

12. Епифанов Г.И. Физика твердого тела. - Москва: Высшая школа, 1971. - С. 161 - 163.
13. Горбунова О.И., Зайцева А.М., Красников С.Н. Задачник-практикум по общей физике. - Москва: Просвещение, 1978. - С. 106.

Поступила в редколлегию 6 июля 1995 г.

УДК 537.87 : 621.37

ПРИМЕНЕНИЕ МЕТАЛЛОДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПЕРИОДИЧЕСКИХ СТРУКТУР В ЭЛЕКТРОНИКЕ КВЧ

Воробьев Г.С., доц., Макеев О.С., асп., Пушкарев К.А., ст. науч. сотр.,
Цык А.И.,* вед. науч. сотр.
(*ИРЭ НАН Украины)

ВВЕДЕНИЕ

Одной из проблем в области физики и техники миллиметровых и субмиллиметровых волн является создание высокоэффективных источников электромагнитных колебаний и элементной базы радиосистем. Значительные успехи в этом направлении достигнуты при использовании явлений трансформации поверхностных электромагнитных волн источников различных модификаций в объемные волны на специальных открытых электродинамических системах [1,2]. В электронике крайне высоких частот (КВЧ) трансформация поверхностных волн электронных пучков (ЭП) в объемные волны реализуется при использовании радиационных эффектов, наиболее широкое применение из которых нашли дифракционное, черенковское и переходное излучения. На эффекте дифракционного излучения (ДИ) предложен и реализован новый класс приборов - генераторы дифракционного излучения (ГДИ).

Вместе с тем, теоретические и экспериментальные исследования [3-6] указывают, также, на возможность использования черенковского излучения (ЧИ) либо комбинации дифракционно-черенковского излучения (ДЧИ) в конкретных схемах генераторов КВЧ [7]. В качестве преобразователя поверхностных волн ЭП в объемные в таких устройствах используются периодические металлодиэлектрические структуры (МДС) типа диэлектрический слой (резонатор) - дифракционная решетка (ДР), которые обладают широкими функциональными возможностями как в плане построения новых модификаций источников колебаний КВЧ, так и в плане создания элементной базы радиосистем.

АНАЛИЗ ВОЗМОЖНЫХ СХЕМ УСТРОЙСТВ ЭЛЕКТРОНИКИ КВЧ НА БАЗЕ МДС

На рис.1а, для сравнения с ниже анализируемыми приборами, представлена простейшая схема ГДИ. Принцип действия таких устройств основан на эффекте излучения модулированного по плотности заряда ЭП 1, движущегося вблизи дифракционной решетки (периодической структуры) 2, расположенной на нижнем зеркале открытого резонатора (\rightarrow ОР). Модулированный по плотности заряда ЭП образует электронную волну конвекционного тока, распространяющуюся вблизи ДР с постоянной фазовой скоростью, удовлетворяющей условию

возбуждения дифракционного излучения. Такая электронная волна тока возбуждается в ЭП при взаимодействии его с полем медленной пространственной дифракционной гармонике, которая образуется при дифракции электромагнитной волны на периодической структуре.

