

ФИЗИКА И ПРИМЕНЕНИЕ МИКРОВОЛН

Согласование элементов антенной решётки терагерцовой ректенны	
<i>К.Т.Ч. Ву, А.С. Зиненко, Г.М. Казарян, В.Л. Саввин</i>	<i>2</i>
Инициация УКИ генерации путем введения дополнительных отражений в усилительную секцию	
<i>Н.С. Гинзбург, М.Н. Вилков, И.В. Зотова, А.С. Сергеев, Р.М. Розенталь, С.В. Самсонов, А.А. Богдашов, А.М. Малкин</i>	<i>4</i>
Рентгеновский источник на базе ускорителя электронов с циклотронным авторезонансом	
<i>У.А. Близнюк, П.Ю. Борщеговская, Г.М. Казарян, В.Л. Саввин, Ф.А. Студеникин, А.П. Черняев.....</i>	<i>7</i>
Дифракция монополярного электромагнитного импульса на идеально проводящей ленте	
<i>В.Н. Корниенко, В.В. Кулагин.....</i>	<i>11</i>
Численный симулятор формирования излучаемых и отраженных сигналов для типичных целей	
<i>В.Н. Корниенко, В.В. Кулагин.....</i>	<i>13</i>
Особенности группирования кольцевых электронных потоков в мощных клистродах	
<i>В.Е. Родякин, В.Н. Аксенов.....</i>	<i>16</i>
Расчет локальной удельной проводимости ультратонких металлических пленок по многочастотным измерениям оптических коэффициентов	
<i>П.С. Глазунов, В.А. Вдовин, А.И. Слепков, И.И. Пятайкин.....</i>	<i>20</i>
Подавление РЧ помех при регистрации слабых сигналов МРТ	
<i>Н.В. Анисимов, А.А. Тарасова, И.А. Усанов, Ю.А. Пирогов</i>	<i>23</i>
Разработка многоканального микроволнового радиометра реального времени для регистрации собственных микроволновых излучений головного мозга человека	
<i>Л.И. Брусиловский, С.П. Кожин, В.В. Мужичков</i>	<i>26</i>

Согласование элементов антенной решётки терагерцовой ректенны

К.Т.Ч. Ву, А.С. Зиненко, Г.М. Казарян, В.Л. Саввин
Физический факультет МГУ имени М.В. Ломоносова
kt.vu@physics.msu.ru

Терагерцовый диапазон электромагнитного излучения определяется по-разному в различных источниках. В наиболее широком определении он включает в себя частоты от 0.1 ТГц до 30 ТГц [1-2]. Это излучение обладает рядом свойств, которые могут найти широкое применение, например, для задач спектроскопии [3], в медицине [4], в промышленности для обнаружения дефектов материалов [5], для сбора энергии [6].

Диапазон терагерцового излучения разделяет частотные области с устоявшимися и хорошо разработанными методами генерации и детектирования, но эти в настоящее время подходы недостаточно хорошо работают в самом терагерцовом диапазоне [7]. Много усилий в области изучения терагерцового диапазона прилагается к разработке новых видов детекторов. Например, в этом качестве часто предлагается использовать устройство, называемое ректенной (выпрямляющей антенной) [8]. Их эффективность была продемонстрирована в микроволновом диапазоне [9, 10], а современное развитие нанотехнологий мотивировало исследования по увеличению их рабочей частоты.

КПД преобразования терагерцовых ректенн в современных экспериментальных работах остаётся довольно низким. Одним из возможных путей повышения эффективности ректенн терагерцового диапазона является увеличение напряжения входного сигнала. Теоретически наибольшая эффективность ректенны достижима в так называемом классическом режиме работы [8], для которого необходимо, чтобы выполнялось соотношение

$$V_D \gg \frac{\hbar\omega}{q}, \quad (1)$$

где V_D – амплитуда переменного напряжения на диоде, $\hbar\omega$ – энергия кванта излучения, а q – величина элементарного электрического заряда. Для высоких частот напряжение, соответствующее классическому режиму работы, может оказаться слишком высоким и недостижимым на практике. Тем не менее, такое увеличение в зависимости от условий использования ректенны может также быть необходимо для самой возможности работы устройства в силу наличия у выпрямляющих элементов ненулевого напряжения отсечки [8, 11].

Увеличения напряжения можно также попытаться добиться путём применения антенной решётки. Этот подход встречает свои трудности. Например, на высоких частотах начинает сказываться конечная проводимость металлов, которая проявляется в виде потерь, из-за чего возникает потребность располагать элементы решётки как можно ближе друг к другу. Такое расположение приводит к появлению сильного взаимного влияния между элементами, которое необходимо учитывать.

Антенные элементы могут соединяться при помощи дорожек, проходящих в плоскости расположения самих антенн [12]. При этом соединяющие дорожки вносят искажения в характеристики системы. С увеличением количества элементов схема их соединения быстро растёт в сложности и теряет в практичности. Предполагается, что этих проблем можно избежать, если соединять элементы решётки вне плоскости расположения антенн.

В работе исследуется схема многоэлементной антенны для терагерцовой ректенны с объединением элементов по высокой частоте при помощи

микрополосковой линии, расположенной с тыльной стороны отражающего металлического экрана. Микрополосковая линия замыкается с обеих концов короткозамыкающими перемычками, в результате чего создается резонатор, настроенный на частоту принимаемого терагерцового сигнала.

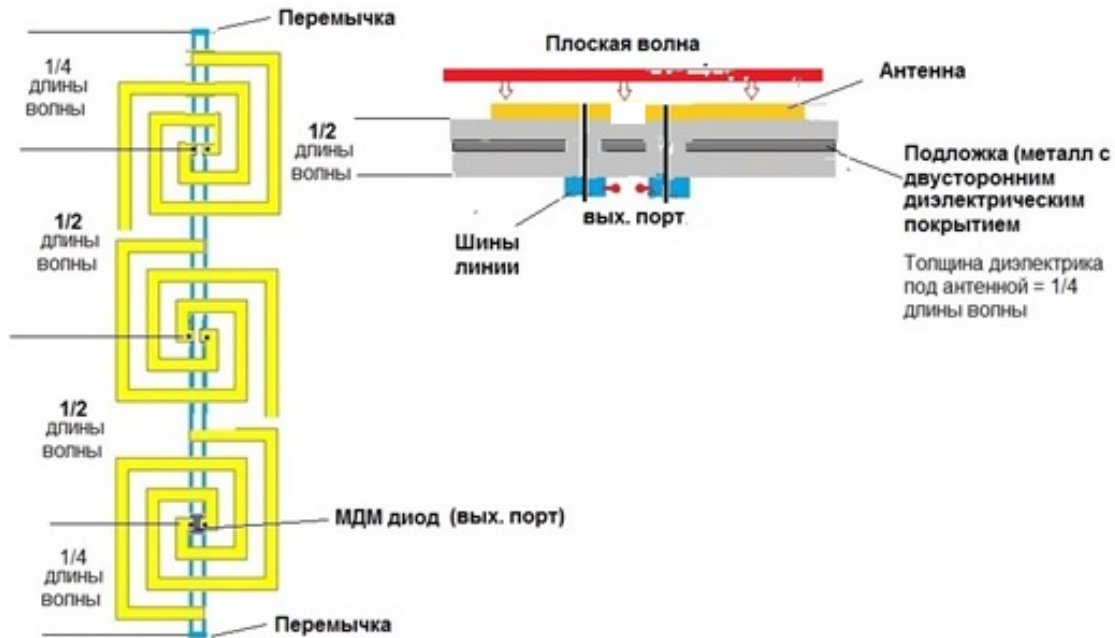


Рис. 1. Внешний вид и сечение исследуемой многоэлементной антенны

Предлагаемая схема многоэлементной антенны позволит унифицировать методику расчета для произвольного числа элементов и определения необходимых характеристических значений параметров диодов.

Исследование выполнено в рамках Программы развития Междисциплинарной научно-образовательной школы Московского университета «Фотонные и квантовые технологии. Цифровая медицина»

ЛИТЕРАТУРА

1. Z. Rong et. al. // Healthc Technol Lett. 2018. V. 5. No 4. P. 113-117.
2. L.A. Downes et. al. // Phys. Rev. X V. 10. P. 011027.
3. Q.Sun et. al. // Quant Imaging Med Surg. 2017. V.7. No. 3. P. 345–355.
4. C. Yu et. al.// Quant. Imaging Med. Surg. 2012. V.2. No. 1. P. 33–45.
5. C. Jansen et. al. // Appl. Opt. 2010. V. 49, No. 19. P. E48-E57.
6. W. Amara et al. // Int J Numer Model. 2021. V. 34. No. 2. P. e2836.
7. И.С. Гибин, П.Е. Котляр // Успехи прикладной физики. 2018. Т. 6. № 2. С. 117-124.
8. G.Moddel, S. Grover “Rectenna Solar Cells”. New York: Springer. 2013.
9. W.C. Brown // IEEE Trans. on Micro. Th. and Tech. 1984. V. 32. No. 9. P. 1230-1242.
10. M. Shanawani, D. Masotti, A. Costanzo // Electronics. 2017. V. 6. No. 4. P. 99.
11. E. Donchev et. al. // MRS Energy & Sustainability. 2014. V. 1. No. 1, P. E1.
12. Бу К.Т.Ч, Казарян Г.М., Саввин В.Л. // Журнал радиоэлектроники 2021. №2.

Инициация УКИ генерации путем введения дополнительных отражений в усилительную секцию

Н.С. Гинзбург, М.Н. Вилков, И.В. Зотова, А.С. Сергеев, Р.М. Розенталь, С.В. Самсонов,
 А.А. Богдашов, А.М. Малкин
 Институт прикладной физики РАН
vilkovmn@ipfran.ru

В квантовой электронике получил широкое применение механизм генерации ультракоротких импульсов (УКИ), основанный на пассивной синхронизации мод [1-2]. Данный механизм реализуется при установке в резонатор лазера просветляющегося поглотителя - элемента, поглощающего излучение малой интенсивности и практически без потерь пропускающего излучение большой интенсивности.

В [3-7] теоретически показано, что указанный метод УКИ генерации может быть перенесен в СВЧ электронику и реализован на основе двухсекционной схемы, состоящей из электронного усилителя и просветляющегося поглотителя в цепи обратной связи. В этих же работах проведен детальный анализ УКИ генерации на основе метода пассивной синхронизации мод, сформулированы оптимальные условия для генерации импульсов максимальной амплитуды, исследованы механизмы, позволяющий реализовать просветляющиеся поглотители в микроволновом диапазоне длин волн. В частности, показано, что в зависимости от уровня подавления малого сигнала в просветляющемся поглотителе реализуется либо мягкий, либо жёсткий запуск УКИ генерации. В первом случае генерация развивается из малых флуктуаций плотности электронного потока, во втором случае для запуска требуется подача в систему внешнего импульса излучения достаточно большой интенсивности.

В настоящей работе предложена и теоретически исследована возможность инициации УКИ генерации за счёт введения дополнительного отражения, приводящего к самовозбуждению усилителя, в условиях когда исходная система обладает жёстким стартом. Это снимает необходимость использования дополнительного источника внешнего запускающего импульса.

Рассмотрим модель УКИ генератора, состоящего из усилителя и просветляющегося поглотителя, помещенных в резонатор (Рис. 1). Дополнительное отражение в усилительной секции, которое может быть, например, вызвано отражением от выходного окна опишем с помощью соответствующих граничных условий в рамках модели четырёхполюсника.

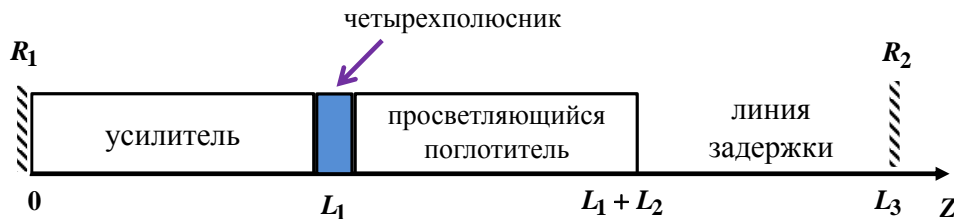


Рис. 1. Схема УКИ генератора с дополнительным отражением в усилитель.

