

ИЗЛУЧЕНИЕ ЭЛЕКТРОННЫХ СГУСТКОВ НАД ДИФФРАКЦИОННОЙ РЕШЕТКОЙ

В. Н. Парыгин

В работе рассмотрена возможность создания электронного умножителя частоты, в котором электронные сгустки излучают при движении вблизи слабо гофрированной металлической поверхности. Найдены и проанализированы выражения для поля над бесконечной и конечной гофрированной поверхностью, оценена излучаемая мощность. Проведена экспериментальная проверка теоретических результатов.

В настоящей статье рассматривается возможность создания электронных умножителей частоты, в которых используется излучение модулированного по плотности электронного потока, движущегося вблизи гофрированной металлической поверхности. Подобные устройства, где заранее сформированные электронные сгустки отдают свою энергию на частоте, более высокой, чем формирующая, могут облегчить освоение коротковолновой части СВЧ диапазона.

Следует заметить, что при расчете обратным влиянием поля на сгустки можно пренебречь. Последнее позволяет использовать в теории электронных умножителей приближение заданных токов.

1. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

Так как основной интерес представляет выяснение качественных закономерностей, задачу можно решать при следующих упрощениях.

1. Металлическая поверхность считается идеально проводящей.

2. Вместо реальной трехмерной задачи рассматривается двумерная. Это означает, что все величины не меняются вдоль оси x , т. е. электронный пучок и гофрированная поверхность бесконечны по ширине. Поэтому излучаемая мощность может быть рассчитана лишь на единицу ширины пучка. Полученные результаты качественно применимы в случае достаточно широких ленточных электронных пучков, использование которых на практике позволяет увеличивать работающий ток при сохранении неизменной плотности тока.

3. Металлическая поверхность — слабо гофрированная, т. е. $2h \ll \lambda$, где $2h$ — глубина гофра, λ — длина излучаемой волны. Замедляющие свойства такой поверхности выражены слабо; основная волна над ней практически распространяется со скоростью света. Однако среди пространственных гармоник поля имеются достаточно медленные гармоники, эффективно взаимодействующие с электронным пучком.

4. Для простоты вначале предполагается, что поверхность гофрирована по синусоидальному закону.

Итак, допустим, что над идеально проводящей металлической поверхностью, гофрированной по синусоиде $z = h \sin(2\pi y/l)$, проходит достаточно тонкий электронный поток. Вследствие линейности

системы достаточно рассмотреть одну гармоническую составляющую потока

$$J = J_0 \delta(z - z_0) e^{i(k_{эп} y - \omega t)},$$

где J_0 — амплитуда гармонической составляющей тока на единицу ширины потока, ω — ее частота, $k_{эп} = \omega/v$, v — скорость движения электронных сгустков, z_0 — расстояние между электронным пучком и металлической поверхностью, δ — дельта-функция. (см. рис. 1). При малой глубине модуляции поверхности ($k_{эп} h \ll 1$) задача может быть решена методом теории возмущений.

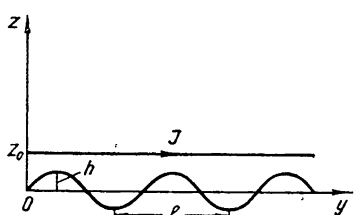


Рис. 1.

Если известно электромагнитное поле над некоторой металлической поверхностью, то изменение этого поля при малом искажении поверхности выражается интегралом [1,2]

$$\Delta H = \frac{i\omega}{4\pi} \int_{S_0} (E_n^{\circ} E_n' - H_t^{\circ} H_t') h(S) dS, \quad (1)$$

где S_0 — первоначальная поверхность, $h(S)$ — высота искажения по нормали, E° и H° — поле над неискаженной поверхностью, E' и H' — поле единичного диполя, помещенного в точку наблюдения; индексы n и t означают нормальные и тангенциальные компоненты поля.