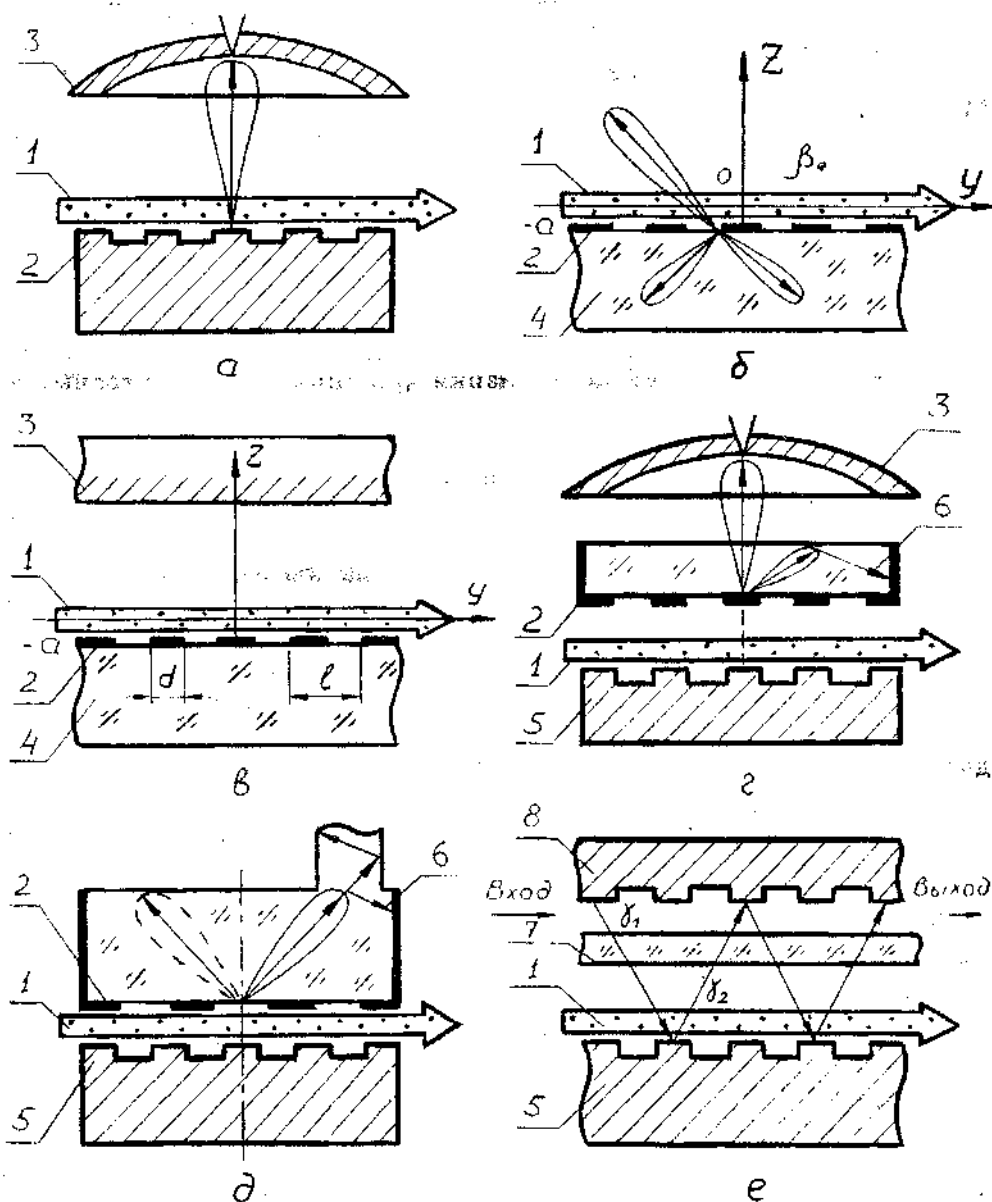


Рис.1. Схемы анализируемых систем и приборов. а - базовый ГДИ; б, в - теоретические модели систем; г, д - ГДИ и ЛОВ с металлодиэлектрическими резонаторами; е - ЛВВ-усилитель на объемных волнах с металлодиэлектрической структурой

Оптимальную плотность энергии дифракционного излучения ЭП возбуждает при синхронизме медленной волны пространственного заряда с полем медленной дифракционной гармонике. В таком приборе электронно-волновые процессы энергообмена происходят на собственных колебаниях

ОР, обеспечивающего обратную связь дифракционного излучения с ЭП, где полное поле представляет собой сумму объемного поля в ОР и поверхностных волн пространственных дифракционных гармоник вблизи ДР.

