

Нераспространяющиеся колебания в ускоряющих структурах

Н.И. Айзацкий

ННЦ ХФТИ, Харьков, Украина

aizatsky@nik.kharkov.ua

Хорошо известно, что в одномерных периодических структурах существуют два различных в своей основе типа собственных электромагнитных колебаний, поддерживаемых средой в отсутствии токов и зарядов. В определенных частотных интервалах электромагнитные колебания представляют волновой процесс, который переносит постоянную энергию (при отсутствии поглощения) в прямом или в обратном направлениях. Между полосами пропускания электромагнитные колебания имеют структуру, которая существенно отличается от структуры внутри полос пропускания. В этих частотных интервалах электромагнитные колебания не переносят энергию и имеют спадающую (нарастающую) зависимость от координаты. Эти частотные интервалы называются полосами непропускания.

В настоящее время одномерные периодические структуры иногда называют структурами с одномерными фотонными щелями. Возбуждаемые в ограниченных системах колебания можно рассматривать в рамках «дефектных мод» как «дефектные поверхностные уровни», которые возникают в результате существования раздела между средой с зонной структурой и средой, которую можно рассматривать как бесконечный потенциальный барьер. В работе представлены результаты исследований свойств электромагнитных колебаний внутри полос непропускания и их использования в ускоряющих структурах.

Введение

Для однородного вдоль продольной оси волновода при заданных частоте и числе вариаций электромагнитного поля в поперечном направлении всегда существуют два решения, описывающих либо две распространяющихся навстречу друг другу волны, либо два нераспространяющихся колебания. Если мы ограничим такой волновод двумя металлическими плоскостями, расстояние между которыми обозначим L , то резонансные свойства полученного замкнутого объема не будут зависеть от положения первой плоскости и могут быть объяснены на основе интерференции только двух бегущих в противоположных направлениях волн (см., например, [1,2]). Данное обстоятельство определяется двумя факторами: плоским волновым фронтом собственных волн (возможность выполнения граничных условий только при наличии двух распространяющихся навстречу волн) и невозможностью выполнения необходимых граничных условий для поддержания только нераспространяющихся колебаний. В связи с этим собственные колебания существуют только в области частот, при которых имеются распространяющиеся волны, а условие существования стоячих колебаний с нулевым тангенциальным электрическим полем на металлических плоскостях сводится к требованию кратности длины резонатора половине длины бегущей волны в волноводе $L = \Lambda / 2 \times n$. Зная дисперсионную характеристику волновода $\omega = f_i(h)$ (h – волновой вектор, i – набор чисел, характеризующих поперечное распределение), легко найти собственные частоты резонатора: $\omega_{k,i} = f_i(2\pi k / L)$.

Для резонаторов, образованных путем ограничения металлическими плоскостями периодической структуры, симметричной вдоль продольной оси¹, указанные выше закономерности усложняются. Собственные волны симметричной периодической структуры, существующие в определенных частотных интервалах (зонах распространения или полосах пропускания), имеют плоский волновой фронт только в плоскостях симметрии волновода. Вследствие этого собственные колебания резонаторов на основе отрезков периодических волноводов могут быть описаны на основе сложения полей только двух собственных волн безграничной структуры при условии размещения первой металлической плоскости в плоскости симметрии волновода, а второй – на расстоянии, кратном периоду структуры $L = N \times D$. При этом собственные частоты таких резонаторов, которые ниже мы будем называть «симметричными», лежат на дисперсионных кривых распространяющихся волн при значениях продольного волнового числа, определяемых только числом периодов. Данное обстоятельство широко используется для настройки периодических волноводов и в структурах на стоячей волне (см., например, [3]). При произвольном размещении первой металлической плоскости относительно плоскости симметрии волновода, даже при расстоянии между плоскостями, кратным его периоду, (такие резонаторы ниже мы будем называть «несимметричными») удовлетворить

¹ Под симметричными периодическими структурами мы будем подразумевать волноводы, у которых один период имеет плоскость симметрии относительно координаты z , при этом волновод будет иметь две плоскости симметрии.

