

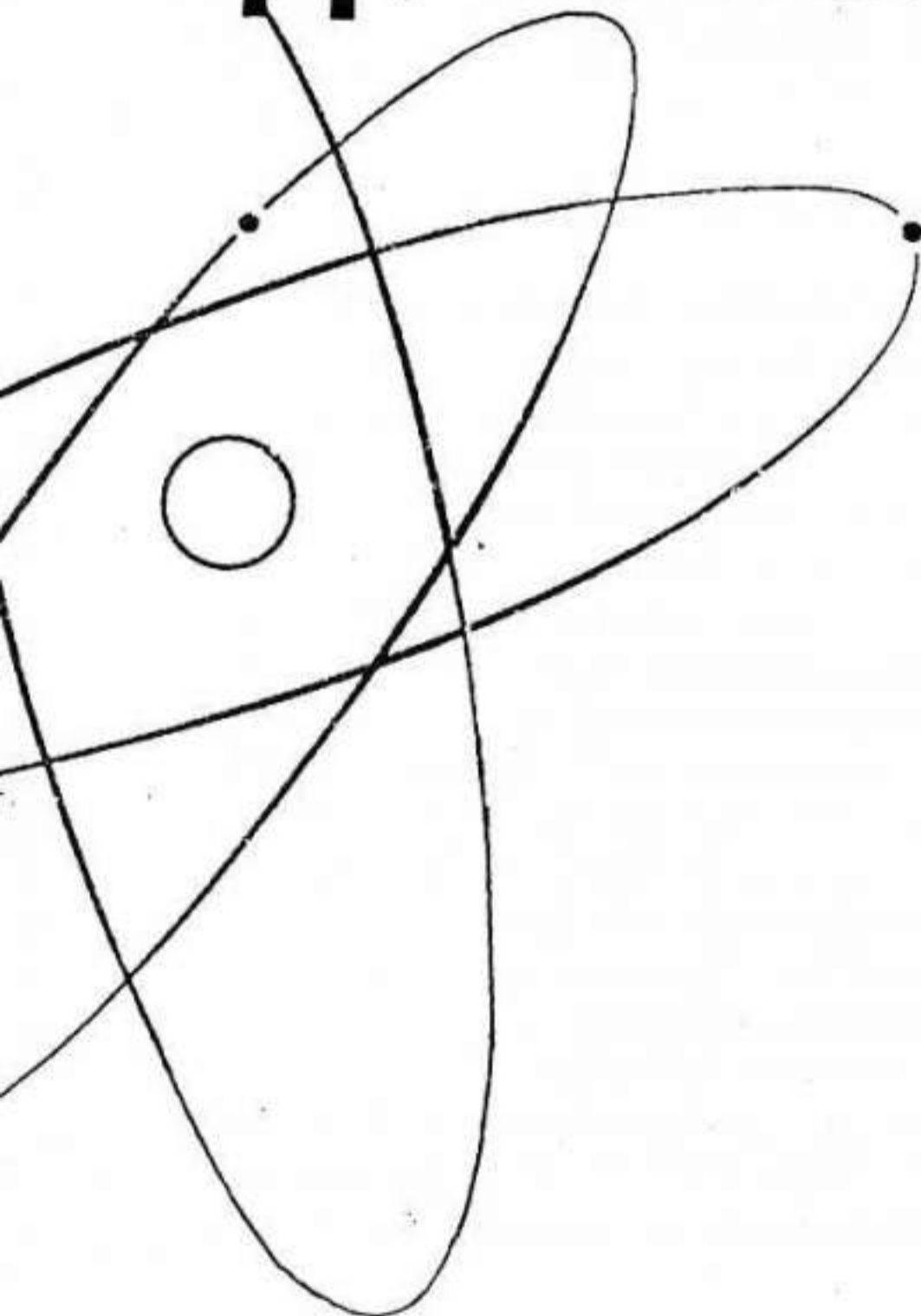
№ 10, 99



ISSN 0021-3470

ИЗВЕСТИЯ
ВЫСШИХ УЧЕБНЫХ
ЗАВЕДЕНИЙ

РАДИОЭЛЕКТРОНИКА



ТОМ 42

9-10

ИЗДАНИЕ
НАЦИОНАЛЬНОГО
ТЕХНИЧЕСКОГО
УНИВЕРСИТЕТА
УКРАИНЫ
«КИЕВСКИЙ
ПОЛИТЕХНИЧЕСКИЙ
ИНСТИТУТ»

