зрения получения максимальной полосы согласования оказывается использование полуволновой щели с размещением диода непосредственно в волноводе. Однако такие системы, вполне приемлемые в десятисантиметровом диапазоне [12], становятся с укорочением длины волны, в частности в трехсантиметровом диапазоне, малоэффективными прежде всего вследствие вносимого коаксиальным диодом укорочения резонансной длины щели и соответствующего уменьшения проводимости излучения в волну  $TE_{01}$ . Размещение лампы за пределами волновода снимает этот недостаток. Мощность шума, отдаваемая источником  $i_{\text{ш}}$ , равна

$$P = \frac{\bar{i}_{\text{ш}}^2}{G_{\text{эКВ}} G_{\text{эКВ}}^2 + B_{\text{эКВ}}^2}; \quad (9)$$

где  $i_{\text{ш}}^2$  находится по формуле (2), а  $G_{\text{эКВ}} + jB_{\text{эКВ}} = Y_{\text{эКВ}}$  — входная проводимость в сечении диода, отличающаяся от характеристической проводимости коэффициентом трансформации  $K$  (4)

$$Y_{\text{эКВ}} = Y/K. \quad (10)$$

Учитывая теперь, что часть мощности (9) теряется из-за поглощения в самом генераторе (как уже было сказано, в основном проводимость  $G_n$  обусловлена потерями в катодном узле диода), а половина оставшейся мощности поглощается в согласованном волноводном плече, то для градуировочной мощности на выходе получим:

$$P_{\text{град}} = K \frac{\bar{i}_{\text{ш}}^2}{G} \cdot \frac{1}{1 + \frac{B^2}{G^2}} \cdot \frac{G_{\Sigma}}{G}. \quad (11)$$

Относя эту мощность для определенности к 1 ма анодного тока и приравнивая найденное выражение мощности равновесного излучения температуры  $T$  (1), получим для эквивалентной температуры  $T$  следую-

щее выражение:

$$T = 23,4 \frac{G_{\Sigma}}{G} \left(1 + \frac{B^2}{G^2}\right)^{-1} KF^2(\theta) \frac{\text{град}}{\text{ма}}. \quad (12)$$

Максимальное излучение имеет место при резонансе ( $B = 0$ ), причем

$$T_p = 23,4 \frac{G_{\Sigma}}{(2G_{\Sigma} + G_n)^2} KF^2(\theta) \frac{\text{град}}{\text{ма}}. \quad (13)$$

Полоса частот, в пределах которой мощность излучения снижается наполовину, равна

$$\Delta f_{\text{изл}} = \frac{2G}{\left(\frac{\partial B}{\partial f}\right)_{f_p}}. \quad (14)$$

Сравнивая (14) с (8), мы видим, что  $\Delta f_{\text{изл}} > \Delta f_{\text{сог}}$ . Это хорошо подтверждается экспериментально.

Важной особенностью рассматриваемой системы является возможность изменять длину излучающего участка щели, т. е. длину участка, выступающего в волновод. Иными словами, щелевой контур можно не только настраивать в резонанс, но и подстраивать на максимальную отдачу мощности, шума, меняя проводимость излучения. В силу (13) этот максимум достигается при

$$2G_{\Sigma} = G_n. \quad (15)$$

Но, к сожалению, при этом в соответствии с (7) волноводный тракт оказывается плохо согласованным в сторону генератора ( $K_{\text{ВВ}} = 0,33$ ). С другой стороны, настройка такого тройника на лучшее согласование означает подбор режима, в котором  $G_n = 0$ . Помимо этих недостатков, нужно указать еще и на неоднозначность установления одного и того же режима генератора при повторной перестройке его на максимальную мощность, что несомненно усложняет или делает невозможной градуировку. Поэтому применение шумовых генераторов в тройниках с согласованным плечом или непосредственно в полуволновых щелях, прорезанных в перегородке в волноводе, практически целесообразно лишь, если  $G_n \ll G_{\Sigma}$  и если указанная выше неоднозначность настройки может быть устранена применением синхронного перемещения обоих перестраиваемых поршней, дополнительной градуировки и т. п.