Аналогичным образом выражается изменение электрического поля (только вместо единичного магнитного диполя в точку наблюдения надо поместить единичный электрический диполь). Выражение (1) справедливо, если в области интегрирования $\Delta E \ll E^{\circ}$ и $\Delta H \ll H^{\circ}$. Для выполнения этих условий необходимо, чтобы искаженная и неискаженная поверхности были всюду близки и образовывали между собой малые углы. Отметим, что в случае наличия участков с большими углами равенство (1) остается справедливым (с точностью до $\Delta H/H^{\circ}$), если эти участки составляют малую часть области интегрирования.

Выберем в качестве неискаженной поверхности плоскость $z=0$. Тогда после простых преобразований получим над бесконечной по оси y гофрировкой:

$$\begin{aligned} \Delta H_x = & \frac{2\pi J_0 h}{c} \frac{k_{эп}(k_{эп} + k_0) - k^2}{V(k_{эп} - k_0)^2 - k^2} \exp \left\{ -\sqrt{k_{эп}^2 - k^2} z_0 - \right. \\ & \left. - \sqrt{(k_{эп} + k_0)^2 - k^2} z + i[(k_{эп} + k_0)y - \omega t] \right\} - \\ & - \frac{2\pi i J_0 h}{c} \frac{k_{эп}(k_{эп} - k_0) - k^2}{V k^2 - (k_{эп} - k_0)^2} \exp \left\{ -\sqrt{k_{эп}^2 - k^2} z_0 + \right. \\ & \left. + i[(k_{эп} - k_0)y + \sqrt{k^2 - (k_{эп} - k_0)^2} z - \omega t] \right\}, \end{aligned} \quad (2)$$

где c — скорость света, $k = \omega/c$ — волновое число, $k_0 = 2\pi/l$. Зная ΔH_x , найдем:

$$\Delta E_y = \frac{i}{k} \frac{\partial \Delta H_x}{\partial z}; \quad \Delta E_z = -\frac{i}{k} \frac{\partial \Delta H_x}{\partial y},$$

остальные компоненты поля равны нулю. Можно показать, что полученные выражения справедливы, если

$$k_{эп} h \ll 1; \quad k_{эп} h \ll \sqrt{1 - k^2/(k_{эп} - k_0)^2}. \quad (3)$$

Если $(k_{эл} - k_0)^2 = k^2$, то метод возмущений становится неприменимым, так как второй член в (2) при этом обращается в бесконечность, поэтому возможность приближения к этой точке ограничивается вторым из неравенств (3).

Перейдем к анализу полученных выражений для поля. Первый член представляет собой поверхностную волну, распространяющуюся медленнее, чем электронные сгустки. Второй член в зависимости от скорости электронного потока может иметь либо поверхностный, либо пространственный характер. Эта волна за время l/v обгоняет электронный сгусток на одну длину волны, т. е.

$$ul/v - l = \lambda, \quad (4)$$

где u — фазовая скорость волны.

Полное поле над гофрированной поверхностью $H = H^0 + \Delta H$, где H^0 — это волна, сопровождающая электронный поток (ее скорость равна v , а волновое число вдоль поверхности — $k_{эл}$). ΔH определяется выражением (2).

Таким образом, при малой глубине $h(k_{эл} h \ll 1)$ вынужденное поле имеет лишь пространственные гармоники с волновыми числами $k_{эл}$, $k_{эл} - k_0$ и $k_{эл} + k_0$. Все остальные гармоники более высокого порядка по $k_{эл} h$ и в данном приближении не учитываются.

Полученное в (2) поле следует считать вынужденным, так как скорость каждой его гармоники определяется скоростью электронного потока. Можно ожидать значительного увеличения излучаемой мощности, когда скорость вынужденной волны совпадает со скоростью собственной волны над гофрированной поверхностью. При малой глубине h замедляющие свойства поверхности выражены слабо; фактически собственная волна распространяется со скоростью света. Однако из трех гармоник вынужденного поля лишь одна (с волновым числом $k_{эл} - k_0$) может достигать скорости света. Эту гармонику интересно рассмотреть подробнее.