1999

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ДИФРАКЦИОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В МЕТАЛЛО-ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОМ КАНАЛЕ

Проведен численный анализ плотности энергии гармоник дифракционного излучения, возбуждаемого электронным потоком в металло-диэлектрическом канале, образованном поверхностями плоского металлического экрана и легиточной дифракционной решеткой, нанесенной на слой диэлектрика. Выбранный подход позволяет изучить степень влияния высших гармоник на резонансные свойства излучения в широком интервале изменения параметров системы.

Возбуждение дифракционного излучения (ДИ) электронным потоком (ЭП) в периодических металло-диэлектрических структурах (МДС) привлекает внимание относительно использования их в качестве электродинамических систем устройств КВЧ [1]. Энергетические характеристики таких структур для основной гармоники излучения к настоящему времени достаточно изучены как аналитически [1, 2], так и численными методами [3—4]. Однако отсутствие количественных теоретических и экспериментальных оценок степени влияния высших гармоник излучения на основную затрудняет практическое применение МДС.

В данной работе численно и экспериментально исследованы энергетические характеристики пространственных гармоник ДИ, возбуждаемого нерелятивистским ЭП в металло-диэлектрическом канале (МДК), образованном плоским металлическим экраном, расположенным на расстоянии h от легиточной дифракционной решетки (ДР) с периодом l , нанесенной на слой изотропного диэлектрика толщиной δ .

Численное решение задачи соответствует [2]. В качестве энергетических характеристик используются средние значения вектора Пойнтинга, которые в случае идеально проводящего экрана для плотности энергии излучения в вакуумный канал (S_{nv}) и в диэлектрический слой ($S_{n\epsilon}$) вычисляются по формулам:

$$S_{nv} = \frac{c \rho_0^2}{2\pi} \left| \frac{X_n \exp(-qa)}{\tau_n W'_n [\exp(i 2 q_n h) - 1]} \right|^2, \quad (1)$$

$$S_{n\epsilon} = \frac{c \rho_0^2}{2\pi \sqrt{\epsilon}} \left| \frac{v_n^+}{v_n^+ - v_n^-} \left(\frac{X_n}{\tau_n W_n} - \frac{2\pi \delta_0^n P}{W_0} \right) \exp(-qa) \right|^2$$

где n — номер пространственной гармоники (для излучения в вакуум $n = -1, -2, \dots$; для излучения в диэлектрик $n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$; c — скорость света; ρ_0 — амплитуда модуляции плотности заряда ЭП; ϵ — относительная

диэлектрическая проницаемость среды; $\beta = v/c$; v — скорость ЭП; $\tau_n = (\eta + n)/\chi$; $\eta = \chi/\beta$; $\chi = l/\lambda$; λ — длина волны излучения; $q = k\sqrt{1-\beta^2}$, $q_n = k\beta\sqrt{1-\tau_n^2}$ — поперечные волновые числа; $k = \omega/v$ — продольное волновое число; ω — частота модуляции; a — прицельный параметр; X_n — определяется в результате численного решения укороченной системы линейных алгебраических уравнений [4]. Остальные параметры определяются соотношениями:

$$W_n' = \frac{\varepsilon \theta_n}{\theta_{n\varepsilon}} \frac{v_n^+ + v_n^-}{v_n^+ - v_n^-} + \Delta_n; W_n = \frac{\theta_{n\varepsilon}}{\varepsilon \theta_n} W_n';$$

$$P = \frac{1}{2} [(\Delta_0 - 1) \exp(2qa) - (1 + \Delta_0)]; V_n^\pm = \left(1 \pm \frac{\varepsilon \theta_n}{\theta_{n\varepsilon}}\right) \exp[i q_{n\varepsilon} (a - \delta)];$$

$$\Delta_n = \frac{1 + \exp(i 2q_n h)}{1 - \exp(i 2q_n h)}; \theta_n = \beta \sqrt{1 - \tau_n^2};$$

$$\theta_{n\varepsilon} = \beta \sqrt{\varepsilon - \tau_n^2}; q_{n\varepsilon} = k \beta \sqrt{\varepsilon - \tau_n^2}; \delta_0^n = \begin{cases} 0; & n \neq 0 \\ 1; & n = 0 \end{cases}$$

При условии $h \rightarrow \infty$ соотношения (1) переходят в формулы работ [3, 4] для МДС без экрана, а при $\chi \leq 0,5$ имеем длинноволновое приближение [2], которое, как показано в [3], дает значительные погрешности при расчете энергетических характеристик излучения.