## 6. ШУМОВОЙ ДИОД В ТРОЙНИКЕ С КОРОТКО ЗАМКНУТЫМ ВОЛНОВОДНЫМ ПЛЕЧОМ

При наличии заметной проводимости потерь в щелевом контуре  $G_n \sim G_{\Sigma}$  целесообразно заменить поглотитель в волноводном плече на перестраиваемый шлейф, используя в качестве поглощающей нагрузки непосредственно сам щелевой контур. Отметим, что, как и прежде, мы считаем контур высокодобротным, а распределение напряжения в нем при резонансе кусочносинусоидальным.

Эквивалентная схема системы изображена на рис. 8, где через  $G_{\Sigma}$  и  $G_n$  обозначены соответственно характеристические проводимости излучения (в одну сторону) и потерь щелевого контура;  $B$  — характеристическая реактивная проводимость;  $G_{\Sigma} \text{ctg } hL$  — шунтирующая реактивная проводимость короткозамкнутого волноводного плеча;  $L$  — расстояние от щели до поршня;  $h = \frac{2\pi}{\lambda_{\text{в}}}$  — постоянная распространения основной волны в волноводе. Учитывая эти обозначения, для коэффициента отражения в волноводе  $\Gamma$  будем иметь



$$\Gamma = \frac{G_{\Sigma} - G_n - j(B - G_{\Sigma} \operatorname{ctg} hL)}{G_{\Sigma} + G_n - j(B - G_{\Sigma} \operatorname{ctg} hL)}. \quad (16)$$

При резонансе щелевого контура

$$B - G_{\Sigma} \operatorname{ctg} hL = 0 \quad (17)$$

величина КБВ, вообще говоря, отлична от единицы

$$\begin{aligned} \text{КБВ} &= G_n/G_{\Sigma}, \text{ если } G_{\Sigma} > G_n, \\ \text{КБВ} &= G_{\Sigma}/G_n, \text{ если } G_{\Sigma} < G_n. \end{aligned} \quad (18)$$

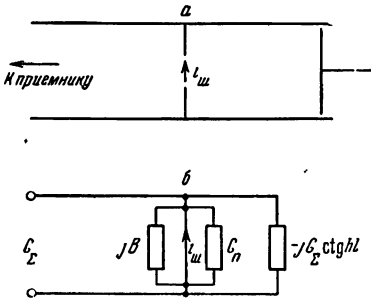


Рис. 8. Шумовой генератор с волновым шлейфом (а) и его эквивалентная схема (б)

Идеальное согласование в сторону генератора достигается только в том случае, когда

$$B - G_{\Sigma} \operatorname{ctg} hL = 0; \quad G_n = G_{\Sigma}. \quad (19)$$

Подбор нужного значения  $G_{\Sigma}$ , как и раньше, осуществляется изменением длины излучающего участка щели, настройку же контура в резонанс можно производить как со стороны щелевого плеча, так и со стороны волнового шлейфа.

При достаточно высокой добротности щелевого контура полоса согласования на уровне  $\text{КБВ} = C_1$  находится аналогично (8) и равна

$$\Delta f_{\text{согл.}} = \frac{2 \left[ \frac{1 + C_1^2}{C_1} \frac{G_{\Sigma}}{G_n} - \left( 1 + \frac{G_n}{G_{\Sigma}} \right) \right]^{1/2} \cdot f}{\frac{1}{G_{\Sigma}} \left| \frac{\partial B}{\partial \lambda} \right| \left[ \lambda + 2\pi \frac{\lambda_B L}{\lambda^2} \frac{1}{\sin^2 hL} \right]} \bigg|_{\substack{\lambda = \lambda_p \\ f = f_p}}. \quad (20)$$

Или если считать, что  $L = m \frac{\lambda_B}{2} + \frac{\lambda_B}{4}$  [в силу (17) это равносильно условию  $B = 0$ ], то

$$\Delta f_{\text{согл.}} = \frac{2 \left[ \frac{1 + C_1^2}{C_1} \frac{G_{\Sigma}}{G_n} - \left( 1 + \frac{G_n}{G_{\Sigma}} \right) \right]^{1/2} \cdot f}{\frac{1}{G_{\Sigma}} \left| \frac{\partial B}{\partial \lambda} \right|_{n=0} \left[ \lambda + n\pi + \pi \left( m + \frac{1}{2} \right) \left( \frac{\lambda_B}{\lambda} \right)^2 \right]} \bigg|_{\lambda_p}. \quad (21)$$

С увеличением числа полуволн  $n$  (в щелевом контуре) и  $m$  (в волноводном шлейфе) полоса согласования уменьшается.

