

УДК 621.384.6

К ТЕОРИИ ЭЛЕКТРОННОГО МУЛЬТИПАКТОРНОГО РАЗРЯДА В ВАКУМИРОВАННОЙ ЯЧЕЙКЕ ЛИНЕЙНОГО УСКОРИТЕЛЯ

Л.Д. Лобзов, А.П. Толстолужский, Н.Г. Шулика

*Национальный научный центр Харьковский физико-технический институт
Украина, 61108, Харьков, Академическая, 1
Поступила в редакцию 28 февраля 2005 г.*

Некоторые особенности работы вакуумированной структуры линейного ускорителя заряженных частиц обусловлены резонансными вторично-электронными процессами эмиссии и бомбардировки параллельных участков электродных поверхностей диодных промежутков, образующих электрические поля структуры. При определенных энергиях ускоренных электронов и значениях коэффициента вторичной эмиссии материала электродов это может приводить к интенсивным электронным потокам, нарушающим работу ускорителя. При этом изменяются не только реактивные и активные параметры структуры и этих промежутков, но амплитудные и фазовые характеристики их электрических полей, влияя на общий характер поведения вторично-электронных процессов. На модели параллельного колебательного контура, эквивалентном вакуумированной ячейке ускорителя, возмущенной мультипакторными разрядами, теоретически рассмотрено резонансное движение вторично-эмиссируемых электронов в ее диодном промежутке. Показано, что электронная мультипакция может существовать в нарастающих и спадающих электрических полях. Указаны граничные значения подгуженных, вторично-электронной эмиссией, добротностей ячеек ускоряющих структур, характеризующих предельные скорости изменения напряжений для подавления электронной мультипакции.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: линейный ускоритель, вакуумированная ускоряющая ячейка, электрический пробой, вакуумный мультипакторный разряд

Мультипакторные разряды, самопроизвольно возникающие в электрических полях металлических одно- или двухэлектродных поверхностей вакуумированных резонаторных или волноводных структур, а также в газонаполненных структурах с целенаправленным зажиганием газового разряда, часто наблюдаются при возбуждении в таких структурах электромагнитных полей с требуемыми параметрами, в диапазоне частот от единиц МГц до десятков ГГц [1-2].

Резонансный характер разрядов сопровождается нежелательными явлениями, такими как полным или частичным срывом устойчивости установления электромагнитных полей [3] в радиочастотных структурах, вызывающих опасные перенапряжения в передающих трактах, энергетических источниках (на электронных лампах, клистронах), настроечных и согласующих элементах с распределенными или сосредоточенными параметрами, включая и системы силового питания [4-5]. В местах интенсивных мультипакторных разрядов в вакууме, усиливаемых процессами дегазации электродных поверхностей путем горения разряда, возможно выгорание материала электродных поверхностей [6 с.923]. И если в радиочастотных структурах, использующих газовый разряд, понижение амплитуд возбуждаемых напряжений за счет интенсивного рассеивания и потерь вводимой высокочастотной энергии в ионизированном газе, считается нормой, то в вакуумированных структурах ускорителей с высокими и предельно достижимыми напряженностями электрических полей, электронная мультипакция, достигающая величины электронного разряда, не допустима.

Существующие теории вторично-электронных резонансных разрядов (ВЭРР, в английской терминологии – multipactor) [7-11], между электродными поверхностями радиочастотных структур рассматривают холодные эмиссионные процессы, возникающие в высокочастотных электрических полях, в упрощенных моделях отдельно взятого диодного промежутка с параллельными электродными поверхностями бесконечных размеров [12 с.218] или при их взаимодействии с колебательным контуром [13]. При этом предполагается стационарность движения, осциллирующего между электродами, образующегося электронного потока в течение ускоряющего полупериода, синхронно с полярностью электрического поля.

Выводы этих теорий, определяя напряжения, при которых обеспечивается такое движение электронов или его изменения, при дополнительно вводимых электрических или магнитных полях однако не учитывают изменений характера (увеличения или уменьшения) и скорости основного приложенного напряжения, при изменяющейся интенсивности электронной мультипакции. Учет этих факторов, при возбуждении высокочастотных напряжений в вакуумированных структурах, требует другой модели, которая бы отражала реальные условия возникновения мультипакторных процессов и разрядов.