Из анализа диаграмм Бриллюэна, приведенных в [1], в интервале значений $\varepsilon = 2 \dots 100$ и $\beta = 0,1 \dots 0,9$ следует, что численный расчет энергетических характеристик ДИ целесообразно проводить для двух областей этих параметров: $\varepsilon \leq 10$ и $\beta > 0,7$ — область реализации экспериментальной модели излучения при замене ЭП планарным диэлектрическим волноводом, расположенным в МДК с диэлектрической подложкой типа фторопласт или поликор [1, 3]; $\varepsilon > 50$ и $\beta < 0,2$ — область значений, в которой реализуется излучение нерелятивистского ЭП в МДК с диэлектриками типа рутил (TiO_2).

Численный анализ энергетических характеристик ДИ в МДК для заданных интервалов ε и β показал, что, в общем случае, они являются резонансными и зависят от количества возбуждаемых в системе гармоник, их номера, относительной скорости электронов, величины диэлектрической проницаемости, расстояния до экрана. Например, в двухволновом режиме возбуждения МДК наблюдаются резонансные гармоники с плотностью энергии $S_{-1\nu}$ и $S_{-1\varepsilon}$ одного порядка, периодически повторяющиеся с изменением расстояния до экрана.

При этом периодичность повторения L резонансных пиков и их ширина ΔL с изменением расстояния до экрана h существенно зависят от параметра β и могут изменяться в пределах значений $L \approx 0,5 \lambda \dots 1,0 \lambda$, $\Delta L \approx 0,2 \lambda \dots 0,5 \lambda$. Сдвиг по фазе максимумов плотности энергии излучений в вакуум и диэлектрик — порядка $0,1 \lambda$ и практически остается постоянным в интервале $\epsilon = 2 \dots 100$.

Появление основной ($n = 0$) гармоники в МДК повышает резонансные свойства излучения в вакуум. В частности, при трехволновом ($S_{0, -1\epsilon}, S_{-1\nu}$) и пятиволновом ($S_{+1, 0, -1, -2\epsilon}, S_{-1\nu}$) режимах возбуждения системы ширина резонансных линий излучения в канал уменьшается до значений $\Delta L \approx 0,1 \lambda$. Несмотря на слабую интенсивность минус первой гармоники в канале ($S_{-1\nu \max} \approx 0,1 S_{0\epsilon \max}$), ее влияние на резонансные свойства системы проявляется во всем спектре излучаемых в диэлектрик гармоник в виде резонансных пиков или периодических осцилляций. При этом по отношению к нулевой и минус первой гармоникам, излучаемым в диэлектрик, резонансы в канале противофазны, а относительно других гармоник (включая и положительные) синфазны. Изменение параметра β , в пределах заданного режима излучения, приводит к незначительному фазовому сдвигу по h максимальных значений плотности энергии, не изменяя общих закономерностей в поведении энергетических характеристик.

В [3, 4] показано, что существенное влияние на энергетические характеристики излучения в МДС без экрана оказывает коэффициент заполнения решетки $u = \cos(\pi d/l)$, где d, l — ширина лент и период ленточной ДР, соответственно. Численный счет зависимостей плотности энергии гармоник ДИ от параметра β в широком интервале значений u показал, что, как и в случае МДС без экрана, минус первые гармоники излучения имеют максимальную интенсивность в области широких лент решетки ($-1 < u < 0$), а нулевая и высшие гармоники излучения — в области узких лент решетки ($0 < u < 1$). При этом интенсивность нулевой гармоники более чем на порядок выше интенсивности минус первых гармоник в области узких лент решетки, либо одного порядка с ними в области широких лент решетки. Однако для значений h и β , соответствующих резонансу минус первой гармоники в вакуум, происходит перераспределение мощности излучения в МДК: энергия минус первой гармоники возрастает на порядок с одновременным уменьшением, примерно на ту же величину, энергии нулевой гармоники. При этом остальные гармоники претерпевают незначительные изменения.