граничным условиям только при наличии двух распространяющихся навстречу волн невозможно и необходимо учитывать нераспространяющиеся колебания. Вследствие этого собственные частоты несимметричных резонаторов будут отличаться от собственных частот симметричных резонаторов. Возможна ли ситуация, когда собственная частота несимметричного резонатора будет лежать вне полосы пропускания периодического волновода? В этом случае собственное колебание будет определяться не суперпозицией двух распространяющихся волн, а набором нераспространяющихся колебаний. Пространственное распределение поля будет иметь нарастающий (спадающий) вдоль продольной координаты характер.

1. Собственные частоты резонаторов, образованных путем ограничения периодической структуры металлическими плоскостями

Число собственных частот симметричных резонаторов, определяемых данной полосой пропускания, зависит от расположения первой металлической плоскости. Действительно, для симметричных периодических волно-водов имеется две плоскости симметрии: поперек резонансных объемов и поперек области их связи. При размещении первой плоскости поперек резонансных объемов и при расстоянии между плоскостями $L = N \times D$ число собственных колебаний симметричного резонатора будет равно $(N+1)$, частоты которых определяются из условия $h_i(\omega) \times D = \pi k / N$, где целое число k пробегает значения $k = 0, 1, \dots, N$. Такие резонаторы мы будем называть симметричными резонаторами первого рода. При размещении первой плоскости поперек области связи число собственных колебаний равно N , при этом их частоты также определяются из приведенного выше условия. В таких резонаторах отсутствует колебание “ π ”-типа. Такие резонаторы мы будем называть «симметричными» резонаторами второго рода. Но поскольку симметричный резонатор 2-го рода может быть получен (передвижением плоскостей при сохранении расстояния между плоскостями) из резонатора путем плавной трансформации 1-го рода через последовательность несимметричных резонаторов, то возникает закономерный вопрос о том, в какое собственное колебание превращается колебание “ π ”-типа резонатора 1-го рода и каким образом?

На основе пакета SUPERFISH мы провели расчет зависимостей собственных частот резонатора, образованного путем ограничения металлическими плоскостями периодической структуры, изображенной на рис.1, от положения первой плоскости относительно плоскости симметрии d при фиксированном расстоянии между плоскостями $L=3 \times D$ ($D = 2$ см; $a = 1.25$ см; $b = 3.5$ см). Из рис.2, на котором представлены эти зависимости, следует, что колебание “ π ”-типа симметричного резонатора 1-го рода, принадлежащее основной полосе распространения E_{01} , при его плавной трансформации в симметричный резонатор 2-го рода переходит в колебание “0”-го типа соседней полосы пропускания E_{02} , имеющей две вариации поля по радиусу. При этом все колебания симметричного резонатора 1-го рода, образованные путем соответствующей интерференции распространяющихся волн второй полосы, при его плавной трансформации в симметричный резонатор 2-го рода смещаются вверх по частоте.

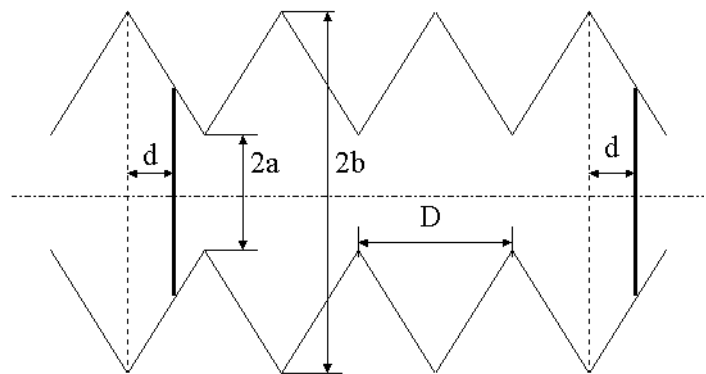


Рис. 1.

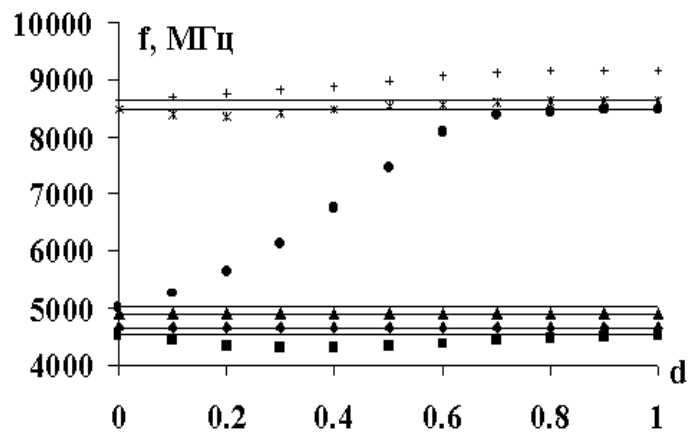


Рис. 2.