В приближении малого изменения энергии частиц, процесс усиления может быть описан универсальной системой уравнений [8]

$$\frac{\partial a_1^+}{\partial Z} + \frac{\partial a_1^+}{\partial \tau} = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} e^{-i\theta} d\theta_0, \quad \frac{\partial^2 \theta}{\partial Z^2} = \text{Re}(a_1^+ e^{i\theta}) \quad (1)$$

с граничными условиями

$$\theta(Z=0) = \theta_0 + v \cos \theta_0 \quad \theta_0 \in [0; 2\pi), \quad \partial \theta / \partial Z (Z=0) = 0 \quad (2)$$

где Z и τ - пространственная и временная переменные, θ - фаза электронов относительно синхронной волны с медленно меняющейся амплитудой a_1^+ .

Прохождение сигнала по цепи обратной связи с просветляющимся поглотителем опишется уравнением

$$\frac{\partial a_2^+}{\partial Z} + \frac{\partial a_2^+}{\partial \tau} = -\frac{\sigma_0(Z)}{1 + \mu |a_2^+|^2} a_2^+, \quad (3)$$

где $\sigma_0(Z) = \sigma_0$ если $Z \in (L_1; L_1 + L_2)$, и $\sigma_0(Z) = 0$ для остальных Z .

Граничные условия для волн на левом и правом конце системы таковы

$$a_1^+(Z=0) = -R_1 a_1^-(Z=0), \quad a_2^-(Z=L_3) = -R_2 a_2^+(Z=L_3), \quad (4)$$

где $R_{1,2}$ - коэффициенты отражения от зеркал, L_3 - длина резонатора, a_1^- и a_2^- - амплитуда холостой волны в первой и во второй секции, которая распространяется в отрицательном направлении оси z и описывается уравнениями

$$-\frac{\partial a_1^-}{\partial Z} + \frac{\partial a_1^-}{\partial \tau} = 0, \quad -\frac{\partial a_2^-}{\partial Z} + \frac{\partial a_2^-}{\partial \tau} = 0. \quad (5)$$

Дополнительное отражение в усилительной секции опишем моделью четырехполосника с коэффициентом отражения r и коэффициентом прохождения t , который помещен в сечении $Z = L_1$

$$a_1^- = -r a_1^+ + i t a_2^-, \quad a_2^+ = i t a_1^+ - r a_2^-, \quad (6)$$

где $r^2 + t^2 = 1$.

Совместное решение уравнений (1) - (6) демонстрирует возможность реализации мягкого старта УКИ генерации за счёт введения малого дополнительного отражения ($r = 0.1$) в усилительной секции (Рис. 3 a-d). Предполагается, что исходно при $r = 0$ система обладает жёстким стартом УКИ генерации (Рис. 2a-c). На начальном этапе за счёт дополнительного отражения происходит самовозбуждение усилителя и развивается стационарная генерация, которая аналогична реализующейся в отсутствии внешней цепи обратной связи $R_2 = 0$ (показана пунктирной линией на Рис. 3c). В дальнейшем при $R_2 \neq 0$, режим стационарной генерации за счёт просветления поглотителя теряет стабильность, и после завершения второго переходного процесса, преобразуется в режим УКИ генерации со значительно более высокой пиковой амплитудой (Рис. 3d). При этом амплитуда и длительность генерируемых импульсов совпадают с имеющими место в жёстком режиме, однако они характеризуются более высокой частотой повторения, в сравнении с жёстким режимом (Рис. 2b), где период следования импульсов определяется полным временем пробега импульса по системе.

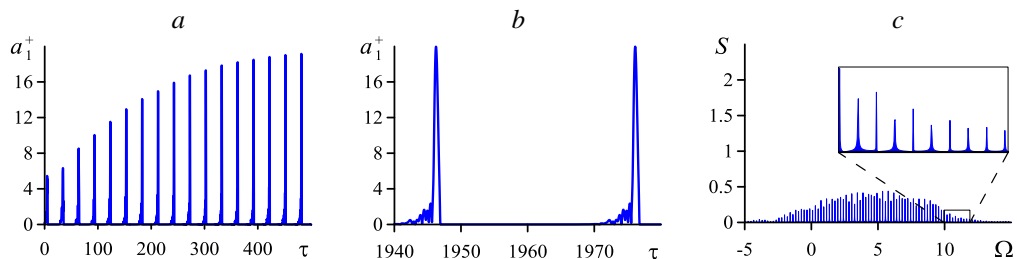


Рис. 2. УКИ генерации в жёстком режиме. a - установление режима УКИ генерации при подаче внешнего импульса, b - детальный профиль импульсов в развёрнутом по времени масштабе, c - спектр излучения. $L_1 = L_2 = 5$, $L_3 = 10$, $\sigma_0 = 1$, $\mu = 0.6$, $R_1 = 1$, $R_2 = 0.8$, $\nu = 0.01$. Здесь a_1^+ - амплитуда поля на выходе из усилителя.

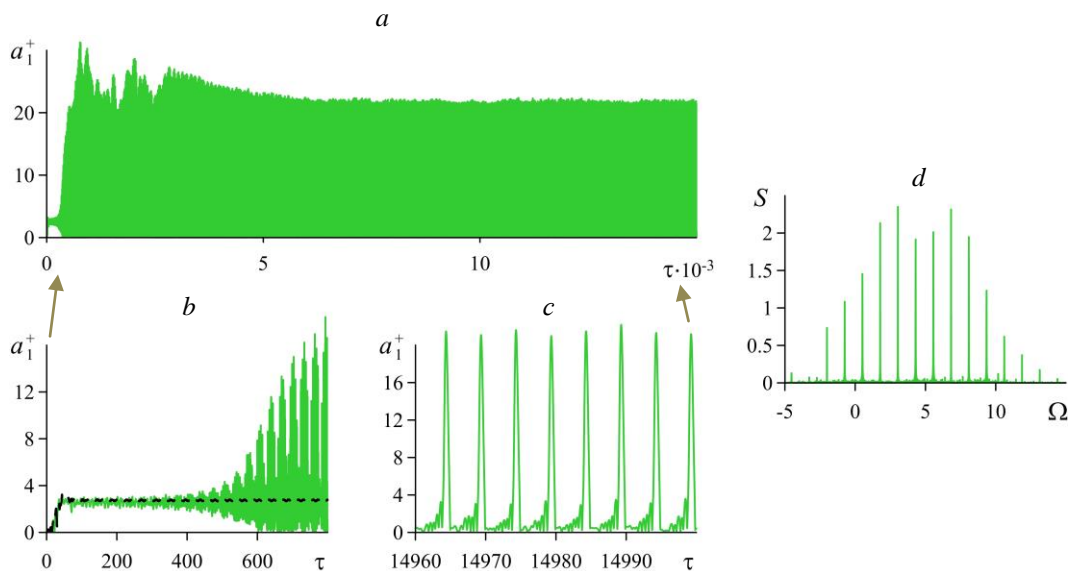


Рис. 3. УКИ генерации в мягком режиме запуска, реализующемся при введении дополнительного отражения в усилительную секцию. *a* и *b* - зависимость от времени амплитуды в процессе установления генерации, *c* и *d* - детальный профиль импульсов и их частотный спектр, соответственно. Пунктирной линией на рис. *b* показано установление стационарного режима генерации в отсутствии внешнего резонатора.

Отметим в заключение, что настоящая работа стимулирована проводимыми в ИПФ РАН экспериментальными исследованиями УКИ генератора 8-мм диапазона на основе винтовой giro-ЛБВ с циклотронным поглотителем в цепи обратной связи [7]. Предварительный анализ показывает, что исследуемый эффект обеспечивает развитие генерации в экспериментальном макете.

Если просветляющийся поглотитель реализуется на основе электронного волнового взаимодействия, то существует альтернативный механизм запуска УКИ генерации за счёт задержки времени включения поглощающей секции относительно секции усиления [6]. В этом случае, пока работает один усилитель, из флуктуаций электронного потока развивается генерация хаотического сигнала, которая после включения просветляющегося поглотителя переходит в режим УКИ генерации. Однако, подобный подход требует развязки источников питания усилителя и поглотителя, а также синхронизации их включения с заданной временной задержкой, в то время как предложенный механизм реализуется при одновременном запуске усилительной и поглощающей секций.

Работа выполнена в рамках госпрограммы «Развитие техники, технологий и научных исследований в области использования атомной энергии в Российской Федерации на период до 2024 года» (проект № 0030-2021-0027).

ЛИТЕРАТУРА

1. A. Haus // IEEE J. of Select. Topics in Quant. Electron. 2000. V.6. No 6. P. 1173.
2. П.Г. Крюков // Квантовая электроника. 2001. Т. 31. № 2. С. 95.
3. Н.С. Гинзбург и др. // Письма в ЖТФ. 2015. Т. 41. №17. С. 44-51.
4. N.S. Ginzburg et al. // Phys. of Plasmas. 2016. V. 23. 050702.
5. Н.С. Гинзбург и др. // Известия ВУЗов. Радиофизика. 2016. Т. 59. №8-9. С.1.
6. М.Н. Вилков и др. // Известия РАН. Серия физическая. 2018. Т. 82. №1. С. 61.
7. N.S. Ginzburg et al. // Phys. Rev. Appl. 2020. V. 13. 044033.
8. В.Л. Братман и др. // в кн. Релятивистская высокочастотная электроника, под ред. А.В.Гапонова-Грехова, ИПФ АН СССР, 1979. С.249.

Рентгеновский источник на базе ускорителя электронов с циклотронным авторезонансом

У.А. Близнюк, П.Ю. Борщеговская, Г.М. Казарян, В.Л. Саввин,

Ф.А. Студеникин, А. П. Черняев

Физический факультет МГУ имени М. В. Ломоносова

vl.savvin@physics.msu.ru

В мировой практике уже достаточно давно электронно-лучевые технологии успешно применяются для стерилизации продуктов питания [1]. Электронно-лучевая обработка пищевых продуктов, не изменяющая температуру продукта, становится альтернативой традиционной термической пастеризации и стерилизации, которые вызывают необратимые изменения химического состава пищевых продуктов. Для облучения сельскохозяйственного сырья и пищевых продуктов используют, как правило, электронное излучение с энергией не более 10 МэВ и тормозное γ -излучение, генерируемое электронными ускорителями с энергией не более 5 МэВ [2]. Выбор верхнего энергетического предела для электронов связан с тем, что при указанных энергиях не появляется наведенная радиоактивность.

Кроме того, во многих ускорителях электронов промышленного применения (с энергией до 10 МэВ), использующихся в установках радиационной обработки продуктов, применяется способ ускорения электронов, сгруппированных в электронные сгустки, в резонансных структурах с продольным высокочастотным электрическим полем [3]. Принципиальные ограничения, возникающие при применении подобного принципа ускорения, связаны с нелинейным характером сил пространственного заряда, приводящих к проблемам захвата и удержания электронов в ускоряющих фазах продольного электрического поля электромагнитной волны, и, как следствие, к необходимости резкого уменьшения плотности пространственного заряда и, соответственно, тока электронного пучка до сотых и тысячных долей ампера. Эксплуатация таких ускорителей требует повышенной радиационной защиты, стационарных комплексов и затрудняет логистику доставки продуктов. В связи с этим, задача создания мобильного ускорителя электронов является актуальной.

В поперечно-волновых устройствах СВЧ с циклотронным резонансом используется взаимодействие электронного пучка с поперечным высокочастотным электрическим полем резонатора в резонансном магнитном поле внешней магнитной системы. В результате возбуждается циклотронное вращение всего электронного пучка без образования электронных сгустков. При этом плотность пространственного заряда

пучка не модулируется и остается на начальном уровне. На принципах поперечного взаимодействия электромагнитного поля с электронным пучком создан широкий класс СВЧ устройств.