Если при фиксированной частоте менять скорость движения сгустков, то при $v < \omega/(k_0 + k)$ рассматриваемая волна имеет поверхностный характер (в соответствии с (4)). При $v = \omega/(k_0 + k)$ u становится равной c . Эта „скользящая“ вдоль поверхности волна уже не имеет поверхностного характера, так как ее амплитуда не убывает экспоненциально от поверхности; продольные компоненты отсутствуют, скорость равна c . С дальнейшим ростом v волна вообще отрывается от поверхности и распространяется под углом α к ней, определяемым соотношением

$$k_{эл} - k \cos \alpha = 2\pi/l. \quad (5)$$

При $v = \omega/(k_0 - k)$ излучение вновь прижимается к поверхности, но теперь волна движется в направлении, обратном движению электронов. В дальнейшем волна вновь становится поверхностной.

Возможна следующая физическая трактовка этого явления. Электронный сгусток и его электростатическое изображение в гофрированной поверхности образуют диполь, движущийся со скоростью v и колеблющийся с частотой $\omega_0 = 2\pi v/l = k_0 v$. Вследствие эффекта Доплера этот диполь излучает в направлении α частоту $\omega = \omega_0 \left(1 + \frac{v}{c} \cos \alpha\right)$, что в точности соответствует (5).

Переходя к интенсивности излучения, отметим, прежде всего, что она пропорциональна квадрату силы тока. Поэтому эффективность системы вполне характеризуется сопротивлением излучения, т. е. отношением излученной мощности к квадрату силы тока. Кроме того, интенсивность сильно зависит от расстояния между

потоком электронов и поверхностью $\exp(-2\sqrt{k_{эп}^2 - k^2 z_0})$. Этот множитель появляется во всех системах СВЧ с длительным взаимодействием поля и тока.

Излучаемая мощность достигает максимума, когда волна „скользит“ вправо или влево вдоль поверхности со скоростью света. Над синусоидальной поверхностью такой „резонансный“ характер имеет лишь гармоника с волновым числом $k_{эп} - k_0$. Остальные две гармоники при $v < c$ никогда не достигают скорости света и по своей интенсивности значительно слабее „резонансной“ гармоники.

Как указывалось, в точке „резонанса“ выражение (2) обращается в бесконечность, и применение теории возмущений становится неоправданным. Однако эту трудность можно снять, если гофр на металлической поверхности имеет конечные размеры по y . Для этого в интеграле (1) следует положить: $h(y) = h \sin(2\pi y/l)$ при $-a < y < a$ и $h(y) = 0$ вне этих пределов ($2a$ — длина гофра). Тогда при $kR \gg 1$ и $R \gg a$

$$\begin{aligned} \Delta H_x = & \sqrt{8\pi} J_0 h k a (k_{эп} \cos \alpha - k) \frac{\sin[(k_{эп} + k_0 - k \cos \alpha) a]}{(k_{эп} + k_0 - k \cos \alpha) a} \exp(-\sqrt{k_{эп}^2 - k^2 z_0}) \times \\ & \times \frac{\exp i(kR - \omega t)}{c \sqrt{kR}} - \sqrt{8\pi} J_0 h k a (k_{эп} \cos \alpha - k) \times \\ & \times \frac{\sin[(k_{эп} - k_0 - k \cos \alpha) a]}{(k_{эп} - k_0 - k \cos \alpha) a} \exp(-\sqrt{k_{эп}^2 - k^2 z_0}) \frac{\exp i(kR - \omega t)}{c \sqrt{kR}}, \end{aligned} \quad (6)$$

где R — расстояние от точки $y = 0$ до точки наблюдения. Первый член в (6) представляет собой излучение поверхностной волны с волновым числом $k_{эп} + k_0$ за счет конечности гофрировки (см. [3]), второй — излучение гармоники с волновым числом $k_{эп} - k_0$.