Достоверность приведенных выше результатов проверялась путем численного анализа энергетических характеристик ДИ для режимов моделирования и сравнения их с экспериментальными данными, полученными при

возбуждении в МДК трех гармоник: двух гармоник с $n = 0, -1$, излучаемых в диэлектрик, и гармоники с $n = -1$, излучаемой в вакуумный канал. Экспериментальное моделирование проводилось по методике, изложенной в [1, 4]. С целью удобства исследования гармоник, излучаемых в диэлектрик, использовалась треугольная призма из фторопласта ($\epsilon = 2,05$), на боковую грань которой, смежную с экраном, наносились ленточные ДР с различными значениями u . Возбуждение МДК осуществлялось прямоугольным диэлектрическим волноводом, расположенным между ДР и экраном. Путем применения волноводов различных сечений в диапазоне частот $f = 37,5 \dots 53,6$ ГГц обеспечивались изменения относительной фазовой скорости волны в интервале значений $\beta^* = 0,8 \dots 0,9$. Контроль мощности в канале МДК велся через волноводную щель связи в экране, а гармоники, излучаемые в диэлектрик, выводились в свободное пространство через грани призмы и контролировались рупорной антенной.

На рис. 1 приведены результаты численного анализа (кривые 1—3 при $\beta = 0,82; 0,87; 0,89$ соответственно) и экспериментального моделирования (кривая 4, $P^* = 0,88$) зависимостей относительной плотности энергии излучения от расстояния до экрана для трех основных гармоник при значениях $\epsilon = 2,05$, $u = -0,3$. Данные зависимости подтверждают описанные выше свойства излучения, возбуждаемого нерелятивистским ЭП в МДК для диэлектриков с большими ϵ , и указывают на правомерность построения экспериментальной модели на базе диэлектриков с малыми ϵ . Наблюдаемое различие теории и эксперимента обусловлено теми же факторами, что и в МДС без экрана [4].