Анализ экспериментальных результатов [14,15] о влиянии резонансных вторично-электронных процессов на устойчивость установления электрических полей в радиочастотных структурах ускорителей и плазменных нагрузок показывает, что существование разрядов сопровождается осцилляциями вершины огибающей напряжения, пропорционального возбуждаемым амплитудам в структуре. Это позволяет утверждать, что подобные электронные разряды изменяют напряжения на элементах структуры, в том числе и ее диодных промежутках. Но умножение электронов в плазме газового разряда обеспечивается хаотическими процессами, а резонансное

размножение мультипакторных электронов в вакуумном объеме обусловлено, наряду с ускоряющим движением, синхронно с электрическими полями, еще и периодическими электронными процессами бомбардирования участков электродных поверхностей, характеризующие существование механизма возникновения мультипакторного разряда.

Дальнейшее изучение резонансных разрядных электронных процессов в радиочастотных структурах, работающих в условиях формирования требуемых электрических полей между участками металлических электродных поверхностей, характеризующихся высокими холодноэмиссионными свойствами, направлено на то, чтобы нарушить резонансные условия электронных процессов и воспрепятствовать нарастанию интенсивности электронной мультипакции до разрядной величины [16,17].

Как известно, любая вакуумированная ускоряющая структура, в которой возможен мультипакторный разряд, в том числе и ее единичная ячейка, содержащая диодный промежуток с участками параллельных электродных поверхностей конечных размеров, может быть представлена эквивалентным колебательным контуром [18 с.74,19 с.23], где емкость этого промежутка вместе с индуктивностью и общим сопротивлением активных потерь являются его основными элементами. Условия устойчивого возбуждения электромагнитных колебаний в таком контуре, в том числе и напряжений на его элементах, требуют постоянства всех параметров этого контура. При изменении параметров контура, обусловленном шунтирующим действием возникающих электронных разрядов в электрических полях вакуумированного промежутка, изменяется и напряжение на его обкладках, которое, в свою очередь, определяет процессы движения мультипакторных электронов в этом разряде. При этом нестационарность электронных мультипакторных процессов в диодном промежутке поддерживается переходными процессами устанавливающимися напряжений в контуре, в соответствии с изменением его электродинамических параметров [20 с.233].

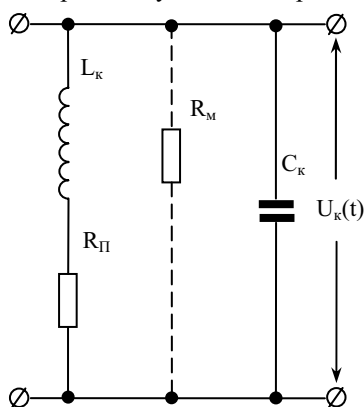
Сложное движение электронов в каждом полупериоде поля следует рассматривать при постоянстве амплитудного значения напряжения, приложенного к диодному промежутку, в течение всего периода этого напряжения. При этом процесс взаимодействия электронов с полем и величина энергии, достаточной для возникновения последующих вторичных электронов в идентичных параметрах полей, составляют резонансные условия мультипакторного движения. На практике это отвечает реальным физическим процессам в радиочастотных структурах линейных ускорителей [19 с.136].

Реактивные и активные параметры единичной ячейки ускорителя, представляемой эквивалентным электрическим контуром, как известно, определяют ее колебательные характеристики во всем диапазоне возбуждаемых напряжений [18,20]. Исходя из этого, движение вторично эмитируемых электронов между электродными поверхностями диодного промежутка можно рассматривать в собственных электрических полях контура. Формирование мультипакторного движения электронов в этом случае определяется только параметрами контура и эмиссионными свойствами электродных поверхностей его диодного промежутка. Мультипакторные процессы и разряды в контуре при этом являются такими дестабилизирующими факторами, при которых, однако, сохраняются его колебательные свойства. Поскольку электрический контур ячейки в процессе указанных автоколебаний (характер изменения амплитуд которых определяется знаком показателя экспоненты) характеризуется полным набором электродинамических параметров, то это позволяет наиболее точно определять условия возникновения или подавления электронной мультипакции в электрических полях диодного промежутка.

Целью работы является теоретическое исследование электронной мультипакции в ускоряющей ячейке с одним диодным промежутком при изменении характера и скорости приложенного напряжения.