Эффективную температуру шумового излучения генератора при резонансе щелевого контура можно найти, воспользовавшись формулой (13), но произведя в ней замену  $G_n \rightarrow G_n - G_{\Sigma}$ . Тогда

$$T_p = 23,4 \frac{G_{\Sigma}}{(G_{\Sigma} + G_n)^2} K F^2(\theta) \frac{\text{град}}{\text{ма}}. \quad (22)$$

Аналогично для полосы излучения на уровне 0,5 по мощности получим

$$\Delta f_{\text{изл.}} = \frac{2(G_{\Sigma} + G_n)}{\lambda \left| \frac{\partial B}{\partial \lambda} \right|_{n=0} + G_{\Sigma} \left[ n + \left( m + \frac{1}{2} \right) \left( \frac{\lambda_B}{\lambda} \right)^2 \right] \pi} \bigg|_{\lambda = \lambda_p}. \quad (23)$$

Замечательным свойством рассматриваемой системы является то, что условие оптимального согласования и условие оптимального излучения здесь в точности совпадают и сводятся к (19). При его выполнении взамен (18, 21, 22 и 23) будем иметь

$$T_p^{\text{опт}} = 5,9 \frac{KF^2(\theta)}{G_\Sigma} \frac{\text{град}}{\text{ма}}; \quad (24)$$

$$\text{КБВ}^{\text{опт}} = 1;$$

$$\Delta f_{\text{изл}}^{\text{опт}} = \frac{4f}{\frac{1}{G_\Sigma} \left| \frac{\partial B}{\partial \lambda} \right|_{n=0} \lambda + \pi \left[ n + \left( m + \frac{1}{2} \right) \left( \frac{\lambda_B}{\lambda} \right)^2 \right]};$$

$$\left( \frac{\Delta f_{\text{согл}}}{\Delta f_{\text{изл}}} \right)^{\text{опт}} = \frac{1}{2} \left( \frac{1 + C_1^2}{C_1} - 2 \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (25)$$

В оптимальном режиме полоса излучения легко оценивается по данным «холодных» измерений, так как  $\Delta f_{\text{согл}}$  и  $\Delta f_{\text{изл}}$  однозначно связаны между собой соотношением (25). Нетрудно установить и рецепт «холодной» подстройки системы в оптимальный режим. Действительно, при  $G_\Sigma = G_n$ , согласно (7), КБВ в сторону генератора при согласованном волноводном плече равно 0,5. Поэтому, если замена в волноводном плече тройника поглотителя на замыкающий поршень приведет к скачку максимально достигаемого КБВ от 0,5 до 1, то система, очевидно, будет находиться в условиях оптимальной отдачи мощности шумового излучения. Эти интересные возможности могут, по видимому, быть использованы не только при конструировании шумовых генераторов, но и для решения ряда других аналогичных задач.

Сравнивая выражения (24) и (13), мы убеждаемся еще в одном важном преимуществе систем с короткозамкнутым волноводным плечом — отдаваемая ими шумовая мощность всегда превышает мощность, получаемую при согласованном волноводном плече. Кроме того, если основным источником потерь является катодно-анодный узел лампы (активная проводимость  $G_d$ ), то для  $G_n$  имеем

$$G_n \simeq G_d K(x_d),$$

что вместо (24) дает

$$T_p^{\text{опт}} = 5,9 \frac{F^2(\theta)}{G_d} \frac{\text{град}}{\text{ма}}. \quad (26)$$

Следовательно, при перестройке генератора по диапазону можно ожидать снижения мощности только на коротковолновых участках за счет уменьшения фактора депрессии  $F^2(\theta)$  и возможного увеличения проводимости  $G_d(\lambda)$ . В описываемых в следующем разделе конструкциях генераторов  $F^2(\theta) \sim 0,8$ ,  $G_d \simeq 5 \cdot 10^{-4} \text{ ом}^{-1}$ , поэтому по формуле (26) для эквивалентной температуры имеем  $T_p^{\text{опт}} \simeq 9,5 \cdot 10^3 \text{ град/ма}$ . Экспериментальные данные будут приведены позже.

## 7. КОНСТРУКЦИЯ ШУМОВОГО ГЕНЕРАТОРА

Основным элементом шумового генератора является шумовой диод (рис. 9). Диод собирается на медном диске, разрезанном на три сектора Т-образной щелью. С обеих сторон диска напаяются стеклянные цилиндры, затягиваемые после монтажа анодно-катодного угла.