Наряду с вышеописанным устройством, практический интерес представляют приборы, содержащие МДС, вдоль которой движется ЭП. Решение идеализированных задач в приближении заданного тока для теоретических моделей таких систем, представленных на рис. 16, в, показало, что последние обладают широкими функциональными возможностями, позволяющими строить на их основе новые устройства техники и электроники КВЧ. Общим признаком исследуемых теоретических моделей является наличие монохроматического ЭП 1, движущегося вблизи МДС. Последняя образована, в простейшем случае, ленточной ДР 2, расположенной в плоскости $z = -a$ на поверхности диэлектрического слоя 4 (рис. 16). Из анализа электромагнитных полей в вакууме и диэлектрике следует [6], что рассеянное поле представляет собой суперпозицию распространяющихся (объемных) и затухающих (поверхностных) относительно оси Oz волн дифракционных гармоник. При этом направления волновых векторов, зависящих от параметров $k = l/\lambda$, $\beta_e = V_e/c$, n , ε (l - период ДР, λ - длина волны генерации, V_e - скорость ЭП, c - скорость света, n - номер гармоники, ε - диэлектрическая проницаемость среды), определяют угол излучения объемных волн в вакууме:

$$\gamma_n = \arccos \tau_n, \quad z > -a; \quad (1)$$

в диэлектрике:

$$\gamma_{n_0} = -\arccos \frac{\tau_n}{\sqrt{\varepsilon}}, \quad z < -a, \quad (2)$$

где $\tau_n = (\eta + n)k^{-1}$; $\eta = k/\beta_e$. Углы со знаком "+" отсчитываются против часовой стрелки, а со знаком "-" - по часовой стрелке (в диэлектрике) относительно направления движения ЭП. Волны в свободное пространство излучаются при условии $\tau_n < 1$, а в диэлектрическую среду - при условии $\tau_n < \sqrt{\varepsilon}$, что для скоростей ЭП определяется следующими неравенствами:

$$\frac{k}{n+k} \leq \beta_e \leq \frac{k}{n-k}, \quad z > -a; \quad (3)$$

$$\text{или условие } \frac{k}{n+k\sqrt{\varepsilon}} \leq \beta_e \leq \frac{k}{n+k\sqrt{\varepsilon}}, \quad z < -a \quad (4)$$

Из соотношений (1) - (4) видно, что при заданных параметрах k , β_e , ε в свободном пространстве возбуждаются только "отрицательные" пространственные гармоники ($n = -1, -2, -3, \dots$), а в диэлектрическую среду - гармоники с $n = 0, 1, 2, \dots$. При этом излучение на нулевой ($n=0$) пространственной гармонике возбуждается при тех же условиях, что и черенковское излучение ЭП, движущегося вблизи неэкранированного решеткой диэлектрика, т.е. при скоростях электронов $\varepsilon (\beta_e)^2 > 1$ с углом излучения $\cos \gamma_{0e} = 1/(\beta_e \sqrt{\varepsilon})$. Поэтому такое излучение можно назвать черенковским, а решетку рассматривать как экранирующий фактор, влияющий на коэффициент связи ЭП с диэлектрической средой. Сравнительный анализ энергетических характеристик дифракционного и черенковского излучений показывает, что плотность энергии ЧИ преимущественно превышает плотность энергии ДИ и зависит от

толщины диэлектрического слоя [6]. Вместе с тем, плотность энергии ДИ можно существенно повысить, используя отражающие экраны [3] (рис.1в), либо двойные периодические структуры [5].

Поскольку описанные выше свойства преобразования энергии ЭП в объемные волны излучения на границе диэлектрик – ДР сохраняются и в случае реальной среды (с учетом потерь), то можно сделать вывод о возможности практической реализации теоретических результатов в конкретных схемах устройств. Так, в частности, на рис.1г приведена схема дифракционно-черенковского генератора [7], построенная на базе ГДИ, в которой используется режим одновременного возбуждения ДИ и ЧИ. ЭП 1 попадает в канал, образованный периодической структурой 5 и ленточной ДР 2, являющийся одновременно пространством взаимодействия с ВЧ полями ОР ГДИ и дополнительного диэлектрического резонатора 6. При пролете электронов вдоль системы одновременно возбуждается ДИ и ЧИ под углами, определяемыми соотношениями (1), (2) для скоростей электронов, лежащих в интервале $1/\sqrt{\epsilon} \leq \beta_0 < 1$. Периоды решеток $l = n \beta_0 \lambda$ выбраны из условия возбуждения ДИ под углом 90° к их поверхности. Толщина диэлектрического резонатора Δ определяется соотношением [6] для обеспечения в нем максимальной плотности энергии ЧИ.