МУЛЬТИПАКТОРНОЕ ДВИЖЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ В СПАДАЮЩИХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЯХ ДИОДНОГО ПРОМЕЖУТКА ЯЧЕЙКИ УСКОРИТЕЛЯ

Рассмотрим процесс спада амплитуды напряжения в контуре вакуумированной ячейки с одним диодным промежутком, формирующим ее электрическое поле, с момента возникновения мультипакторных разрядов. При этом указанные процессы характеризуют подключение к контуру с постоянными параметрами, дополни-



тельного активного сопротивления квазипостоянной величины R_M . Изменение реактивных параметров не учитываем, поскольку частота структуры, как будет показано ниже, изменяется незначительно. Эквивалентная схема единичной ячейки, возмущенной указанными электронными разрядами, представлена на рис. 1.

Рис. 1. Эквивалентная схема контура вакуумированной ячейки ускорителя при электронных мультипакторных разрядах, возникающих в автоколебательных спадающих электрических полях ее диодного промежутка. L_k , C_k – собственные параметры индуктивности и емкости контура; R_{Π} – активное сопротивление потерь, при собственных параметрах контура; R_M – активное сопротивление, обусловленное квазипостоянством параметров электронных мультипакторных разрядов в электрических полях диодного промежутка, параллельно подключаемое к контуру.

Дифференциальное уравнение для спадающего напряжения контура, достигшего амплитудного значения $U_{см}$, при котором обеспечивается возникновение мультипакторного разряда спадающей интенсивности в его диодном промежутке, запишем как [21 с.150]

$$\frac{d^2 U_{\kappa}(t)}{dt^2} + \frac{\omega_0}{Q_0} \left(1 + \frac{R_{эп}}{R_M} \right) \frac{dU_{\kappa}(t)}{dt} + \omega_0^2 U_{\kappa}(t) = 0. \quad (1)$$

Здесь мы будем пользоваться методом квазигармонического анализа, представляющего замену влияния нелинейного элемента его линейным элементом, величина которого зависит от амплитуды колебаний [22 с.69]. Это дополняет исходное предположение о постоянстве амплитуды напряжения контура, приложенному к диодному промежутку, тем, что напряжение во времени должно меняться очень медленно и оставаться по существу постоянным за период колебаний. Справедливость такого утверждения следует из того, что и нелинейная проводимость $1/R_M$ зашунтирована емкостью диодного промежутка C_{κ} . Если бы емкость отсутствовала, то напряжение на контуре сменилось бы мгновенно. При этом для напряжения на контуре и его частоты имеем:

$$U_{\kappa}(t) = U_{см} \cdot e^{-\frac{\omega_0}{2Q_0} \left(1 + \frac{R_{эп}}{R_M} \right) t} \cdot \sin(\omega t + \varphi), \quad (2)$$

$$\omega = \omega_0 \cdot \sqrt{1 - \frac{1}{4Q_0^2} \left(1 + \frac{R_{эп}}{R_M} \right)^2}, \quad (3)$$

где $\omega_0 = (L_{\kappa} C_{\kappa})^{-\frac{1}{2}}$ – круговая частота колебаний в контуре, при его невозмущенных параметрах L_{κ} и C_{κ} ; ω – частота его возмущенных колебаний; φ – фаза колебаний, определяемая как $\varphi = \arctg 2Q_0 / (1 + R_{эп}/R_M)$; Q_0 – добротность контура с эквивалентным резонансным сопротивлением $R_{эп} = L_{\kappa} / C_{\kappa} R_{II}$; R_M – сопротивление мультипакции, шунтирующее контур.

Поскольку шунтирующее действие сопротивления R_M характеризуется как $R_M < R_{эп}$ (появление R_M приводит к ухудшению параметров контура), то сохранение колебательных свойств контура указывает на то, что и в условиях электронной мультипакции его добротность остается достаточно высокой $Q \gg 1$, а $\omega \approx \omega_0$.