Процессы авторезонансного ускорения электронов, распространяющихся вдоль статического неоднородного магнитного поля, в высокочастотном поле резонатора были теоретически изучены ранее. Полученные результаты были использованы в предложенном компактном источнике рентгеновского излучения [4], способным производить жесткое рентгеновское излучение с заявленной энергией выше 200 кэВ и с не меньшей интенсивностью, чем у традиционных источников рентгеновского излучения. Электроны, инжектированные в прямоугольный резонатор, ускоряются в СВЧ поле моды TE_{102} с линейной поляризацией (см. рис.1).

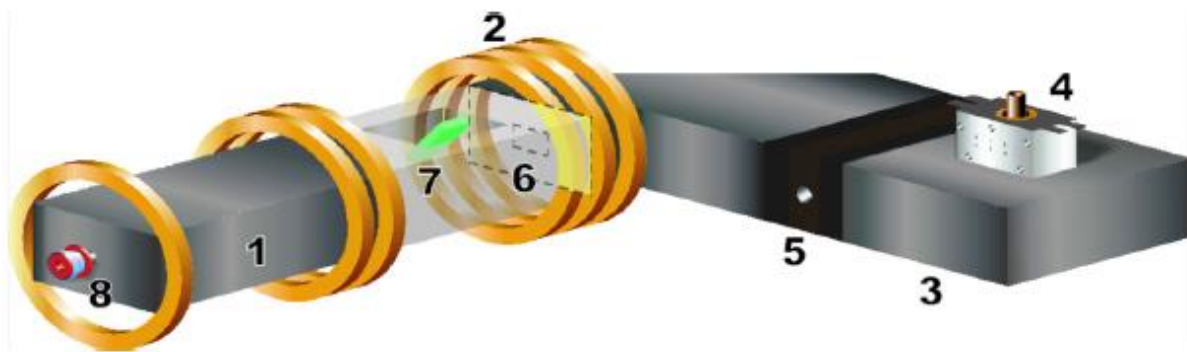


Рис. 1 Схема ускорителя [10]: 1- резонатор, 2- токовые катушки, 3- волновод, 4- микроволновый генератор, 5- ферритовый вентиль, 6- диафрагменное микроволновое окно, 7- немагнитная металлическая мишень, 8- электронная пушка.

Для поддержания режима авторезонанса циклотронного движения электронов по спиральным траекториям с СВЧ полем внутри резонатора вдоль его длины формируется неоднородное статическое магнитное поле, интенсивность которого возрастает вдоль оси резонатора в соответствии с генерируемой энергией инжекции пучка и амплитудой СВЧ-поля. Электронный пучок ускоряется в условиях циклотронного авторезонанса в резонаторе вплоть до его попадания в мишень, расположенной в торцевой области резонатора таким образом, что электроны, двигающиеся по спиральным траекториям с возрастающим радиусом, сталкиваются с мишенью, расположенной внутри полости резонатора. В результате столкновения энергия ускоренного движения электронов преобразуется в энергию тормозного рентгеновского излучения, которое выводится через вакуумное окно на боковой поверхности резонатора.

Однако возможность реализации заявленной в [4] энергии рентгеновского излучения (выше 200 кэВ при потенциалах инжекции пучка 8-10 кВ) ставится под сомнение, т. к. проведенные расчеты процессов ускорения электронов не учитывали их взаимодействия с высокочастотной магнитной компонентой СВЧ поля в резонаторе, действие которой становится значительным при возрастании скоростей циклотронного вращения электронов до релятивистских значений. В результате в торцевой области резонатора, где скорости электронов достигают релятивистских значений, а поперечная высокочастотная магнитная компонента максимальна, действие магнитной силы на вращающиеся электроны будет направлено против их осевого движения, что может приводить к их торможению, вплоть до полной остановки и повороту электронов [5].

Существенно снизить (в 5-10 раз) влияние этого эффекта возможно благодаря применению другого типа резонатора – резонатора с ламелями и емкостным зазором (см. рис. 2).

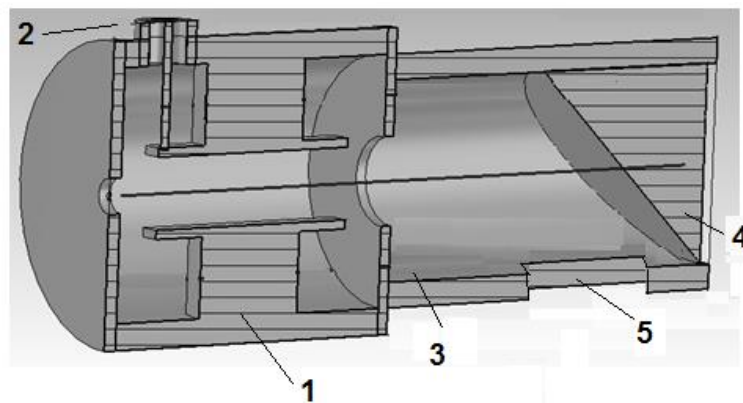


Рис. 2. Схема ускорителя с ламелями: 1- резонатор с ламелями, 2- ввод СВЧ энергии, 3- область дрейфа, 4- немагнитная металлическая мишень, 5- окно для вывода гамма-излучения

В резонаторе поперечное электрическое высокочастотное поле возбуждается между двумя ламелями, расположенными вдоль оси резонатора и образующими конденсаторный зазор, в котором распространяется электронный пучок. Внешняя магнитная система обеспечивает циклотронное вращение электронов с частотой, совпадающей с частотой высокочастотного поля. В результате взаимодействия электронов с высокочастотным полем резонатора и магнитным полем внешней системы энергия СВЧ источника, возбуждающего резонатор, преобразуется в кинетическую энергию вращательного движения электронного пучка на циклотронной частоте.

Согласно проведенным исследованиям, магнитная компонента ВЧ поля между ламелями на порядок ниже, чем под пластиной ламели. Отсюда можно сделать вывод, что магнитная компонента выдавливается из пространства между ламелями и его целиком занимает электрическая компонента ВЧ поля. В отличие от ускорителя с прямоугольным или цилиндрическим резонатором [4], изученная модель ускорителя позволит избежать эффекта замедления или полной остановки электронного пучка на выходе из резонатора и реализовать энергию электронов до 150-200 КэВ при токе пучка до 1 А. Дальнейшее увеличение энергии электронов возможно в многоступенчатом варианте ускорителя с циклотронным авторезонансом, содержащим несколько последовательно расположенных резонаторов с ламелями. Изучение этой возможности и динамики физических процессов взаимодействия электронного пучка с СВЧ полем и тугоплавкой мишенью составляет предмет дальнейших исследований.

Работа выполнена в рамках Программы развития Междисциплинарной научно-образовательной школы Московского университета «Фотонные и квантовые технологии. Цифровая медицина».

ЛИТЕРАТУРА

1. Черняев А. П. Радиационные технологии. Наука. Народное хозяйство. Медицина. Изд. МГУ. 2019.
2. Санжарова Н.И., Козьмин Г. В., Бондаренко В. С. // Инноватика и экспертиза. 2016. Вып. 1(16). С. 197-206.
3. Лебедев А. Н., Шальнов А. В. Основы физики и техники ускорителей. М. 1981.
4. V Dugar-Zhabon, E A Orozco and A M Herrera, // Journal of Physics: Conference Series **687** (2016) 012076 doi:10.1088/1742-6596/687/1/012076
5. Саввин В.Л. и др. // Изв. РАН. Серия физическая, 2019, т. 83, № 1, с. 54.

Дифракция монополярного электромагнитного импульса на идеально проводящей ленте

В.Н.Корниенко¹, В.В.Кулагин^{1,2}
¹ИРЭ им. В.А.Котельникова РАН
²ГАИШ МГУ
korn@cplire.ru

В ряде работ, опубликованных в последнее время, говорится о возможности генерации и излучения в свободное пространство монополярных (униполярных) электромагнитных импульсов (МЭМИ). Так, обзор недавних публикаций, посвященных униполярным импульсам оптического диапазона, и в которых обсуждаются методы генерации, распространения и взаимодействия униполярного света с классическими и квантовыми системами, представлен в [1]. Также ведутся работы по изучению МЭМИ микроволнового диапазона. Например, теоретическое и экспериментальное исследование излучения квази-монополярного импульса длительностью ~ 0.5 нс проведено в [2]. Возможные способы генерации МЭМИ описаны в [3-4].

Отдельно стоит проблема управления распространением МЭМИ в свободном пространстве: изменение направления распространения, фокусировка и др. Связанные с этой проблемой задачи нестационарной дифракции МЭМИ для частных случаев были рассмотрены в [5-7]. Отметим, что апертура реальных фокусирующих систем всегда имеет конечный размер. Простейшим объектом с конечной апертурой, на котором можно выявить основные особенности поля дифракции МЭМИ, является идеально проводящая лента.

Рассмотрим следующую задачу. Пусть двумерная область G , совпадающая с плоскостью XOY декартовой системы координат, содержит идеально проводящую ленту заданной ширины, параллельную оси Z . Через область G в положительном направлении оси X распространяется МЭМИ, имеющий плоский фронт. Пространственно-временной профиль импульса совпадает с рассмотренным в [5, 7], а именно, поле МЭМИ сначала возрастает по квадратичному закону, затем, после достижения максимального значения, экспоненциально убывает. Рассмотрим как TE -, так и TM -поляризацию МЭМИ. В качестве контролируемой величины будем рассматривать пространственные зависимости электрической $E_{z,i}^{(s)}(x)$ и магнитной $H_{z,i}^{(s)}(x)$ компонент поля в точках, расположенных на оси X . Индекс i соответствует различным моментам времени. Для удобства нормируем время на длительность МЭМИ τ , рассчитанную по половине амплитуды исходного импульса. Пространственные координаты нормируем на величину $c\tau$, где c – скорость света в вакууме.

Для получения $E_{z,i}^{(s)}(x)$ и $H_{z,i}^{(s)}(x)$ воспользуемся численным методом решения системы уравнений Максвелла, который основан на конечно-разностном подходе. Выделение поля дифракции на фоне поля падающего МЭМИ проведем при помощи алгоритма, основанного на принципе суперпозиции, описанном в [5].

Вычислительные эксперименты проведены для случая, когда ширина ленты была равна $5 c\tau$. Центр ленты совпадал с началом системы координат. На рис.1 и рис.2 показаны зависимости компонент поля от продольной координаты для точек наблюдения, расположенных на продольной оси в различные моменты времени по отношению к началу моделирования.

Как следует из полученных результатов, рассеянное неоднородностью поле, вне зависимости от поляризации МЭМИ не является монополярным. Цилиндрические волны, излучаемые в результате дифракции МЭМИ с краев ленты, как для ТЕ-, так и для ТМ- поляризации, оказываются биполярными.

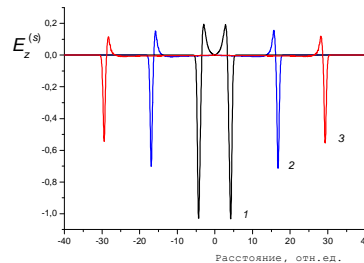


Рис. 1. Зависимость электрической компоненты поля от пространственной координаты в моменты времени $\tau = 105$ (1), 117 (2), 130 (3) для ТЕ-поляризованного импульса.

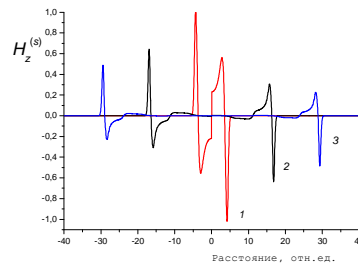


Рис. 2. Зависимость магнитной компоненты поля от пространственной координаты в моменты времени $\tau = 105$ (1), 117 (2), 130 (3) для ТМ-поляризованного импульса.

Таким образом, использование фокусирующих систем с конечной апертурой и резкими границами существенно изменяют структуру электромагнитного поля и оно перестает быть монополярным.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 19-52-45035-Инд-а).