Таким образом, при соответствующем выборе параметров λ , Δ и β_0 ДИ с минимальными потерями идет на запитку ОР (диаграмма излучения – по нормали, рис.1г), а ЧИ, за счет полного внутреннего отражения от боковой поверхности диэлектрика, идет на запитку диэлектрического резонатора (диаграмма излучения – под углом, рис.1г). Резонаторы имеют конфигурацию, обеспечивающую обратную связь с ЭП. На рис.1д приведен пример комбинированного использования модуляции ЭП полем поверхностной медленной волны и вывода энергии по ЧИ в лампе обратной волны (ЛОВ). В этом случае ЭП 1 взаимодействует с полем поверхностной медленной волны замедляющей системы 5 и модулируется по плотности заряда. Одновременно, для скорости электронов, превышающей фазовую скорость волны в диэлектрике резонатора 6, возникает ЧИ (диаграмма излучения на рис.1д). При этом период ленточной ДР выбирается из условия возбуждения в диэлектрическую среду только ЧИ: $\lambda < 0,5\lambda/\sqrt{\epsilon}$.

На рис.1е представлена схема ЛБВ (лампы бегущей волны) - усилителя, в которой используется трансформация в объемные волны двух источников поверхностных волн: ДВ 7, расположенного вблизи поверхности ДР 8 с периодом l_1 , и ЭП 1, движущегося вдоль отражательной ДР (замедляющей системы) 5 с периодом l_2 . Поверхности ДР 5,8 одновременно являются зеркалами отрезка открытого волновода (ОВ). Периоды l_1 и l_2 решеток выполнены в соответствии с условием синфазности излучений с зеркал ОВ. При подаче в диэлектрический волновод сигнала высокой частоты на дифракционной решетке 8 происходит преобразование поверхностной волны волновода в объемные волны, излучаемые под углом γ_1 в ОВ:

$$\gamma_1 = \arccos \left(\frac{c}{V_B} - \frac{\lambda n}{l_1} \right), \quad (5)$$

где V_B - фазовая скорость волны в диэлектрическом волноводе.

Распространение энергии вдоль ОВ возможно для интервала углов

$0 < \gamma_1 < \pi/2$, которые выбираются путем изменения параметров V_0 , λ , l_1 . При падении объемной волны входного сигнала на дифракционную решетку с ЭП часть ее отражается, а вторая часть возбуждает на ДР с периодом l_2 поверхностные гармоники, распространяющиеся с различными фазовыми скоростями. При квазисинхронизме скорости V_0 ЭП с одной из волн поверхностных гармоник происходит группировка электронов в сгустки, излучающие на частоте входного сигнала под углом

$$\gamma_2 = \arccos \left(\frac{c}{V_0} - \frac{\lambda n}{l_2} \right) \quad (6)$$

На решетке 8 происходит обратное преобразование объемной волны в поверхностную волну ДВ 7 с последующим ее переизлучением в ОВ. Эффект усиления будет наблюдаться при условии синфазного излучения с решеток 5, 8.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Из проведенного анализа теоретических моделей и реальных схем приборов следует, что их общим признаком является наличие электродинамической системы типа МДС, образованной дифракционными решетками в сочетании с диэлектрическими слоями, резонаторами либо волноводами. Во всех случаях МДС играет роль трансформатора поверхностной волны ЭП либо ДВ в объемные волны. Таким образом, вопросы исследования и оптимизации рассматриваемого класса систем можно разделить на три этапа: исследование МДС как электродинамической системы; исследование структуры и свойств ЭП как источника поверхностной волны; исследование оптимизированной МДС, возбуждаемой ЭП. Как показывает проведенный анализ, наиболее эффективным на первом этапе исследований является метод экспериментального моделирования рассматриваемых явлений.