Обозначая общий коэффициент показателя экспоненты при t через α как $\alpha = \omega_0 (1 + R_{эп}/R_M) / 2Q_0 = \omega / 2Q$, где $Q = Q_0 / (1 + R_{эп}/R_M)$ – подгруженная добротность контура, при подключении к нему квазипостоянных проводимостей, независимо от их характера (паразитной собственной, в том числе и резонансной, или привнесенной извне), для напряжения $U_{\kappa}(t)$ имеем:

$$U_{\kappa}(t) = U_{см} \cdot e^{-\alpha t} \cdot \sin(\omega t + \varphi). \quad (4)$$

Наличие такого напряжения на обкладках диодного промежутка, захватывающего при разных фазах возникающие электроны с его электродных поверхностей, обладающими вторично-эмиссионными свойствами в вакууме, и обеспечивает мультипакторные процессы в контуре.

Уравнение движения мультипакторных электронов между участками параллельных электродных поверхностей диодного промежутка длины d при воздействии указанного спадающего гармонического напряжения запишем как [8]

$$\frac{d^2 x}{dt^2} = \frac{e}{m} \cdot \frac{U_{см}}{d} \cdot e^{-\alpha t} \cdot \sin(\omega t + \varphi). \quad (5)$$

Решение этого уравнения, при заданных геометрических параметрах участков параллельных электродных поверхностей и длины диодного промежутка d , периода электрического поля T и процесса движения мультипакторных электронов в металле и вакууме, рассмотрим при малых (вблизи нулевых) начальных скоростях. Такие электроны, составляющие истинно вторичную эмиссию в объеме вакуумированной ячейки, порождаются бомбардированием электродных поверхностей промежутка электронами, приобретающих энергию в его электрических полях. Проникая на некоторую глубину в металл и отдавая там свою энергию вторичным электронам, которые эту энергию расходуют при их выходе на поверхность металла. Скорость этих электронов невелика и их число возрастает с увеличением скорости первичных электронов [23 с.44; 24 с.315; 25 с.230].

Все электроны с другими скоростями, находящиеся в зазоре и взаимодействующие с электрическими полями, обеспечивая беспорядочное энергетическое возбуждение бомбардируемых участков электродных поверхностей и хаотически ответную вторичную эмиссию, определяют общую электронную подгрузку контура вакуумированной ячейки в целом [26-28].

Возможность таких предположений следует из известного распределения количества вторичных электронов по скоростям для металлических поверхностей, показывающем, что они обладают широким спектром скоростей от нуля до скоростей первичных электронов, и не меняющихся при изменении угла их падения [25 с.212]. Кривые распределения вторичных электронов по энергиям для активированных поверхностей, какими являются электродные поверхности радиочастотных структур ускорителей со слоями адсорбируемого газа, при рабочем вакууме $\sim 10^{-6}$ мм рт. ст. [18 с.130], также определяются малыми значениями напряженностей полей и имеют средние значения энергий вторичных электронов $\sim 1\div 3$ эВ [24 с.230].

В предположении квазипостоянства амплитуды электрического поля в диодном промежутке, упоминаемом выше (см. стр. 2), в результате 1-го и 2-го интегрирований, получим:

$$\frac{dx}{dt} = \frac{e}{m} \cdot \frac{U}{d} \cdot \frac{1}{(\alpha^2 + \omega^2)} \left\{ \sin(\varphi + \gamma) - e^{-\alpha t} \cdot \sin(\omega t + \varphi + \gamma) \right\}, \quad (6)$$

$$x = \frac{e}{m} \cdot \frac{U_{cm}}{d} \cdot \frac{1}{(\alpha^2 + \omega^2)} \left\{ e^{-\alpha t} \cdot \sin(\omega t + \varphi + 2\gamma) - \sin(\varphi - 2\gamma) \right\} + \frac{e}{m} \cdot \frac{U_{cm}}{d} \cdot \frac{1}{\sqrt{\alpha^2 + \omega^2}} \cdot \sin(\varphi + \gamma) \cdot t, \quad (7)$$

где ωt – угол пролета электроном, в спадающем электрическом поле, диодного промежутка, $\gamma = \arctg \omega/\alpha$ – сдвиг фазы собственных колебаний контура при возникающих мультипакторных разрядах в его диодном промежутке. В этих выражениях, скорость и координата электрона, взаимодействующего со спадающим электрическим полем, определяется его параметрами U_{cm} и φ , а также периодом T и скоростью спадания α .