Таким образом, отсутствие колебания “ π ”-типа для симметричных резонаторов второго рода означает, что при плавной трансформации резонатора первого рода в резонатор второго рода через последовательность несимметричных резонаторов, в последних колебание “ π ”-типа будет находиться в области нераспространения с частотой, увеличивающейся при плавной трансформации от верхней граничной частоты рассматриваемой полосы пропускания волновода до нижней граничной частоты другой полосы пропускания. Наряду с таким изменением частоты колебания “ π ”-типа также имеет место смещение в область нераспространения частоты колебания “0”-типа.

Приведенные выше соображения указывают на возможность существования в резонансных полостях на основе отрезков симметричных периодических волноводов новых типов собственных колебаний, основанных не на интерференции распространяющихся волн, а на поддержании нераспространяющихся колебаний. Такие собственные колебания не существуют в резонаторах на основе гладких волноводов.

В рассмотренном выше случае собственное колебание с частотой выше “ π ”-типа (ниже “0”-типа) неограниченного периодического волновода базируется на множестве нераспространяющихся колебаний периодической структуры. По всей видимости, такое собственное колебание может существовать и на основе только одного нераспространяющегося колебания периодического волновода, как это имеет место в случае слоистого диэлектрика [4,7]. Для реализации этого необходим выбор специальной формы концевых ячеек для выполнения вдоль сложного поперечного сечения (в общем случае криволинейного) определенных граничных условий, обеспечивающих поддержание в объеме только одного нераспространяющегося колебания периодического волновода.

2. Использование новых типов колебаний резонаторов в ускорительной технике

Как уже упоминалось выше, существование собственных колебаний резонансных систем на основе суперпозиции нераспространяющихся колебаний безграничной периодической структуры дает возможность реализовывать пространственное распределение электромагнитного поля с нарастающим (спадающим) вдоль продольной координаты характером. Такие распределения поля позволяют существенно улучшить процесс группировки пучка и его захват в процесс ускорения. Как нам удалось показать [4], одной из систем такого рода является отрезок бипериодического волновода при значении рабочей частоты, лежащей внутри полосы непрозрачности, существующей вследствие бипериодичности системы, между двумя полосами распространения. Такие системы реализованы в ряде группирующих устройств [5,6]. Поскольку возбуждение такой резонаторной цепочки проводится через последний резонатор, то пучок электронов группируется и ускоряется в нарастающем поле. За исключением нарастания (затухания от места возбуждения), основная нераспространяющаяся мода имеет пространственную структуру, близкую к структуре стоячей волны, образованной двумя бегущими волнами с фазовым сдвигом на ячейке $\pi/2$ с нулевым значением поля в четных ячейках. Наличие ячеек с нулевым полем усиливает продольную группировку за счет клистронного механизма.

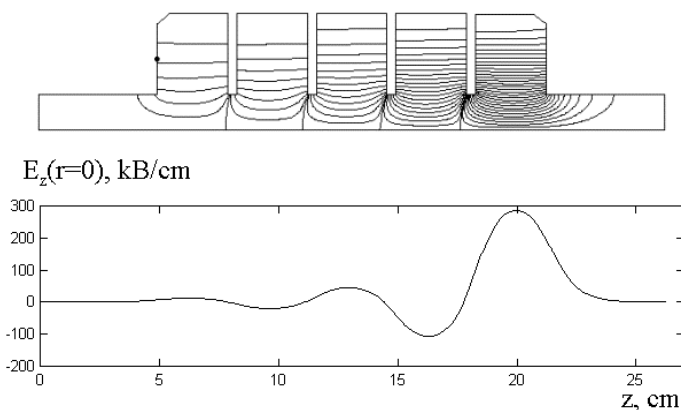


Рис. 3.