Газовый поглотитель размещается в специальном отростке. Сборка анодно-катодного узла проводится вне баллона лампы, после чего он

устанавливается внутри лампы и приваривается к медному диску: танталовый анод (длина — 4 мм, внутренний диаметр — 0,6 мм, рассеиваемая мощность — 6—10 вт) при помощи никелевого лепестка приваривается к большому (анодному) сектору, а вольфрамовый катод (диаметр 0,12 мм, длина 11 мм) с одним из малых (катодных) секторов скрепляется жестко, а к другому — для обеспечения натяжения нити катода и подвода к нему тока накала — прикрепляется через утолщенную вольфрамовую стойку.

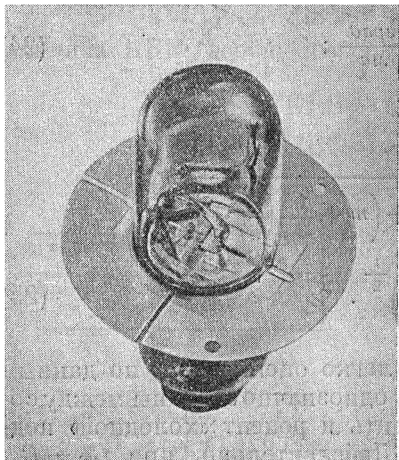


Рис. 9. Шумовой диод трехдесятиметрового диапазона

Диод вставляется в волноводно-щелевой тройник, изображенный на рис. 10. Основной волновод *a* тройника имеет два фланца: один из них служит для подсоединения ко входу градуируемого объекта (приемника), другой — для подключения поглощающей нагрузки или шлейфа с подстроечным поршнем. В основной волновод впаивают другой волновод *б* такого же сечения, образующий Н-плечо одинарного тройника. Для установки шумового диода в гнезде *в* весь тройник сделан разъемным. Само гнездо *в* выполнено в виде цилиндрических отсеков. Для предотвращения резонансного возбуждения отсеков последние должны для данного диапазона волн либо являться запертыми волноводами, либо отрезками линии, близкими к четвертьволновым. Это, кстати, накладывает ограничение на высоту стеклянного баллона лампы и составляет одну из причин трудностей продвижения диода в более коротковол-

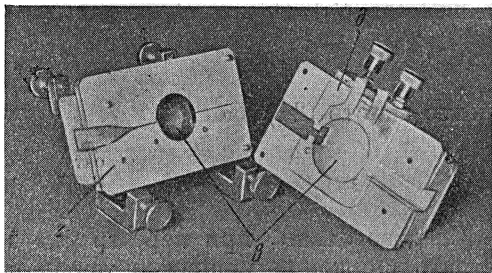
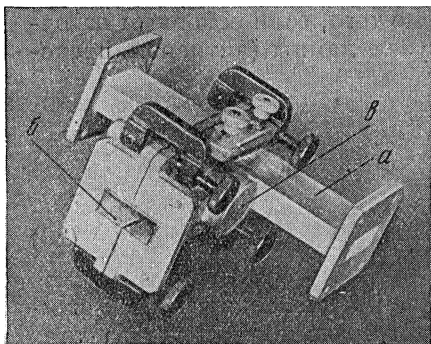


Рис. 10. Волноводно-щелевой тройник в собранном (А) и разобранном (Б) виде:

*a* — основной волновод; *б* — волновод с щелевой линией (Н — плечо тройника), *в* — гнездо для лампы; *г* — сменная диафрагма с плавным переходом. *д* — слюдяная прокладка

новые диапазоны. Для описываемого генератора первый резонанс отсека приходится на  $\lambda = 2,8—2,9$  см.

В плоскости разъема тройника укрепляются на штифтах сменные диафрагмы *г*, образующие в волноводе *б* щелевую линию, с одного конца плавно сходящую на нет, а с другого — выходящую в основной волновод в виде узкой щели. Для разных диапазонов длина излучающего участка щели различна. Поэтому генератор снабжается набором сменных диафрагм. Плавный переход от щелевой линии к волноводу позволяет настраи-

ваться в оптимальный режим излучения при помощи обычного волноводного поршня. Для правильного размещения лампы и получения точного совпадения щели в диафрагме с вырезами в диске лампы в последнем выштамповываются отверстия, а в соответствующем месте тройника ставятся шпильки. Два катодных сектора изолируются от корпуса патрона при помощи слюдяных прокладок  $\delta$ , наклеиваемых на диафрагму и на одну из стенок. Подключение накала к катодным секторам осуществляется катодными шинами.