Если гофр содержит хотя бы несколько периодов, второй член много больше первого. Отметим, что при конечной длине синусоидальной части поверхности теория возмущений всегда применима, если h достаточно мало.

Без учета слабого излучения поверхностной волны вектор Умова — Пойнтинга равен

$$|s| = 2J_0^2 h^2 k^2 a^2 (k_{эп} \cos \alpha - k)^2 \frac{\sin^2[(k_{эп} - k_0 - k \cos \alpha) a]}{(k_{эп} - k_0 - k \cos \alpha)^2 a^2} \frac{\exp(-2\sqrt{k_{эп}^2 - k^2 z_0})}{ckR}. \quad (7)$$

Отсюда интегрированием по α определяется мощность и сопротивление излучения на единицу ширины электронного потока. Заметим, что выражение (7) определяет и диаграмму направленности излучения.

Интенсивность в направлении максимума (где выполняется (5)) пропорциональна квадрату длины $2a$, что соответствует простому физическому факту сложения амплитуд в интерференционном максимуме. С другой стороны, это можно рассматривать как линейный рост амплитуды поля вдоль системы, характерный для случая взаимодействия электронного потока с замедленной волной в приближении заданных токов.

Представляет интерес рассмотрение несинусоидальной гофрированной поверхности. Пусть поверхность образует периодическую последовательность выступов и канавок произвольной формы: (При этом необходимо помнить о тех ограничениях на форму искажения поверхности, с которыми связано использование формулы (1).)

Тогда форма поверхности определяется координатами z_n и y_n , причем

$$z_n = \sum_{m=-\infty}^{\infty} h_m \exp(-imk_0 y_n).$$

Интеграл (1) в этом случае равен

$$\Delta H_x = \frac{4\pi J}{c} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \frac{h_m [(k_{эЛ} - mk_0) k_{эЛ} - k^2]}{\sqrt{(k_{эЛ} - mk_0)^2 - k^2}} \exp \left\{ -\sqrt{k_{эЛ}^2 - k^2} z_0 - \right. \\ \left. - \sqrt{(k_{эЛ} - mk_0)^2 - k^2} z_0 + i [(k_{эЛ} - mk_0) y - \omega t] \right\}. \quad (8)$$

Из (8) следует, что пространственная гармоника m достигает максимума, когда $(k_{эЛ} - mk_0)^2 = k^2$. При этом она образует волну, „скользящую“ вправо или влево вдоль поверхности со скоростью света, и обгоняет электронный сгусток на m длин волн за время l/v .

Выражение (8) показывает, что при малой глубине гофра поверхность можно рассматривать как сумму независимых синусоидальных поверхностей, на каждой из которых образуется своя пространственная гармоника. Это связано с пренебрежением членами, содержащими $k_{эЛ} h$ в степени выше первой. В общем случае произвольной глубины даже синусоидальное граничное условие может быть удовлетворено лишь бесконечным набором пространственных гармоник. Изменение формы металлической поверхности влечет за собой лишь перераспределение относительной интенсивности различных гармоник.

Указанное свойство слабо гофрированной поверхности имеет большое практическое значение. При соблюдении правильного периода даже значительная разница в форме отдельных выступов слабо сказывается на первой пространственной гармонике. Требования к качеству выполнения поверхности понижаются, поле как бы не замечает формы малых по сравнению с длиной волны неоднородностей. На коротких волнах такая структура может быть изготовлена как оптическая дифракционная решетка.

В описанном множителе частота может меняться в широких пределах одновременным изменением модулирующей частоты и скорости электронного потока.

Дополнительным преимуществом электронного умножителя является простота выходного устройства, в качестве которого может служить рупор, принимающий излучение высокой частоты.