ЛИТЕРАТУРА

1. Р. М. Архипов, М. В. Архипов, Н. Н. Розанов // Квантовая электроника. 2020. Т.50. № 9. С.801.
2. V.M. Fedorov, V.E. Ostashev, V.P. Tarakanov, A.V. Ul'yanov // IOP Conf. Series: Journal of Physics: Conf. Series 830 (2017) 012020
3. Р.М. Архипов и др. // Письма в ЖЭТФ. 2017. Т.105. Вып. 6. С. 388
4. В.Н. Корниенко, Д.Р. Румянцев, В.А. Черепенин // Журнал радиоэлектроники [электронный журнал]. 2017. № 3. Режим доступа: <http://jre.cplire.ru/jre/mar17/8/text.pdf>
5. В. Н. Корниенко, В. В. Кулагин, А. Я. Олейников // Известия РАН. Серия физическая. 2020. Т. 84. № 2. С. 258.
6. В.В.Кулагин и др. // Квантовая электроника. 2019. Т.49. № 8. С. 788.
7. В. Н. Корниенко, В. В. Кулагин // Известия РАН. Серия физическая. 2021. Т. 85. № 1. С. 64.

Численный симулятор формирования излучаемых и отраженных сигналов для типичных целей

В.Н.Корниенко¹, В.В.Кулагин^{1,2}
¹ИРЭ им. В.А.Котельникова РАН
²ГАИШ МГУ
korn@cplire.ru

Новые типы радиолокаторов активно разрабатываются во многих промышленно развитых странах мира. Это и радиолокаторы с низкой вероятностью перехвата сигналов, в которых несущая частота радиолокационных сигналов перестраивается в процессе работы в широких пределах, и радиолокаторы с использованием сверхширокополосных зондирующих сигналов, позволяющие получать изображение лоцируемого объекта в СВЧ диапазоне и различать близкие цели, и многие другие. Совместить требования к различным составляющим сложных радиолокационных комплексов и обеспечить эффективную реализацию требуемых характеристик позволяет использование радиофотонных технологий при создании таких систем.

В настоящее время в мире имеется несколько научных групп, работающих над созданием радиофотонных радаров или их отдельных частей. Первые экспериментальные результаты, полученные при исследовании макета радиофотонного радара, представлены в публикации [1]. Макет показал хорошие результаты при натурных испытаниях. Исследован также и многодиапазонный радар [2], одновременно использующий несколько несущих в разных диапазонах (2.5 ГГц и 10 ГГц) и когерентно обрабатывающий отраженный сигнал. Проведены морские испытания макета радара, показано, что разрешение по дальности для такой системы существенно увеличено. В [3] проведены натурные испытания макета радара с распределенной приемной системой. Показано, что для такого радара угловое разрешение значительно растет. Работы над этой тематикой ведутся также под эгидой американской программы DARPA [4]. Здесь исследование идет широким фронтом, анализируются различные схемные реализации блоков и частей радиофотонных локационных комплексов, исследуются их характеристики. Уже очевидно, что радиофотонные локационные комплексы являются принципиально новым поколением систем дистанционного зондирования, и их возможности существенно превосходят возможности современных установок.

Создание радиолокационного комплекса с распределенной приемной системой, включающего в качестве базовых единиц радиофотонные сверхширокополосные радары со сверхразрешением, способного надежно выполнять обнаружение малых целей и определять их параметры с высокой точностью, имеет большое значение как для обеспечения безопасности жизни крупного города, так и для других многочисленных приложений в воздушном пространстве, на земной и водной поверхностях. В таких системах возможно использование широкополосного сигнала с различным типом модуляции, в частности, сверхкоротких импульсов, длинных импульсов с линейной частотной модуляцией (ЛЧМ), а также сигналов OFDM (orthogonal frequency-division multiplexing - мультиплексирование с ортогональным частотным разделением, схема модуляции, которая использует большое количество близко расположенных ортогональных поднесущих). Обработка радиофотонных технологий фильтрации принимаемого сигнала предполагает сравнительное исследование характеристик системы для разных типов излучаемого сигнала, различного положения приемников и излучателей, а также для целей различного вида.

В таких условиях незаменимым является разработка численного симулятора, способного формировать различные излучаемые сигналы (сверхкороткие импульсы, ЛЧМ и OFDM сигналы), а также модельные отраженные сигналы для типичных целей.

Алгоритмы получения модельного отраженного сигнала могут быть построены на различных принципах, выбор которых определяется поставленной задачей. Например, если необходимо получить максимально приближенный к реальному отраженный сигнал, следует учитывать все электромагнитные свойства рассеивателей (проводимость, диэлектрическая и магнитная проницаемость, их анизотропия, дисперсия и др.). Такие алгоритмы обычно базируются на точных методах решения уравнений Максвелла и требуют значительного вычислительного ресурса как по объему оперативной памяти, так и по времени счета.

В данной работе рассматривается упрощенный алгоритм формирования отраженных сигналов. А именно, были использованы следующие предположения. Каждый элементарный объект, отражающий электромагнитную волну, представляет собой точечный изотропный рассеиватель с заданным значением эффективной поверхности рассеяния (ЭПР). Объект может перемещаться в трехмерном пространстве по заранее заданному закону. Падающее поле описывается набором волн с плоским фронтом, каждая из которых может распространяться в произвольном (задаваемом) направлении и иметь сложный временной профиль. Количество точек наблюдения (приемников рассеянного поля) и их взаимное расположение может быть произвольным.

Реализован следующий алгоритм вычисления поля в точках наблюдения. На первом шаге формируется радиолокационная «сцена»: задаются исходные положения всех рассеивателей, формируется массив волн падающего поля (массив источников), задается положение приемников. Вычисляется максимальное расстояние между рассеивателями, вводится временной шаг. Исходя из полученных данных, определяется длина массива временных отсчетов (интервал времени наблюдения), которые закреплены за каждой точкой наблюдения. Далее для каждого приемника, каждого источника, каждого рассеивателя и каждого момента времени формируются значения электромагнитного поля.

Алгоритм реализован с использованием объектно-ориентированного программирования, где введены классы «источник», «приемник», «рассеиватель». Такой подход позволяет не только легко модифицировать и расширять наборы исследуемых объектов и их параметров, но и конструировать сложные отражающие объекты, необходимые для моделирования реальных целей и их окружения.

В качестве примера работы алгоритма была рассмотрена следующая задача. В декартовой системе координат XYZ в положительном направлении оси X распространяется плоская волна (частота 1 ГГц) длительностью пять периодов. Прием осуществляется в двух точках наблюдения, удаленных от начала системы координат на 10 км. Одна точка лежит на оси X в области отрицательных значений, другая – на оси Y . Два рассеивателя, расположенные в непосредственной близости от начала координат, имеют ЭПР, равную 0.1 и 1.0 соответственно. Временная зависимость рассеянного поля для случая, когда рассеиватели лежали на оси Y на расстоянии 2 м друг от друга, показана на рис.1. Второй случай соответствует расположению рассеивателей на оси X на том же расстоянии, причем первым возбуждается объект с меньшим значением ЭПР.

Из представленных результатов следует, что использование пространственно разнесенных приемников при одном зондирующем сигнале может дать информацию о взаимном расположении рассеивателей. А именно, рис.1. демонстрирует, что локационный сигнал, излученный в одном направлении (положительные значения оси X), для приемника, который расположен на той же оси, совершенно не может

различить два объекта, равно удаленных от приемника. В то же время, рассеянное поле того же радиолокационного сигнала для приемника, расположенного на оси Y, дает возможность сделать вывод о наличии двух объектов в области зондирования.

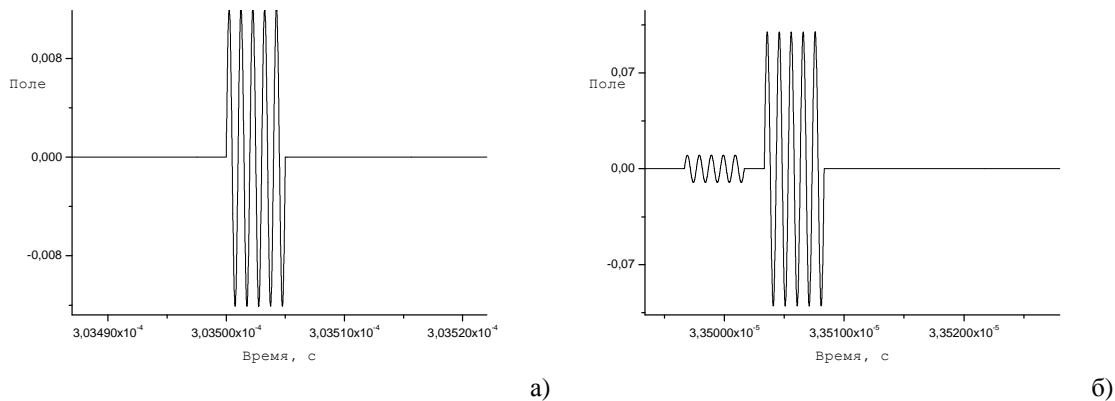


Рис. 1. Зависимость сигнала от времени на первом (а) и втором (б) приемниках для первого случая размещения рассеивателей.

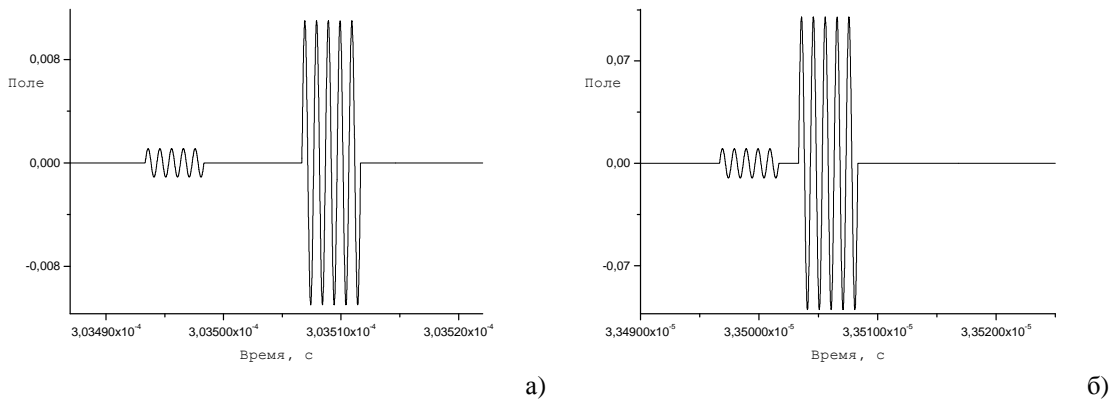


Рис. 2. Зависимость сигнала от времени на первом (а) и втором (б) приемниках для второго случая размещения рассеивателей.

Таким образом, уже этот простой пример демонстрирует, что, имея достаточное количество приемников в распределенной приемной системе и используя необходимую ширину полосы зондирующего сигнала, обеспечивающую требуемое разрешение по дальности, можно при когерентной обработке принимаемых сигналов различать близкие цели и определять их параметры с высокой точностью (вплоть до реализации режима радиовидения) даже при недостаточном угловом разрешении приемных систем. Необходимые для этого характеристики могут быть успешно реализованы только в установках, созданных с использованием технологий радиофотоники. Разработанный численный симулятор позволит оптимизировать схемные решения для таких установок.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 19-29-06108-мк).

ЛИТЕРАТУРА

1. P. Ghelfi et al. // Nature. 2014. No. 507. P. 341.
2. P. Ghelfi et al. // J. Lightw. Technol. 2016. V. 34. No. 2. P. 500.
3. G. Serafino et al. // J. Lightw. Technol. 2019. V. 37. No. 2, P. 643.
4. Richard W. Ridgway, Carl L. Dohrman, Joshua A. Conway // J. of Lightw. Technol. 2014. V. 32. P. 3428.