В десятисантиметровом диапазоне, как уже упоминалось, можно обойтись и без тройника, размещая диод непосредственно в основном волноводе — в центре полуволновой щели.

## 8. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Приведем типичные характеристики шумового генератора. Остановимся прежде всего на кривой зависимости  $\bar{i}_{\text{ш}}^2$  от величины анодного тока  $i_0$ . Теоретически, согласно (2), это — прямая линия. В действительности же неравномерность нагрева катода, а также расстройка анодно-катодного узла при сильном токе  $i_0$  приводят к некоторым отклонениям от прямой линии. Типичная кривая изобра-

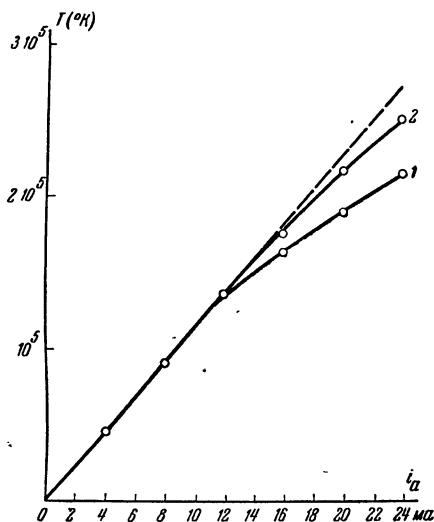


Рис. 11. Зависимость эффективной температуры шумов от анодного тока для лампы.

1 — без подстройки; 2 — с подстройкой

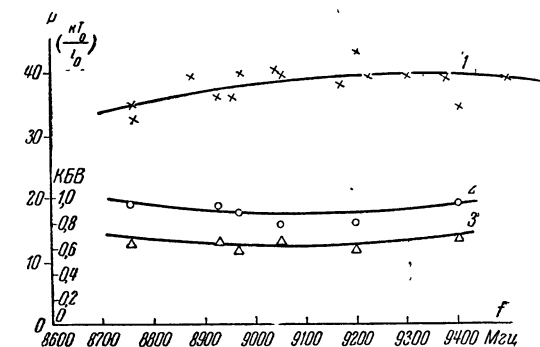


Рис. 12. Изменение мощности и КВВ в рабочем тракте по диапазону:

1 — излучаемая мощность; 2 — КВВ после дополнительной подстройки (без согласования); 3 — КВВ при настройке на максимум излучения

жена на рис. 11 (эксплуатационный ток  $i_0 = 15$  ма). Возможность линейной электрической регулировки мощности шума — одно из важных достоинств шумовых диодных генераторов.

На рис. 12 изображена экспериментальная зависимость шумовой мощности от длины волны в диапазоне  $f = 8700\text{—}9500$  МГц при последовательной перестройке всякий раз в оптимальный режим указанным в разделе 6 приемом. Там же показана зависимость КВВ в точках максимального излучения.

Из рис. 13 можно получить представление о полосах частот по излучению и согласованию как в строго оптимальном режиме, так и при небольших отклонениях от оптимального режима. Последнее определяется по несовпадению максимумов кривых. Отношение полос  $\frac{\Delta f_{\text{согл}}}{\Delta f_{\text{изл}}}$  с точностью до 10% совпадает с теоретически найденным по формуле (25). Совпадение той же точности достигается и в оценке излучаемой мощности, что следует признать вполне удовлетворительным, так как изложенная

выше приближенная теория никак не может претендовать на описание тонких подробностей поведения системы, особенно при сильном отступлении от резонансного режима.

Приведем, наконец, сводку типичных данных шумового генератора.

Диапазон перестройки  $\lambda = 2,9-4$  см.

Мощность шумов (в единицах  $kT_0$  на 1 ма анодного тока)  $P_f = 30-40 kT_0$ .