Поскольку при граничных условиях в начале движения $x(t=0)=0$, до завершающей стадии взаимодействия падающего электрона с вторичным, $x \approx d$, когда после передачи энергии обеспечивается ответное движение вторичных электронов, захватываемых изменившейся полярностью электрического поля, то данное выражение будет выполняться, если положить $\omega t = \pi$. Условия резонансного взаимодействия мультипакторных электронов в последующем полупериоде, при той же фазе поля, что и в предыдущем, аналогичны общему условию синхронизма ускоряемых частиц, взаимодействующих с периодическими электрическими полями [18 с.16].

Принимая во внимание известные соотношения для электрического контура [21], определяющих экспоненциальную зависимость изменения напряжения через круговую частоту ω и его подгруженную добротность Q как $\alpha = \omega/2Q$; $\alpha \cdot \pi/\omega = \pi/2Q$; $\omega/\alpha = 2Q$; $\gamma = \arctg 2Q$, окончательно получаем:

$$d = \frac{e}{m} \cdot \frac{U_{cm}}{\omega^2 d} \cdot \left\{ \frac{\pi}{\sqrt{1 + \left(\frac{1}{2Q}\right)^2}} \cdot \sin(\arctg 2Q + \varphi) - \frac{1 + e^{-\frac{\pi}{2Q}}}{1 + \left(\frac{1}{2Q}\right)^2} \cdot \sin(2\arctg 2Q + \varphi) \right\}. \quad (8)$$

Обозначая выражение в фигурных скобках величиной $\xi(\varphi, Q)$, являющейся функцией фазы электрического поля φ и добротности контура Q , имеем:

$$d = \frac{e}{m} \cdot \frac{U_{cm}}{\omega^2 d} \cdot \xi(\varphi, Q). \quad (9)$$

Поскольку длина диодного промежутка является заданной действительной положительной величиной, то обеспечение этого равенства, при фиксированном значении Q , возможно при таком диапазоне фаз электрических полей, когда $\sqrt{\xi(\varphi, Q)} > 0$. При этом функция $\sqrt{\xi(\varphi, Q)} = \omega d / \sqrt{eU_{cm}/m}$ определяет фазы электрических полей, при которых возможен мультипакторный процесс, а ωd – характеризует скорость мультипакторного движения электронов в диодном промежутке контура. Энергетические параметры электрона при взаимодействии с электрическими полями диодного промежутка определяются приложенной разностью потенциалов, как $e \cdot U_{cm}$ [29 с.11]. Выделяя эту величину из выражения (1), получаем $eU_{cm} = m(\omega d)^2 \left\{ \xi(\varphi, Q) \right\}^{-1}$. Такое соотношение есть не что иное, как выражение энергии мультипакторных электронов, приобретаемой в электрических полях диодного промежутка и передаваемой электронам металла при соударении, что и вызывает вторичную эмиссию электронов в последующем полупериоде поля.

При этом амплитудное значения напряжения мультипактации определяется как

$$U_{cm} = m(\omega d)^2 / e \left\{ \xi(\varphi, Q) \right\}. \quad (10)$$

Вводя также в рассмотрение величину β , пропорциональную безразмерному напряжению, при котором обеспечивается электронная мультипактация, как $\beta = eU_{cm} / m(\omega d)^2$, будем иметь $\beta = \left\{ \xi(\varphi, Q) \right\}^{-1}$. Из этого

соотношения следует, что каждой фазе высокочастотного напряжения φ при фиксированной добротности контура соответствует вполне определенное значение энергии мультипакторных электронов.

Графические зависимости, построенные по приведенным формулам, представлены на рисунках 2,3. На рис. 2 изображены зависимости функции $\sqrt{\xi(\varphi, Q)}$, характеризующие величину $\omega d / \sqrt{eU_{cm}/m}$, от фаз электрических полей φ и добротности контура Q , при которых возможен процесс мультипакции.