Особенности группирования кольцевых электронных потоков в мощных клистронах

В.Е. Родякин¹, В.Н. Аксенов²

¹Институт проблем лазерных и информационных технологий РАН - филиал
Федерального государственного учреждения «Федеральный научно-исследовательский
центр «Кристаллография и фотоника» Российской академии наук»

²Физический факультет и Международный лазерный центр, Московского
государственного университета им. М.В.Ломоносова.

vrodyakinl@mail.ru

Постоянное расширение применения мощных клистронных усилителей СВЧ излучения в научных, гражданских и военных областях требует увеличения их мощности, эффективности и продвижения в область миллиметровых длин волн. Одним из способов решения этих задач является применение распределенных электронных потоков (кольцевых, многолучевых, ленточных). Исследованиям особенностей группирования в мощных клистронах многолучевых и ленточных электронных пучков посвящено большое количество научных работ. Активное же применение кольцевых пучков сдерживается с одной стороны трудностями их формирования электронно-оптической системой клистрона, с другой стороны слабой изученностью условий, при которых реализуются преимущества от их использования в клистронах по сравнению со сплошными электронными потоками.

Преимущество кольцевых пучков перед сплошными заключается в том, что при их использовании улучшаются условия группирования электронного потока в сгустки за счет увеличения коэффициента взаимодействия пучка с полями резонаторов, а также уменьшения негативных эффектов расслоения и провисания потенциала. Для исследования влияния этих эффектов в кольцевых и сплошных электронных потоках клистронах использовался двух с половиной мерный (2.5-D) программный комплекс PARS, разработанный авторами [1] на основе модернизации программы «Арсенал-МГУ», зарекомендовавшей себя в нашей стране и за рубежом как надежный инструмент для разработки и исследований многочисленных клистронных усилителей.

В работе [2] было показано, что основной характеристикой электронного потока, определяющей влияние на процесс его группировки со стороны сил пространственного заряда, служит следующий безразмерный параметр пространственного заряда:

$$\Omega_q = \frac{1 + \gamma_0}{2\sqrt{\gamma_0}} \left(\frac{\omega_q}{\omega} \right) \quad (1)$$

где $\omega = 2\pi f$ - круговая частота, $\omega_q = \omega_p R(\beta_b, \sigma_{b0}, \sigma_b)$ - редуцированная плазменная

частота электронного потока, $\gamma_0 = 1 + \frac{eV_0}{m_0c^2}$, $\beta_b = \beta_e r_b$, $\beta_e = \frac{\omega}{v_0\gamma_0}$, $v_0 = \frac{c}{\gamma_0} \sqrt{\gamma_0^2 - 1}$

, $\omega_p = \sqrt{\frac{eI_0}{\pi n_0 \varepsilon_0 V_0 (r_b^2 - r_{b0}^2)}}$ - плазменная частота, I_0 - сила тока пучка, V_0 - ускоряющее

напряжение пучка, r_b - внешний радиус пучка, r_{b0} - внутренний радиус пучка, f - частота входного сигнала клистрона,

$\sigma_b = \frac{r_b}{r_T}$ - коэффициент заполнения пучком трубы дрейфа, $\sigma_{b0} = \frac{r_{b0}}{r_b}$, ε_0 -

электрическая постоянная вакуума, r_T - радиус трубы дрейфа, v_0 , e и m_0 скорость, заряд

и масса покоя электрона, c – скорость света, $R(\beta_b, \sigma_{b0}, \sigma_b)$ – коэффициент редукции плазменной частоты.

Интервал изменения параметра пространственного заряда от 0.05 до 0.2 охватывает практически весь спектр электронных пучков, используемых в мощных клистронах. Электронные пучки с низким значением Ω_q (0.05-0.07) обычно используются в высокоэффективных клистронах. Пучки с большими значениями Ω_q используются в широкополосных клистронах, а также в клистронах коротковолновой части СВЧ диапазона. Поскольку для кольцевых электронных потоков коэффициент редукции, а следовательно, и параметр пространственного заряда Ω_q меньше, чем для сплошных, то следует ожидать улучшения условий для эффективного группирования при переходе от сплошных к кольцевым пучкам.

Для оценки степени повышения эффективности группирования при таком переходе был проведен сравнительный численный анализ зависимости предельных КПД клистрона дециметрового диапазона с $f=323$ МГц от числа резонаторов основной гармоники для сплошного и кольцевого электронного пучка с одинаковым значением силы тока. Для исследований были выбраны следующие параметры электронного пучка: $V_0=88$ кВ, $I_0=17.25$ А, $r_b=2.8$ см, $r_T=3.6$ см. Эти параметры соответствуют клистрону со сплошным электронным пучком ТН2089 французской компании Thales. Параметр пространственного заряда в этом приборе $\Omega_q=0.075$. В качестве кольцевого пучка был выбран электронный поток с $\sigma_{b0}=0.7$. На рис.1а приведены продольные распределения первой и второй гармоник конвекционного тока, возбуждаемых в пучке при группировании.

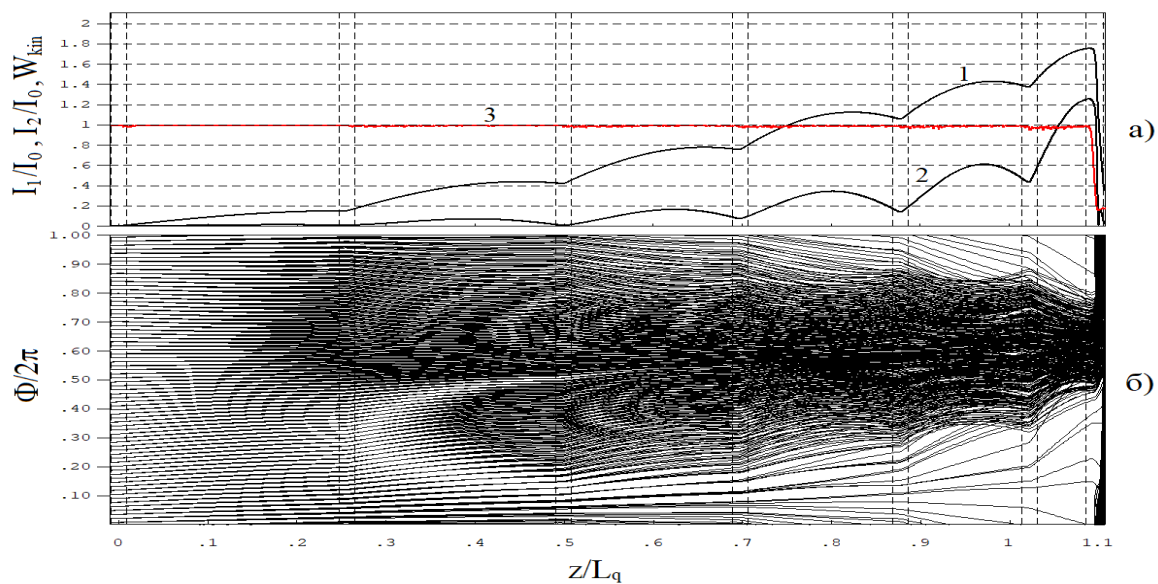


Рис. 1. а) Рассчитанные продольные зависимости первой (1) и второй (2) гармоник конвекционного тока, а также удельной кинетической энергии электронов (3); б) Фазовая диаграмма электронов в оптимизированном семи-резонаторном клистроне с кольцевым электронным пучком.

Характер группировки показан на фазовой диаграмме (рис.1б). Из нее следует, что оптимизированный по КПД клистрон имеет удлиненные трубы дрейфа, что позволяет выравнивать скорости электронов в сгустке и постепенно собирать периферийные электроны ближе к центру сгустка, повышая тем самым эффективность группирования. Полученные в результате оптимизационных расчетов сравнительные зависимости предельных значений электронного КПД для клистронов со сплошным (кривая 1) и кольцевым пучком (кривая 3) представлены на рис.2

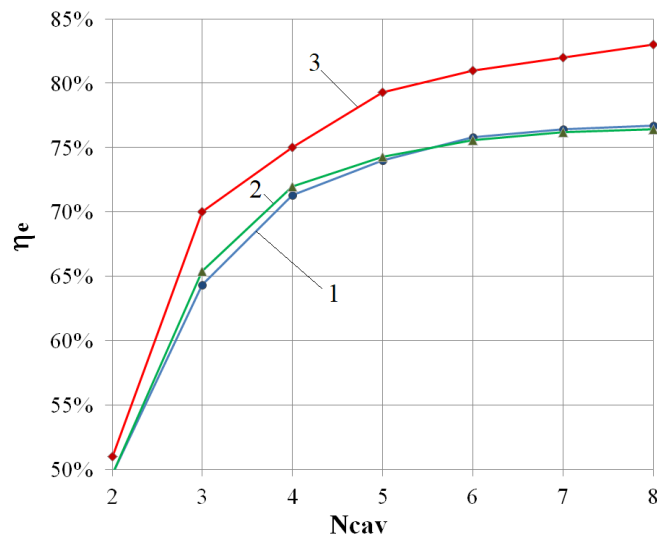


Рис.2 Зависимости предельных электронных КПД от числа резонаторов для клистронов со сплошным пучком $I_0=17.25$ А, $\Omega q=0.075$ (1), кольцевым пучком $I_0=27.3$ А, $\Omega q=0.075$ (2) кольцевым пучком $I_0=17.25$ А, $\Omega q=0.06$ (3).

Как видно из рисунка, использование кольцевого пучка с выбранными параметрами позволяет в среднем увеличить КПД на 5% даже для многорезонаторных клистронов.

Для обобщения вывода работы [2] об универсальности параметра Ωq , как основной характеристике эффективности группирования на случай многокаскадного группирования был проведен поиск предельных КПД при различном числе резонаторов для кольцевого пучка с тем же значением $\sigma_{bo}=0.7$, но имеющим большее значение силы тока $I_0=27.3$ А, соответствующее тому же значению $\Omega q=0.075$, что и для сплошного пучка. На рис.2 зависимость предельного КПД для такого электронного пучка представлена кривой 2, которая практически совпадает с предельной кривой 1. Таким образом, независимо от того, какой электронный пучок используется, КПД клистронов зависит в основном от величины Ωq .

Данный факт позволяет провести анализ факторов, от которых зависит величина возможного повышения силы тока при переходе к кольцевым пучкам при сохранении той же эффективности группирования, что и для сплошного пучка. Используя формулу (1) для сплошного пучка с током I_0 и кольцевого пучка с током I_H , получим выражение для относительного увеличения силы тока кольцевого пучка по сравнению со сплошным, при котором параметры пространственного заряда, а следовательно и КПД клистронов для обоих типов пучков совпадают:

$$\frac{I_H}{I_0} = \left[\frac{R(\beta_b, 0, \sigma_b)}{R(\beta_b, \sigma_{bo}, \sigma_b)} \right]^2 (1 - \sigma_{bo}^2) \quad (2)$$

Из выражения (3) следует, что относительный выигрыш в величине силы тока, а следовательно и мощности, при замене сплошного пучка на кольцевой зависит от трех параметров. На рис.3 приведены зависимости этой величины от параметра σ_b при различной толщине кольцевого потока σ_{bo} для практически значимого коэффициента заполнения $\sigma_b=0.8$. Из анализа зависимостей видно, что чем тоньше кольцевой пучок, тем больше выигрыш по величине силы тока. В большинстве высокоэффективных клистронов используются электронные пучки с параметром $\sigma_b < 1.0$. В этой области при использовании кольцевых пучков можно увеличить силу тока на 30% - 100% в

зависимости от его толщины. Наибольшего увеличения силы тока можно добиться при замене сплошного пучка на тонкий кольцевой с внешним радиусом близким к радиусу трубы.