ного волновода, необходимо знать структуру поля в безграничном волноводе и на ее основе выбрать форму концевой ячейки. Данная задача к настоящему времени не решена. Можно использовать собственное колебание, базирующееся на множестве нераспространяющихся колебаний периодической структуры, как это происходит в рассмотренном выше случае плоских поперечных границ или других концевых ячеек, обеспечивающих существование колебаний с частотой выше “ π ”-типа. Наиболее просто реализовать такое коле-

группировку за счет клистронного механизма.

Изложенные выше результаты указывают на то, что в качестве группирувателей могут быть использованы и отрезки периодических волноводов, имеющих специальные концевые ячейки и возбуждаемые на частотах выше верхней частоты отсечки (при электрической связи объемов). При этом фазовый сдвиг на ячейку будет соответствовать значению π .

Как уже сказано выше, для создания резонатора, имеющего собственную моду, которая основана на одном нераспространяющемся колебании неограничен-

бание следующим образом: вначале создаем ячейку на стоячей волне с “ π ”-типом колебания, а затем повышаем частоту концевго резонатора (см. рис.3, рабочая частота $f = 2465$ МГц).

Предварительные расчеты динамики частиц в таких системах показывают (см. рис.4, где на плоскости энергия-фаза через равные расстояния $\delta z = L/20$ от начала инжектора, представленного на рис.3, изображены фазовые распределения частиц при инжекции немодулированного пучка электронов с начальной энергией $W_0 = 50$ КэВ), что волноводная группировка в нарастающем поле “ π ”-типа при определенных длинах резонатора эффективна и дает возможность формировать сгустки с малым фазовым размером.

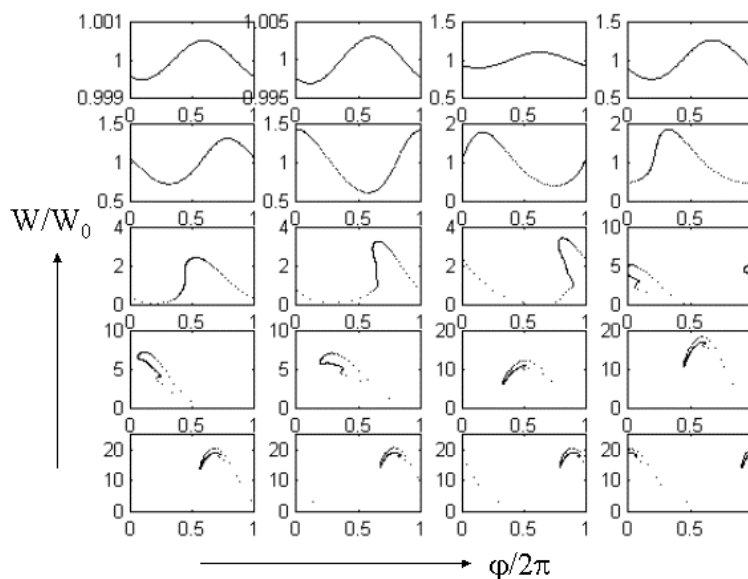


Рис. 4.

Автор выражает благодарность В.А. Кушнису и В.В. Митроченку за обсуждение результатов работы.

Литература

1. Вайнштейн Л.А. Электромагнитные волны. М.: «Радио и связь», 1988.
2. Никольский В.В. Электродинамика и распространение радиоволн. М.: «Наука», 1973.
3. Вальднер О.А., Собенин Н.П., Зверев Б.В. и др. Справочник по диафрагмированным волноводам. – М.: Атомиздат, 1977.
4. Auzatsky M.I. Electromagnetic oscillations in periodic mediums and waveguides outside the passband. Вопросы атомной науки и техники, 1999, №3, с.6-8.
5. Зверев Б.В., Тимофеев В.Ф., Шилов В.К. Расчет и проектирование малогабаритного ускорителя электронов РЭЛУС-3. – Сб.Ускорители. – М.: Энергоатомиздат, 1981, с.19-22.
6. Вахрушин Ю.П., Рябцов А.В., Смирнов В.Л., Терентьев В.В. Комбинированная ускоряющая структура с оптимизированным многорезонаторным группирователем. – Труды XIII совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1993, т.1, с.249-251.
7. Auzatsky M.I. Electromagnetic oscillations in periodic media outside the passband. – Proceedings of the VIII International Conference on Mathematical Methods in Electromagnetic Theory (MMET2000), 2000, Kharkov, Ukraine, v.2, p.506-508.