В заключение отметим, что в заметке [1] описывается наблюдение видимого свечения при прохождении сплошного электронного потока над оптической дифракционной решеткой. При этом цвет свечения менялся в зависимости от угла наблюдения. Получение столь высокой частоты было связано с применением высокого ускоряющего напряжения (400 кВ). Однако и при напряжениях в 2,5—3 кВ над дифракционной решеткой можно получать волны длиной до $5 \cdot 10^{-4}$ мм. Следует отметить, что из-за отсутствия электронных сгустков интенсивность наблюдавшегося в [1] излучения была невелика.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Эксперимент проводился на серии отпаянных вакуумных трубок. Так как основной интерес представляло сопротивление излучения системы, макеты для простоты изготавливались слаботочными (рабо-

чий ток от 100 мка до нескольких ма). Поэтому полученные мощности были малы.

Конструкция умножителя изображена на рис. 2. Электронный поток модулируется по скорости переменным напряжением, подаваемым на сетки 1, 2. В пространстве постоянного потенциала (между сетками 2, 3) происходит группировка электронов. Именно этот процесс позволяет осуществить в описанном устройстве умножение частоты. Между сетками 3, 4 электронные сгустки приобретают необходимую скорость и затем равномерно двигаются над гофрированной поверхностью.

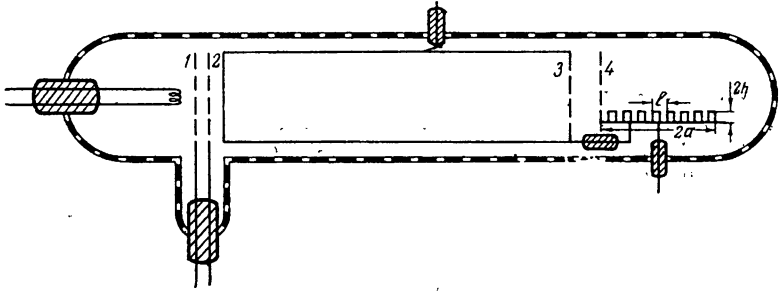


Рис. 2. Конструкция электронного умножителя

Измерения проводились в диапазоне $\lambda=3,1-3,4$ см, причем макеты работали как умножители частоты с коэффициентами 3, 4 и 5.

Постоянное напряжение в пространстве группировки составляло 400—1000 в; ускоряющее напряжение не превышало 2500 в. Прием излучения производился с помощью стандартного рупора. Величина мощности измерялась анализатором спектра, проградуированным в диапазоне $10^{-5}-10^{-10}$ вт.

На серии умножителей была снята зависимость мощности излучения P от ускоряющего напряжения V . Рис. 3 показывает достаточно хорошее соответствие эксперимента и теории. Заметим, что второй максимум на экспериментальной кривой соответствует излучению в обратном направлении, отраженному в сетке 4 и попавшему в приемный рупор. Напряжение, соответствующее этому максимуму, несколько менялось для разных ламп, что связано с различными условиями отражения.

Исследование зависимости излучения от глубины гофрировки показало, что теоретические выводы, полученные для $2h \ll \lambda$, справедливы при $2h = 0,05-0,4$ см ($2h/\lambda \leq 0,1$). При этом зависимость излученной мощности от параметров системы

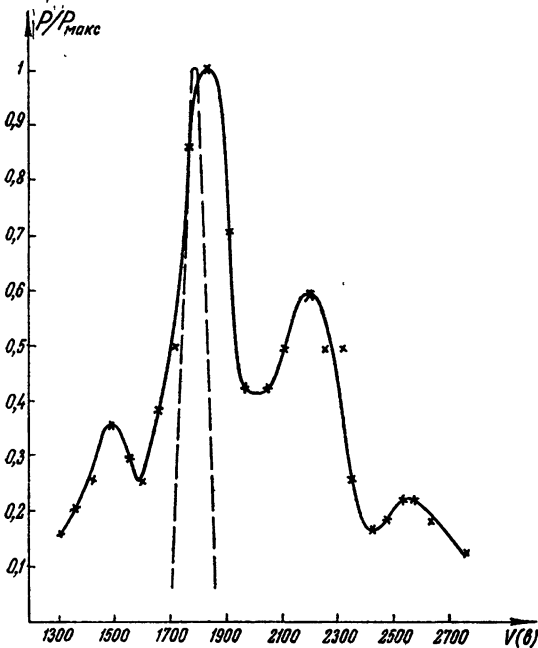


Рис. 3. Зависимость излучаемой вперед мощности P от ускоряющего напряжения V . Сплошная кривая — экспериментальная, пунктирная — теоретическая.