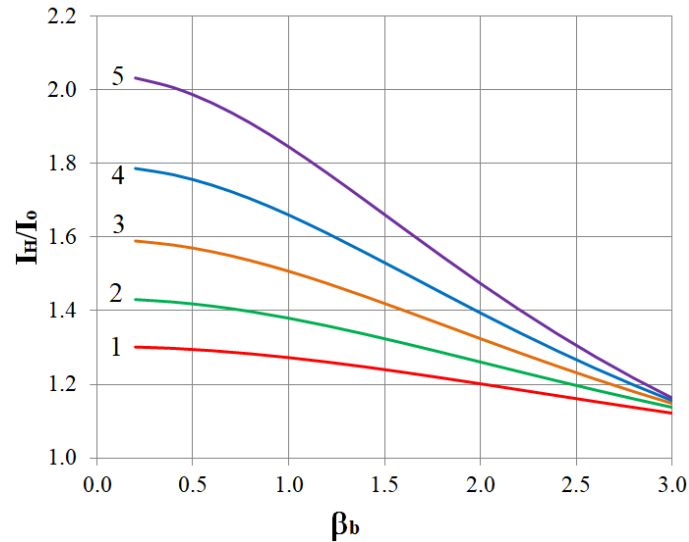


Рис. 3. Зависимости увеличения силы тока при замене кольцевого пучка сплошным при сохранении значения КПД от параметра σ_b при $\sigma_b=0.8$ для различных значений σ_{b0} : 0.5 (1), 0.6 (2), 0.7 (3), 0.8 (4), 0.9 (5).

Проведенные исследования подтвердили, что использование кольцевых электронных потоков позволяет улучшить процесс группирования в мощных клистронов и повысить их КПД. При этом для многорезонаторных высокоэффективных клистронов, в которых увеличение КПД на каждый процент дается с большим трудом, увеличение КПД на 5% - 6% за счет использования кольцевых потоков является весьма эффективным решением задачи увеличения их КПД.

Подтвержден и обобщен на случай многокаскадного группирования вывод работы [2] о том, что основным параметром, характеризующим эффективность группирования, является параметр пространственного заряда Ωq . Его использование для оценок предельных КПД является более обоснованным, чем величины микроперванса, который до настоящего времени используется большинством разработчиков.

Показано, что замена сплошного электронного пучка на кольцевой позволяет увеличить силу тока пучка и мощность прибора на 30% - 100% при том же значении КПД. Получено аналитическое выражение для выбора параметров кольцевого электронного потока, обеспечивающую такую замену.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования в рамках выполнения работ по Государственному заданию ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН.

ЛИТЕРАТУРА

1. Родякин В.Е., Пикунов В.М., Аксенов В.Н. Журнал Радиоэлектроники, 2019, №6, 21С.
2. Родякин В.Е., Пикунов В.М., Аксенов В.Н. Журнал Радиоэлектроники, 2020, №12, 33 С.

Расчет локальной удельной проводимости ультратонких металлических пленок по многочастотным измерениям оптических коэффициентов

П.С. Глазунов¹, В.А. Вдовин², А.И. Слепков¹, И.И. Пятайкин²

¹Кафедра общей физики Физического факультета МГУ

²ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН

ps.glazunov@physics.msu.ru

Ультратонкие металлические пленки – проводящие нанометровые слои, толщина которых много меньше глубины скин-слоя – обладают рядом уникальных свойств, проявляющихся вследствие размерного эффекта. Классический размерный эффект в подобных нанометровых структурах связан с потерей электронами части импульса (а именно проекции импульса электрона на направление вектора напряженности электрического поля) вследствие диффузного рассеяния на поверхностях пленки или межкристаллитных границах, что приводит к уменьшению удельной проводимости металла пленки σ_{film} по сравнению с её табличным значением σ_{bulk} . Для ряда прикладных областей напыление металла с заданным значением проводимости является крайне важной составляющей технологического процесса. Наглядным примером подобной области может служить микроэлектроника.

Действительно, в настоящий момент проектирование больших интегральных схем тесно связано с поиском топологии, минимизирующей паразитные эффекты. Для решения задач оптимизации учет зависимости удельной проводимости слоя металла от его толщины оказывается крайне важен. На примере простых формул легко показать, как учет данной зависимости влияет на минимизацию RC задержки, возникающей вследствие наличия ёмкости между соседними токопроводящими дорожками. Максимально возможное значение удельной (на единицу длины) емкости двух соседних дорожек, находящихся на одном слое металлизации, в пренебрежении краевой емкостью, рассчитывается согласно формуле [1]:

$$C_{\text{wire}} = 2\varepsilon\varepsilon_0 \left[1 + 2(h/w)^2 \right] / (h/w) \quad (1)$$

Здесь, ε - относительная диэлектрическая проницаемость диэлектрика (SiO_2), изолирующего слои металлизации, ε_0 - диэлектрическая постоянная, w , h - ширина и толщина токопроводящих дорожек соответственно.

Время RC задержки (на единицу площади кристалла) определяется выражением [1]:

$$\tau = 0.4R_{\text{wire}}C_{\text{wire}} \quad (2)$$

Здесь, $R_{\text{wire}} = (hw\sigma(h))^{-1}$ - сопротивление токопроводящей дорожки на единицу длины, $\sigma(h)$ - удельная проводимость металла. На рис.1 приведен график зависимости отношения $\tau_{\text{Fuchs}}/\tau_{\text{bulk}}$ от толщины h . При расчете τ_{bulk} предполагалось, что $\sigma(h) = \sigma_{\text{bulk}} = 57 \cdot 10^6$ См/м (проводимость меди), а при расчете τ_{Fuchs} бралась фуксова [2] зависимость $\sigma(h)$. Вычисления проводились при $w = 0.1$ мкм. При толщинах 17.3, 8, 5 нм отношение $\tau_{\text{Fuchs}}/\tau_{\text{bulk}}$ составляет 2, 3, 5 соответственно, откуда следует, что учет размерного эффекта приводит к существенному увеличению времени RC задержки и, таким образом, накладывает более строгие ограничения на плотность упаковки соединений. Стоит также отметить, что теория Фукса описывает лишь пленки с монокристаллической структурой. Учет же межкристаллитных границ по теории Маядеса-Шаткеса [3] еще сильнее понижает расчётное значение удельной проводимости.

Размерный эффект нанометровых металлических пленок впервые был обоснован Томсоном [4] в 1901 году и представлял в те времена чисто теоретический интерес.

Первые работы, в которых учет размерного эффекта рассматривается в прикладной задаче проектирования микросхем, появляются только в конце 90-ых годов прошлого столетия [1, 5-6]. Работа [5], по-видимому, является одной из первых и датируется 1998 годом. В ней автор впервые затрагивает вопрос о важности разработки соединений с гладкими поверхностями для уменьшения рассеяния электронов. В следующих работах [1,6] исследуется влияние размерного эффекта на RC задержку при различных способах напыления металла. Вероятно, появление данных статей связано с тем, что в начале 90-ых в технологии изготовления микропроцессоров началась субмикронная эра. В 1993 году компанией Intel был выпущен 32-разрядный процессор Pentium P5 по технологии с минимальными размерами 0.8 мкм.

Примерно в это же время стало очевидно, что при масштабировании микросхем рост различных паразитных эффектов происходит по-разному. Увеличение количества транзисторов на единицу площади кристалла неизбежно сопровождается ростом числа токопроводящих металлизированных дорожек, а, следовательно, и ростом их сопротивления. При этом вследствие уменьшения площади транзистора происходит уменьшение его подзатворной ёмкости. Поэтому паразитная RC задержка, возникающая в соединительных проводах, уже к 1990 году сравнялась с задержкой переключения транзисторов, а в настоящее время RC задержка соединительных контактов на порядки превосходит все прочие [7-8].

Приведенный пример показывает насколько важно при проектировании располагать достоверной информацией относительно физических характеристик материалов, из которых изготавливаются микросхемы. На настоящий момент теория проводимости тонких пленок разработана весьма хорошо. Существует достаточно много формул для расчета их удельного сопротивления. Однако для описания некоторых эффектов (например, учета рассеяния электронов на межкристаллитных границах) существуют лишь качественные теории, содержащие подгоночные параметры, рассчитать которые можно лишь из экспериментальных данных. В то же время, тенденции к увеличению производительности микропроцессоров влекут за собой повышение диапазонов их тактовых частот. По этой причине, выполнения измерений проводимости нанометровых пленок в высокочастотных диапазонах, вплоть до десятков гигагерц, представляется актуальным.

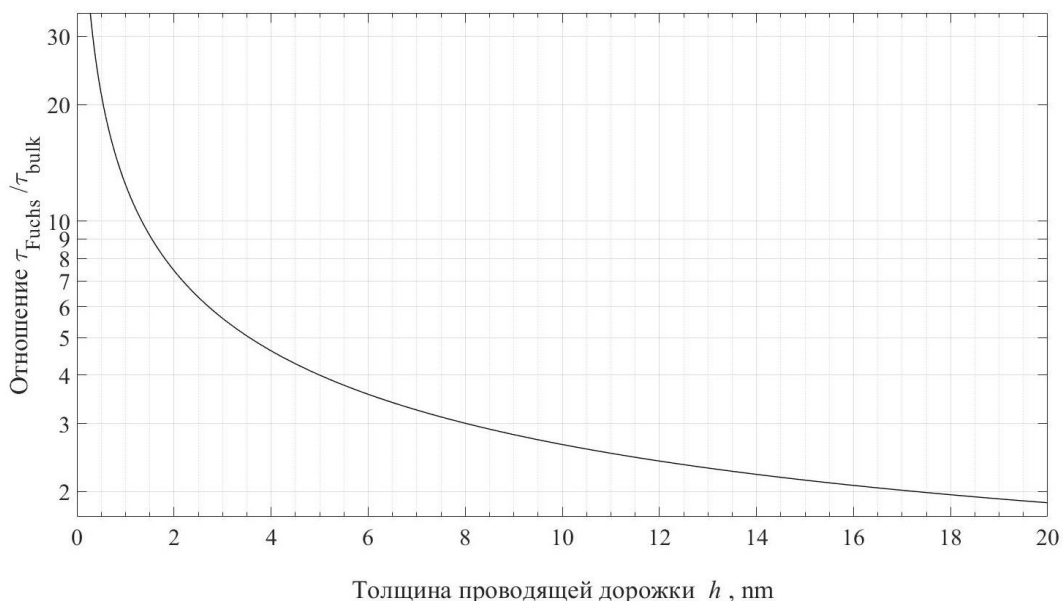


Рис. 1. Зависимость отношения τ_{Fuchs}/τ_{bulk} от толщины проводящих дорожек h .

В наших прошлых работах мы проводили измерения оптических коэффициентов пленок платины [9] и меди [10] в диапазоне 9-11 ГГц. Кроме того, в статье [11] мы разработали теорию, с помощью которой стало возможным по аналитическим формулам рассчитывать удельную проводимость пленки по оптическим коэффициентам. При этом теория учитывает наличие кварцевой подложки.

В настоящей работе мы предлагаем теоретическую методику расчета $\sigma(z)$ по спектру оптических коэффициентов тонкой пленки. Методика основана на разработанной нами теории приближенных граничных условий [11], которые в первом приближении (при нормальном падении электромагнитной волны) описывают тонкую пленку как сосредоточенный элемент - импедансную поверхность, характеризующуюся лишь одним параметром $\langle \sigma \rangle$ - усредненным вдоль толщины пленки h значением $\sigma(z)$:

$$\langle \sigma \rangle = \frac{1}{h} \int_0^h \sigma(z) dz \quad (3)$$

Учет последующих приближений в граничных условиях приводит к тому, что тонкую пленку нельзя представить в виде сосредоточенного элемента – проявляется влияние линейных и квадратичных по z слагаемых в зависимости $\sigma(z)$. При учете данных слагаемых в приближенном граничном условии появляются поправки линейно и квадратично зависящие от частоты электромагнитного излучения. Проведение измерений оптических коэффициентов тонкой пленки на различных частотах позволяет определить величину данных поправок и определить зависимость $\sigma(z)$ вплоть до квадратичных слагаемых, что позволит провести верификацию расчетных теоретических моделей.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант № 20-07-00903.