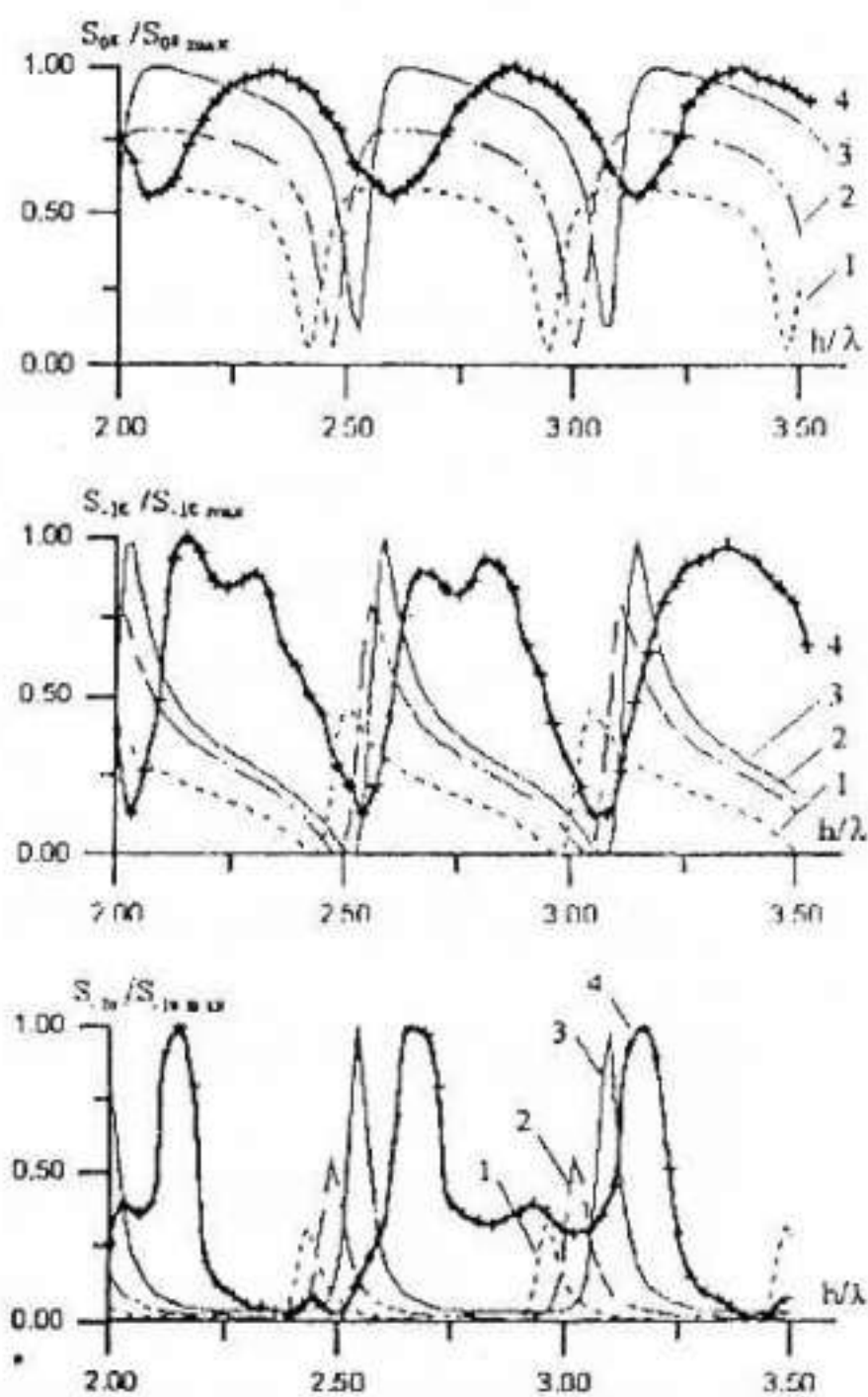


Рис. 1

Проведенные исследования показали, что при введении в МДС отражающего экрана энергетические характеристики ДИ становятся резонансными. При этом энергия минус первой гармоники излучения в канале может существенно возрастать в области резонансных расстояний экрана, а энергия гармоник, излучаемых в диэлектрик — уменьшаться. Существенное влияние на характеристики ДИ оказывает также коэффициент заполнения ДР, варьируя которым можно управлять интенсивностью гармоник излучения, что важно при создании резонансных устройств КВЧ на базе периодических металло-диэлектрических структур.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Генераторы дифракционного излучения / Под ред. В. П. Шестопалова; АН УССР, Институт радиофизики и электроники. — Киев: Наук. думка. — 1991. — 320 с.
2. Николаенко Л. И., Цык А. И. Влияние диэлектрического слоя на возбуждаемое излучение в периодической структуре с потерями // Радиотехника. — 1971. — Вып. 19. — С. 101—107.
3. Vorobyov G. S, Tzyk A. I., Pushkaryov K. A and Makeyev O. S. Scattering of electron stream waves on metal-dielectric periodic structures // Infrared and Millimeter Waves. — 1996. — Vol. 17. — No. 10. — P. 1761—1768.
4. Воробьев Г. С., Пуликарёв К. А., Цык А. И. Численный анализ экранирующих свойств дифракционной решетки при возбуждении электронным потоком излучения на металло-диэлектрических структурах // Радиотехника и электроника. — 1997. — Т. 42. — С. 738—740.

Сумской госуниверситет.

Поступила в редакцию 11.09.98.

УДК 621.372.542

МАЧШЕВ А. М.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВРЕМЕННОГО МАСШТАБА ПРИ ЦИФРОВОМ АНАЛИЗЕ СИГНАЛОВ

Предложен алгоритм оценки масштаба, отличающийся малыми вычислительными затратами и высокой точностью оценки, использующий дискретное представление сигнала

Необходимость оценки временного масштаба сигнала чаще всего возникает при обработке локационных сигналов, полученных от движущихся объектов (имеющих доплеровский сдвиг частоты). При цифровой обработке аналогичная задача возникает при обработке сигналов, дискретизированных по времени с разной частотой дискретизации. В [1] описан способ оценки масштаба, базирующийся на частном случае преобразования Меллина [2] с учетом перехода к спектральному представлению, предложенному в [3]. Способ требует выполнения Фурье-преобразования и вычисления большого числа интерполированных значений сигнала. Так, для сигнала, имеющего после