и скорости сгустков соответствует теории. При $2h=0,7$ см ($2h/\lambda > 0,2$) максимум излучения сдвигался в сторону больших напряжений на 1500 в.

Проводилось исследование диаграммы направленности излучения в зависимости от скорости электронного потока. Приемником в этом случае служил открытый конец волновода, располагавшийся на расстоянии около 10 см от гофрированной поверхности и перемещавшийся по дуге 90° .

На рис. 4а представлены снятые таким образом диаграммы направленности при трех значениях скорости электронов (для глубины гофра $2h=0,1$ см). Соответствующие теоретические кривые приведены на рис. 4б. Из этих графиков видно, что в соответствии с теорией увеличение напряжения приводит к ослаблению излучения вдоль системы и к росту излучения под углом. Полного соответствия теоретической и экспериментальной кривых не наблюдается из-за наличия отражений. При большой глубине гофра ($2h=0,7$ см) такого качания диаграммы направленности не происходит.

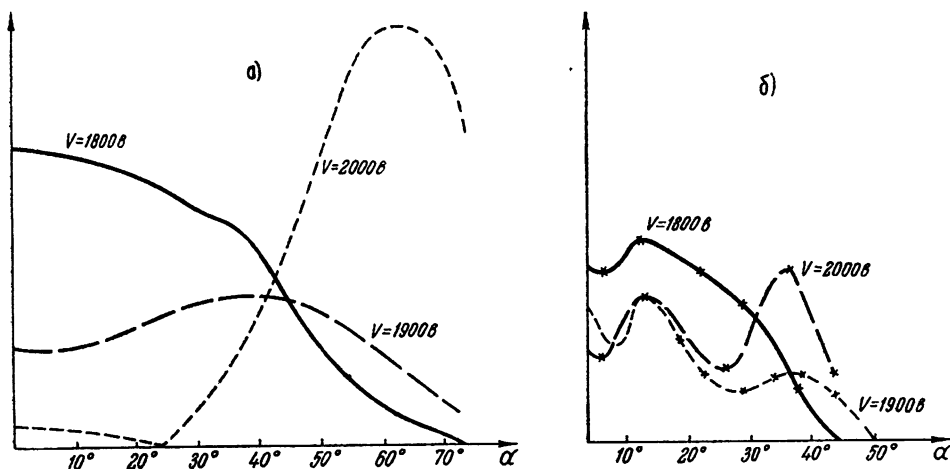


Рис. 4. Диаграммы направленности при различных ускоряющих напряжениях: а) экспериментальные, б) теоретические.

Полученные экспериментальные значения сопротивления излучения ($0,1 \div 1$ ом) по порядку величины совпадают с расчетными при данных параметрах системы.

Таким образом, описанные системы могут быть положены в основу конструкции широкополосных умножителей частоты.

Их преимущества состоят в следующем.

1. Возможность перехода в сторону более коротких волн при сохранении низких ускоряющих напряжений за счет уменьшения периода гофра, что технически достижимо из-за слабых требований к точности изготовления.

2. Простота „съема“ мощности.

3. Большая монохроматичность излучения по сравнению с другими методами электронного умножения частоты без резонаторов (использование переходного излучения и т. п.).

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. З. Каценеленбаум, ЖТФ, 25, 546 (1955).
2. В. Б. Брагинский, Радиотехника и электроника, 1, 232 (1956).
3. А. З. Фрадин, Антенны СВЧ, изд. Сов. радио, М., 590, 1957.
4. S. J. Smith, Phys. Rev., 92, 1069 (1953).

Московский государственный университет

Поступила в редакцию 10 ноября 1957 г.,
после переработки — 29 мая 1958 г.