ЛИТЕРАТУРА

1. Kapur, P et al. // IEEE Transactions on Electron Devices. 2002. V. 49. No. 4. P. 598–604. doi:10.1109/16.992868
2. Fuchs, K., & Mott, N. F. (). // Mathematical Proceedings of the Cambridge Philosophical Society. 1938. V.34 No. 1. P.100. doi:10.1017/s0305004100019952
3. Mayadas, A. F., Shatzkes, M., & Janak, J. F. // Applied Physics Letters. 1969. V.14. No. 11. P. 345–347. doi:10.1063/1.1652680
4. Thomson. J. J. // Proc. Cambridge Phil. Soc. 1901. No.11.P. 120.
5. Fen Chen, & Gardner, D // IEEE Electron Device Letters. 1998. V.19. No. 12. P. 508–510. doi:10.1109/55.735762
6. Kapur, P., McVittie, J. P., & Saraswat, K. C. // IEEE Transactions on Electron Devices. 2002. V.49. No. 4. P. 590-597. doi:10.1109/16.992867
7. Mikhail R. Baklanov, Paul S. Ho and Ehrenfried Zschech. “Advanced Interconnects for ULSI Technology”. John Wiley & Sons, Ltd. 2012.
8. Li. T et al. // Electronics. 2020. V. 9. No.4.P. 670. doi:10.3390/electronics9040670
9. Andreev V. G. et al. // Doklady Physics. 2020. V.65. No. 12. P. 447-451.
10. Vdovin, V.A et al. // Opt. Spectrosc. 2019. V. 127. No. 5. P. 907–913.
11. Glazunov, P.S., Vdovin, V.A. & Andreev, V.G. // Opt. Spectrosc. 2020.V.128. No.9. P. 1439–1448.

Подавление РЧ помех при регистрации слабых сигналов МРТ

Н.В. Анисимов¹, А.А. Тарасова², И.А. Усанов², Ю.А. Пирогов²

¹МГУ имени М.В. Ломоносова, факультет фундаментальной медицины

²МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет

anisimovnv@mail.ru

Анализируется активность техногенных помех по данным МР томографии (МРТ). Чтобы снизить их влияние на результат долговременного накопления сигнала, предлагается сохранять отдельные реализации сигнала. Тогда по окончании регистрации можно выявить зашумленные реализации, провести их редактирование, после чего использовать отредактированные копии для суммирования взамен зашумленных. Для практического применения в МРТ предлагается близкий по идее подход – при малом числе накоплений сигнала максимально увеличить число шагов фазового кодирования. Метод применен при ²³Na МРТ сканировании разных органов человека с использованием различных катушек. Для повышения отношения сигнала к шуму (SNR) применяется аподизация для данных k-пространства. Показано, что такой прием наиболее эффективен, если воздействие помех происходит на этапах сканирования, когда заполняется периферийная часть этого пространства.

Введение. Интенсивность РЧ помех, обусловленных техногенными факторами, может быть намного больше, чем у теплового шума (шума Найквиста), и может резко меняться не только в течение суток, но и в процессе измерения [1]. В таких случаях типовые алгоритмы многократного накопления сигналов недостаточно эффективны – кратковременное воздействие мощной импульсной помехи может обесценить результат долговременного накопления. Проблема весьма актуальна в МРТ, особенно если эксперимент с накоплением МР сигнала от человека проводится в течение нескольких десятков минут и более. И если по окончании исследования выясняется, что воздействие РЧ помех существенно снизило информативность измерений, то проведение повторного сканирования не всегда возможно, особенно для пациентов с ослабленным состоянием здоровья.

Предлагается ввести в типовой алгоритм накопления сигнала возможность сохранения отдельных реализаций сигнала. Тогда после окончания эксперимента можно выявить те, которые оказались подверженными импульсным помехам. Используя эту информацию, можно снизить их вклад в результат накопления, отредактировав фрагменты искаженного помехой сигнала, после чего провести суммирование сигналов заново. Аналогичный подход мы применили для методов МРТ, использующих фазовое кодирование сигнала. В этих методах зависимость SNR от числа шагов фазового кодирования P и числа накоплений N имеет вид – $SNR \sim (P \cdot N)^{1/2}$. Следовательно, если определено минимальное число шагов фазового кодирования, необходимое для достижения требуемого пространственного разрешения, то повысить SNR можно либо увеличив N , либо увеличив во столько же раз величину P , соответственно увеличив размер зоны сканирования [1]. В обоих случаях общее время сканирования оказывается одинаковым. Однако для регистрации сигнала в условиях РЧ помех второй способ предпочтительнее, поскольку даже при типовом алгоритме накопления сигнала все его реализации сохраняются в памяти компьютера.

Цель исследования – применить указанный подход для минимизации РЧ помех при ²³Na МРТ сканировании органов человека.

Материалы и методы. Эксперименты проводились на 0.5 Тл МР томографе Bruker Tomikon S50. В качестве датчиков сигналов ²³Na МРТ применялись приемо-

передающие катушки, изготовленные путем модификации фирменных катушек, изначально настроенных на частоту протонного ЯМР и предназначенных только для приема МР сигналов [2].

Сканирование проводилось методом 3D GRE с параметрами: TR/TE=44.7/12 мс, FA=45°. Сканировалась зона 45×151×76 см³ с 6-мм разрешением - матрица 76×256×128. Время сканирования при одном накоплении сигнала - 24.5 мин.

Управление сканированием и первичная обработка данных проводились с помощью фирменного программного обеспечения – XWinNMR v.1 и ParaVision v.1. Данные k-пространства обрабатывались с помощью разработанного нами программного обеспечения. Кроме того, для обработки данных использовалось открытое программное обеспечение ImageJ.

Для анализа помеховой активности (интенсивность помех и их эволюция) строились графики зависимости от времени для магнитудных сигналов, усредненных по k-пространствам. Каждое из k-пространств соответствовало отдельному значению фазового кодирования по срезовому направлению. Временные интервалы графика определялись путем деления общего времени сканирования на число шагов фазового кодирования. Поскольку предполагается, что вклад МР сигнала в общий сигнал, отображаемый в k-пространстве, очень мал, то среднее значение интенсивности сигнала в пределах k-пространства отображает вклад шума, включая РЧ помехи.

Данные МР сканирования подвергались предварительной обработке – аномальные всплески, выявленные на отдельных строчках k-пространства, заменялись нулями. Помимо этого, применялся прием, позволявший нивелировать влияние РЧ помех, если их воздействие производилось в моменты, когда регистрировались данные, предназначенные для заполнения периферийных зон k-пространства. Прием состоит в применении аподизации - математической операции, в результате которой данные k-пространства $K(x, y, z)$ умножаются на спадающую функцию, симметричную относительно заданной координаты k-пространства (x_0, y_0, z_0) [1]. Если эта точка находится вблизи центра k-пространства, то применение аподизации эквивалентно подавлению сигналов на его периферии. МР сигнал спадает на периферии k-пространства, т.к. регистрируется при максимальных значениях фазокодирующих градиентов. Поскольку распределение шума в этом пространстве равномерное, то применение аподизации повышает SNR на МР-изображении, получаемом в результате Фурье-обработки данных k-пространства.

В нашем случае для аподизации применяется экспоненциальная функция – $\exp(-(|x-x_0|/k_x N_x + |y-y_0|/k_y N_y + |z-z_0|/k_z N_z))$, где N_x, N_y, N_z – размеры матрицы k-пространства, а значения k_x, k_y, k_z , равны 0.1. Измерения на фантоме (1-л емкость в форме куба, заполненная 12% раствором NaCl) показали, что в этом случае возможно повышение SNR на порядок, правда, за счет снижения разрешающей способности в 3-4 раза.

Обычно процесс регистрации данных при МР сканировании организован так, что центральная часть k-пространства, наиболее значимая с точки зрения получения высокого SNR, заполняется примерно в середине временного интервала, отведенного на всё сканирование. Поэтому важно, чтобы именно в этом интервале воздействие помех было минимальным. Тогда применение аподизации особенно эффективно.

Результаты. В результате ²³Na МР сканирования различных органов человека рассчитывались магнитудные образы k-пространств размерами 128×256. В пределах каждого такого k-пространства рассчитывались средние величины сигнала (S) и строились графики зависимости S(P), где P – номер этапа фазового кодирования по срезовому направлению. В нашем случае значения P менялись от 1 до 128, что соответствовало отдельным временным интервалам. Поэтому график S(P) отображал

эволюцию помеховой активности. Такие графики были построены для данных, полученных в результате сканирования разных органов человека с использованием различных катушек.

Обсуждение/Заключение. Графики помеховой активности позволяют проводить сопоставление шумовых характеристик разных катушек. Их конструктивные отличия обуславливают различия в величинах добротностей, которые, в свою очередь, зависят от параметров размещаемого в ней органа – объема, фактора заполнения и др. Все эти факторы обуславливают специфичность их шумовых характеристик – средний уровень шума и его дисперсию даже при отсутствии РЧ помех.

Практикуемое нами подавление паразитных помех по сути проводится по двум направлениям - путем тонкой и грубой обработки данных в k -пространстве. Первая включает в себя редактирование отдельных всплесков на отдельных строчках k -пространства, вторая – подавление сигналов на его периферии с помощью аподизации. Без подавления помех получаются совсем неинформативные изображения. Применение аподизации в k -пространстве повышает SNR на изображении, но если не провести тонкую обработку, то на изображении могут проявиться артефакты в виде аномального повышения яркости в центре изображения. Их причиной могут быть отдельные всплески на регистрируемом сигнале из-за РЧ помех, которые в результате Фурье-обработки k -пространства преобразуются в мощный пик в зоне нулевых частот, что соответствует центру МР-изображения – т.н. DC offset артефакт [1]. Если отредактировать соответствующие паразитные точки в k -пространстве, то после Фурье-обработки данных k -пространства можно получить МР изображение без артефакта.

Аподизация данных k -пространства обычно применяется для повышения SNR в контексте подавления теплового шума и подавления артефактов Гиббса [1]. Актуальность этой операции повышается при наличии РЧ помех, если их максимальное воздействие происходит при регистрации данных, предназначенных для заполнения периферийных частей k -пространства. Полезный сигнал, распределенный в k -пространстве, при аподизации также подавляется на его периферии, что приводит к снижению детализации МР изображения. Но всё же лучше иметь дело со «сглаженным» образом, нежели образом, полученным при более высоком разрешении, но с наложением артефактов и совсем неинформативным из-за низкого SNR.

При наличии данных о помеховой активности, полученных за длительный период, можно выявить временной интервал (время суток и/или день недели) наиболее оптимальный для сканирования. Для сбора такой информации необязательно сканировать живой объект и даже включать РЧ передатчик и градиентную систему – достаточно лишь работающего приемника.

Таким образом, при регистрации слабого сигнала, требующего долговременного накопления, можно снизить влияние РЧ помех на результат накопления. Для этого надо предусмотреть сохранение отдельных реализаций сигнала с возможностью их анализа и редактирования. Данные отдельных измерений полезно использовать при долговременном анализе помеховой активности.

Исследования выполнены при поддержке РФФИ (гранты №19-29-10015 и 20-52-10004), а также Междисциплинарной научно-образовательной школой МГУ «Фотонные и квантовые технологии. Цифровая медицина».

ЛИТЕРАТУРА

1. E.M. Haacke et al. “Magnetic Resonance Imaging: Physical Principles and Sequence Design” NY: John Wiley & Sons, Inc., 1999.
2. N.V. Anisimov et al. // Appl. Magn. Reson. 2021. V. 52. No. 3. P. 221.

Разработка многоканального микроволнового радиометра реального времени для регистрации собственных микроволновых излучений головного мозга человека

Л.И. Брусиловский¹, С.П. Кожин², В.В. Мужичков¹

¹ООО «ЭЛЬБРУС Корпорация»,

²АО «НПП «Исток» им. Шокина»,

netsrv@aha.ru

В течение 4-х лет с 2016 по 2019 гг группой энтузиастов при поддержке радиорелейной ассоциации АПОРРС (<http://www.aporrs.ru/>) проводились предварительные исследования собственных электромагнитных излучений головного мозга человека в широком диапазоне от 850 МГц до 26,5 ГГц. В качестве инструментальных средств использовались цифровой анализатор спектра высшего класса с опцией реального времени и направленная логопериодическая измерительная антенна с дополнительным малошумящим усилителем. Эксперименты проводились в безэховой экранированной камере (БЭК) высшего класса электромагнитной защиты по ГОСТ Р 50414-92.