SUMMARY

The research results in the subject of excitation of the electromagnetic fields in the open electrodynamic systems, including the metal-dielectric periodic structures, are under review in this paper. The analysis for the possible variants of theoretical models and concrete devices schemes using that structures is carried out. Also general signs for them are determined, that allow to work out the united method for investigation of processes in these structures.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Шестопапов В.П. Дифракционная электроника. - Харьков: Изд-во Харьк. ун-та, 1976. - 232с.
2. Шестопапов В.П. Физические основы миллиметровой и субмиллиметровой техники. - Киев: Наук. думка, 1985. - Т.2. - 256с.
3. Николаенко Л.И., Цвык А.И. Влияние диэлектрического слоя на возбуждаемое излучение в периодической структуре с потерями // Радиотехника. - 1971. - Вып.19. - С.101-107.
4. Буданов В.Е., Сулов Н.Н., Шестопапов В.П. Экспериментальное исследование на "холодной" модели излучения из открытого резонатора генератора дифракционного излучения // Докл. АН УССР. Сер.А. 1976. - №8. - С.675-679.
5. Цвык А.И., Черняков Э.И. Возбуждение электромагнитных волн электронным пучком, движущимся в бесконечном волноводе со щелями // Изв. вузов. Радиофизика. - 1988. - 18, №8. - С.1271-1274.
6. Генераторы дифракционного излучения / Под ред. Шестопапова В.П.; АН УССР. Ин-т радиофизики и электроники. - Киев: Наук. думка, 1991. - 320с.
7. Воробьев Г.С., Нестеренко А.В., Пушкарев К.А., Цвык А.И. Исследование возможности

Поступила в редколлегию 23 ноября 1995 г.

УДК 621.385.6

ВЛИЯНИЕ ПОТЕРЬ НА ДИФРАКЦИОННО-ЧЕРЕНКОВСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ В СИСТЕМЕ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ СЛОЙ-ДИФРАКЦИОННАЯ РЕШЕТКА

Пушкарев К.А., ст. науч. сотр.

В работах [1,2] построены теоретическая и экспериментальная модели, позволяющие проанализировать различные режимы возбуждения дифракционно-черенковского излучения (ДЧИ) в электродинамической системе типа диэлектрический слой-ленточная дифракционная решетка (ДР) при движении нерелятивистского электронного потока (ЭП) вдоль поверхности ленточной ДР. Дальнейшие исследования показали перспективность использования такой электродинамической системы в конкретных схемах генераторов СВЧ [3], что указывает на необходимость более детального анализа различных факторов, влияющих на интенсивность и режимы возбуждения излучений.

В данной работе проведен учет реальных потерь в изотропном диэлектрике и проанализировано их влияние на интенсивность ДЧИ.

Для определения влияния потерь в диэлектрическом слое на интенсивность ДЧИ учтем комплексный характер диэлектрической проницаемости ϵ , которая в общем виде определяется следующим соотношением:

$$\epsilon = \epsilon' + i\epsilon'' = \epsilon'(1 + itq\delta), \quad (1)$$

где ϵ' и ϵ'' соответственно действительная и комплексная составляющие диэлектрической проницаемости, $tq\delta = \epsilon''/\epsilon'$ - тангенс угла диэлектрических потерь.

Тогда, с учетом (1), электромагнитное поле в диэлектрике можно записать в следующем виде [2]:

$$\begin{aligned} \vec{H}^n &= i \sum B_n e^{q_{ne}''(z+\alpha)} e^{-iq_{ne}'(z+\alpha)} e^{ih_n y}, \\ \vec{E}^n &= \sum (\vec{j} \sqrt{\epsilon - \tau_n^2} + \vec{k} \tau_n)^{1/\epsilon} B_n e^{q_{ne}''(z+\alpha)} e^{-iq_{ne}'(z+\alpha)} e^{ih_n y}, \end{aligned} \quad (2)$$

где $q_{ne} = k\beta_e \sqrt{\epsilon - \tau_n^2} = q_{ne}' + iq_{ne}''$;

$$q_{ne}' = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\epsilon} \sqrt{(1 - \tau_n^2/\epsilon')^2 + tq^2\delta} \cos \psi_n;$$

$$q_{ne}'' = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\epsilon} \sqrt{(1 - \tau_n^2/\epsilon')^2 + tq^2\delta} \sin \psi_n;$$

$$\psi_n = 1/2 \varphi_n; \quad tq\varphi_n = \frac{\epsilon' tq\delta}{\epsilon' - \tau_n^2};$$

A_n, B_n - неизвестные коэффициенты фурье-амплитуды дифрагированного