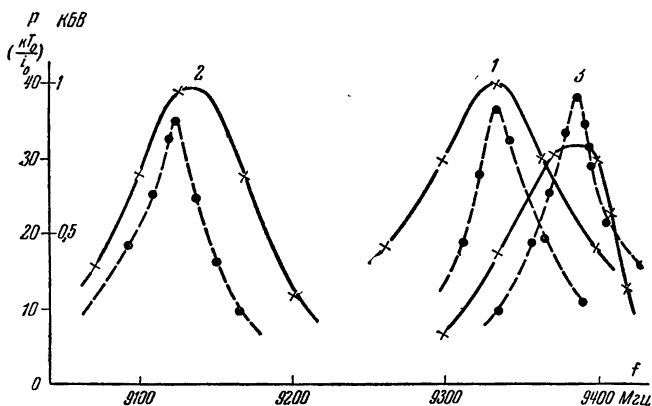


Рис. 13. Резонансные кривые по мощности (сплошные) и КВВ в рабочем тракте в различных точках диапазона:

1 — для оптимального; 2 и 3 — для неоптимальных режимов

Допустимый анодный ток  $i_0 = 15$  ма.

Полоса излучения (уровень 0,5)  $\Delta f_{изл} = 100$  МГц.

Полоса согласования (уровень КВВ = 0,6)  $\Delta f_{согл} = 30$  МГц.

Ток накала  $i_n = 2 \div 2,2$  а. Анодное напряжение  $V_0 = 300$  в,  $2r_a = 600$  мк,  $2r_n = 120$  мк. Фактор депрессии ( $\lambda = 3,2$  см)  $F^2(\theta) = 0,8$ .

Измерения шумовой мощности производились на радиометрическом компараторе, принципиально не отличающемся от компараторов, описанных в [14].

## 9. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в трехсантиметровом диапазоне волн коаксиальные диоды могут быть успешно использованы в качестве маломощного источника шумов, предназначенного для измерительных целей. Правда, этот источник может служить только вторичным эталоном, т. е. нуждается в предварительной градуировке, но построенный на его основе шумовой генератор весьма компактен и прост, а главное позволяет с достаточной большой точностью производить линейную регулировку излучаемой мощности. Изготовление абсолютных дробовых источников шума в сантиметровом диапазоне, повидимому, также в принципе возможно. Но преодоление возникающих при этом расчетных и конструктивных трудностей вряд ли оправдывается, поскольку существующие уже тепловые генераторы, хотя и менее удобны при больших температурах ( $T \sim 10^3$ °К), но вполне надежны.

## ЛИТЕРАТУРА

1. С. М. Рытов, Теория электрических флуктуаций и теплового излучения, Изд. АН СССР, 1953.
2. W. W. Mumford, A broad-band microwave noise source, B. S. T. J., 1949, 28, 4, 608.
3. T. J. Bridges, A Gas-discharge noise source for eight — millimeter waves, Proc. I. R. E., 1954, 42, 5, 818.
4. «Ламповые усилители», Советское радио, 1951.

5. R. Kampfner, I. Hatton, E. Schneider, L. A. G. Dresel, The transmission-line diode as noise source at centimetre wavelengths, J. I. E. E., 1946, 93, 3A, 1436.
6. Л. А. Вайнштейн, Теория дробового эффекта при наличии пространственного заряда, 1948, Советское радио, Сборник научных трудов, XI.
7. E. Spenke, Die Frequenzabhängigkeit des Schroteffektes, Wiss. Veroff. a. d. Siemens Werken, 1937, 16, 127.
8. J. J. Freeman, On the relation between the conductance and the noise power spectrum of certain electronic streams, J. Appl. Phys., 1952, 23, 1223.
9. М. Л. Левин, Резонансные щелевые антенны в волноводах, Изв. АН СССР, 1948, 12, 8.
10. М. Л. Левин, К теории щелевых антенн, ДАН СССР, 1947, 58, 6, 1039.
11. М. А. Миллер, В. Н. Победоносцев, И. Ф. Белов, Измерение распределения напряжения вдоль щелевых антенн, Ученые записки Горьковского государственного университета, XXVII, 1954, серия физическая.
12. М. Л. Левин, Пассивные излучающие системы в волноводах, ДАН СССР, 1953, 91, 807.
13. М. Т. Грехова, Авторское свидетельство № 13747, 1951, МЭСЭП,
14. R. H. Disko, The measurement of thermal radiation at microwave frequencies, Rev. Sci. Instr., 1946, 17, 268.

Поступила в редакцию  
14 III 1956

---