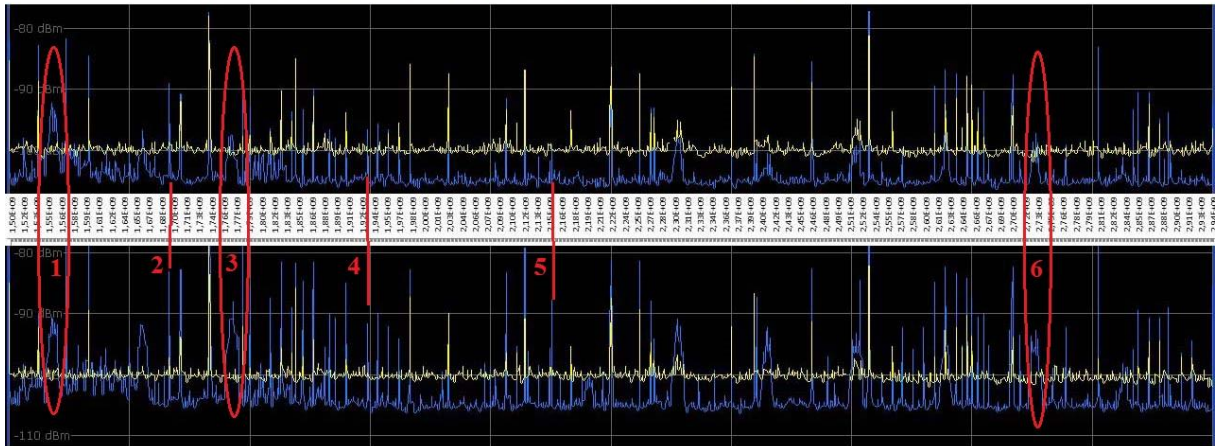
В результате были зарегистрированы внутренние электромагнитные излучения головного мозга человека в УВЧ-/СВЧ-диапазонах (от 1,5 до 4,5 ГГц) с мощностью сигналов на уровне -130 дБм -100 дБм (10^{-16} - 10^{-13} Вт), обладающие когнитивными свойствами [1]. Способ регистрации был запатентован (патент RU 2708040 C2) [2].

Проведенные предварительные исследования с учетом имеющихся компетенций, производственных технологий и основных комплектующих позволяют разработать многоканальный микроволновый радиометр реального времени, который позволит существенно снизить затраты на новые исследования и станет измерительной основой программно-аппаратного комплекса (АПК) технологии микроволновой энцефалографии МВЭГ. Дополнительно АПК МВЭГ должен включать сеть антенн-аппликаторов с предобработкой сигналов в конструктиве шапочки или шлема для работы в незащищенной среде, программное обеспечение записи и хранения микроволновых энцефалограмм и медицинские методики распознавания и централизованной обработки микроволновых энцефалограмм (big data) системой искусственного интеллекта, основанной на классических алгоритмах машинного обучения.

В докладе представлены базовая схема предварительных исследований, состав и режимы работы измерительного оборудования, защищенная среда проведения, методика измерений и результаты наиболее значимых экспериментов (рисунки 1, 2).

Так, в экспериментах 24.11.2016 в БЭК ЦЭНКИ визуальный анализ АЧХ с одной области головы (правая затылочная область) показал похожий характер полезных сигналов, хотя с различными амплитудами. На рисунке 1 на участках 1, 2 и 6 наблюдаются спектральные всплески, а на 3,4 и 5 точечные отчеты, отсутствующие на фоне, но имеющие место у обоих испытуемых.

AFC of the right occipital area (blue) and background (yellow) tester 1



AFC of the right occipital area (blue) and background (yellow) tester 2

Рис. 1. АЧХ правая затылочная испытатель 1 сверху, испытатель 2 внизу

Визуальный анализ АЧХ в разных областях также показал общие зоны микроволновой активности. Сводный график АЧХ от 3-х различных отделов ГМЧ (левая и правая лобная доля, левая височная доля) приведен на рисунке 2. На участках 1, 2, 3 и 4 можно наблюдать похожие спектральные всплески.

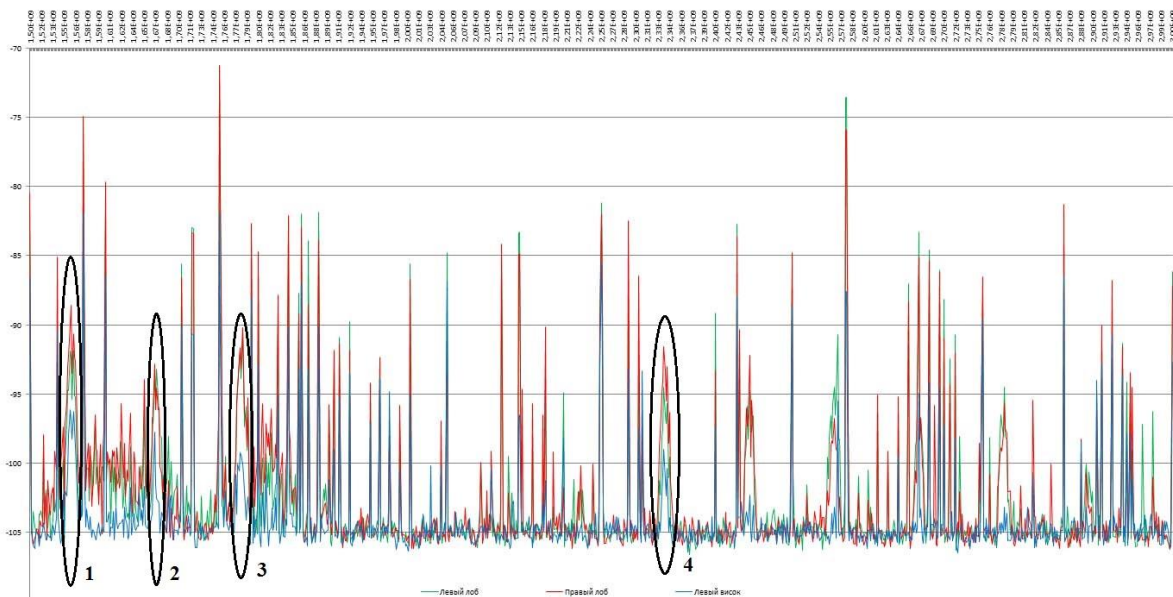


Рис. 2. Сводный график АЧХ левой и правой лобная доли, левой височной доли. Испытатель 2

При анализе данных экспериментов 01.03.2019 в БЭК Ростест-Москва число существенных с амплитудой >1 дБм микроволновых всплесков относительно фона, которые мы по аналогии с принятыми терминами в нейрофизиологии назвали **μ-спайками**, на интервале в 750 МГц в правой затылочной области головы при составило от 6 до 16 μ -спайков а в темноте в несколько раз больше! (43), что может быть интерпретировано как отражение собственной активности головного мозга при зрительной сомато-сенсорной изоляции, т.е. проявление когнитивных функций человека. На рисунках 3 показано выделение μ -спайков в двух экспериментах при свете и одного в темноте.

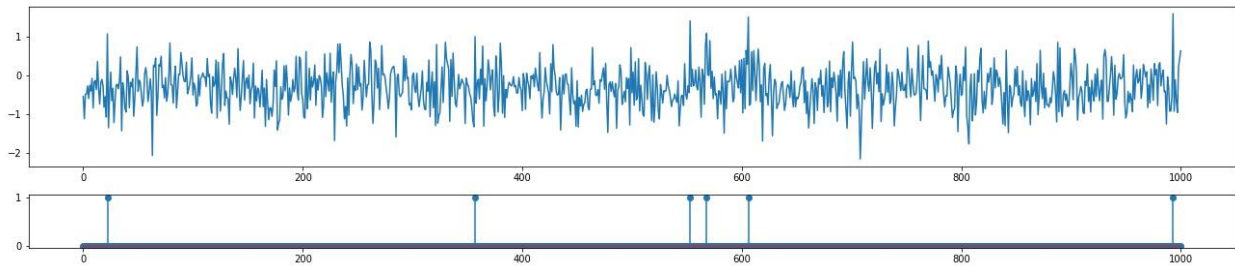


Рис. 3а. Выделение μ -спайков на интервале от 2,0 до 2,75 ГГц в эксперименте Свет_1

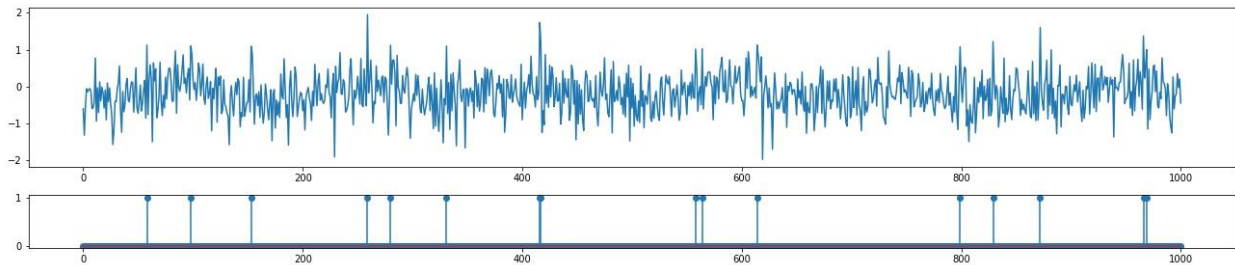


Рис 3б. Выделение μ -спайков на интервале от 2,0 до 2,75 ГГц в эксперименте Свет_2

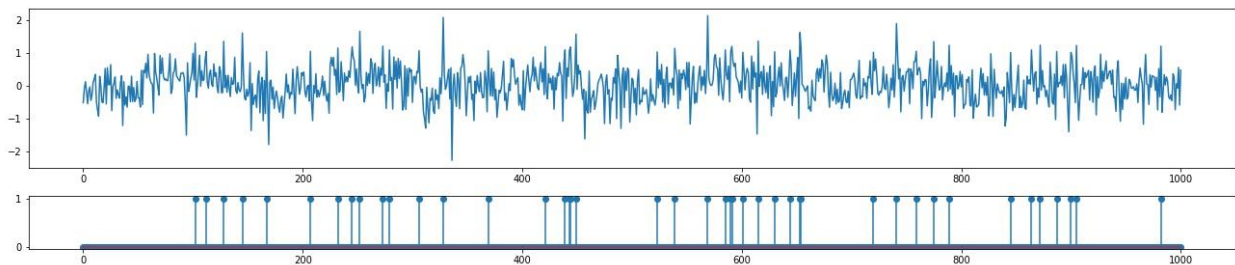


Рис 3с. Выделение μ -спайков на интервале от 2,0 до 2,75 ГГц в эксперименте Темнота

Также в докладе описываются основные технические требования и решения для разрабатываемого многоканального микроволнового радиометра реального времени и отличия разработки от существующих микроволновых радиометров для пассивной микроволновой радиометрии (MWR) [3,4].

ЛИТЕРАТУРА

1. Л.И.Брусиловский, С.П.Кожин, В.В.Мужичков, Методика экспериментальной регистрации микроволновых излучений головного мозга человека Сборник трудов XVII Всероссийской школы-семинара «Волновые явления в неоднородных средах» имени А.П. Сухорукова («Волны-2020») ISBN 978-5-6045125-0-0.
2. Патент RU 2708040 С2 «Способ регистрации микроволновой электромагнитной активности головного мозга человека», А.С.Брюховецкий, Л.И.Брусиловский
3. Патент RU 2617276С1 Радиотермометр, С.Г.Веснин
4. Groupas E, Koutsoupidou M, Karanasiou I, Papageorgiou C & Uzunoglu N (2019) Real-time Passive Brain Monitoring System Using Near-Field Microwave Radiometry. IEEE Transactions on Biomedical Engineering (Volume: 67, Issue: 1, Jan. 2020)