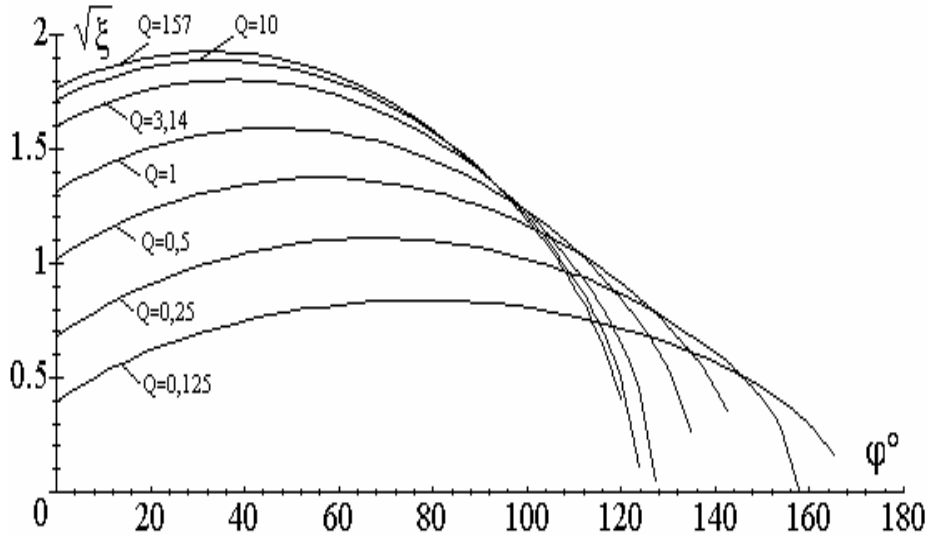


Рис. 2. Безразмерные параметры кинетического движения мультипакторных электронов $\sqrt{\xi(\varphi)}$ в спадающих электрических полях диодного промежутка, при разных добротностях контура.

В области подгруженных добротностей контура с $Q > 10$, безразмерный параметр скорости мультипакторного движения электронов $\omega d / \sqrt{eU_{cm}/m}$ остается практически неизменным в достаточно большом интервале фаз и малом диапазоне значений $\sqrt{\xi}$. Это соответствует квазипостоянству напряжения, взаимодействующего в зазоре диодного промежутка с вторично-эмиссируемыми электронами.

Для диодных промежутков в составе контуров с $Q < 10$ изменяется значение синхронной фазы φ_s и границ $\sqrt{\xi}$. Как следует из поведения кривых при $Q = 1$ и менее, с резким ухудшением добротностей контуров увеличивается разброс скоростей и существенно смещается синхронная фаза в направлении ее увеличения. Скорости электронов не обеспечивают резонансного прохождения диодного промежутка при данных амплитудах электрических полей и из мультипакторного процесса выбывают. При $\sqrt{\xi(\varphi, Q)} \rightarrow 0$ или в отсутствии соответствующего напряжения в контуре $\omega d \rightarrow 0$, что указывает на невозможность резонансной мультипакции.

На рис. 3. представлены кривые, характеризующие величину безразмерного напряжения $\beta(\varphi, Q)$, при разных добротностях контуров, характеризующих разные скорости изменения спадающего напряжения диодного промежутка. Для наглядности, диапазон изменяющихся фаз, описывающий периодичность процесса мультипакции, представлен как для положительных значений фаз ускоряющих полей, так и для отрицательных, которые, конечно же, исключаются из рассмотрения, как не имеющие физического смысла. Вертикальные линии – это асимптоты, определяющие максимальные напряжения при граничных фазах полей, допускающих резонансную мультипакцию.

Квазипостоянство напряжения, действующего в диодном промежутке, обеспечивает квазипостоянство приобретаемой мультипакторными электронами энергии поля и периодического возбуждения участков электродных поверхностей, при проникновении этих электронов в металл. Можно полагать, что в условиях таких соударений из полупериода в полупериод электрического поля и обеспечивается эмиссия мультипакторных электронов из материала электродных поверхностей со скоростями близкими к нулю. Однако квазипостоянство амплитудно-фазовых условий в этом случае является недостаточным для существования продолжительной электронной мультипакции в диодном промежутке, поскольку не поддерживается спадающими электрическими полями, приводя к коэффициенту вторичной эмиссии $KВЭ < 1$.

Из построенных зависимостей следует, что для контуров с величинами добротностей $Q > 10$ безразмерная величина $\sqrt{\xi(\varphi, Q)}$ характеризуется квазипостоянством нижнего и верхнего значений, отличие между которыми составляет величину $\Delta\{\sqrt{\xi(\varphi)}\} = 0,16$ в интервале фаз $0 < \varphi < 2\varphi_s$, где $\varphi_s = 32^\circ 30'$ – синхронная фаза высокочастотного напряжения, захватывающего в мультипакторное движение вторичные электроны из полупериода в полупериод электрического поля.

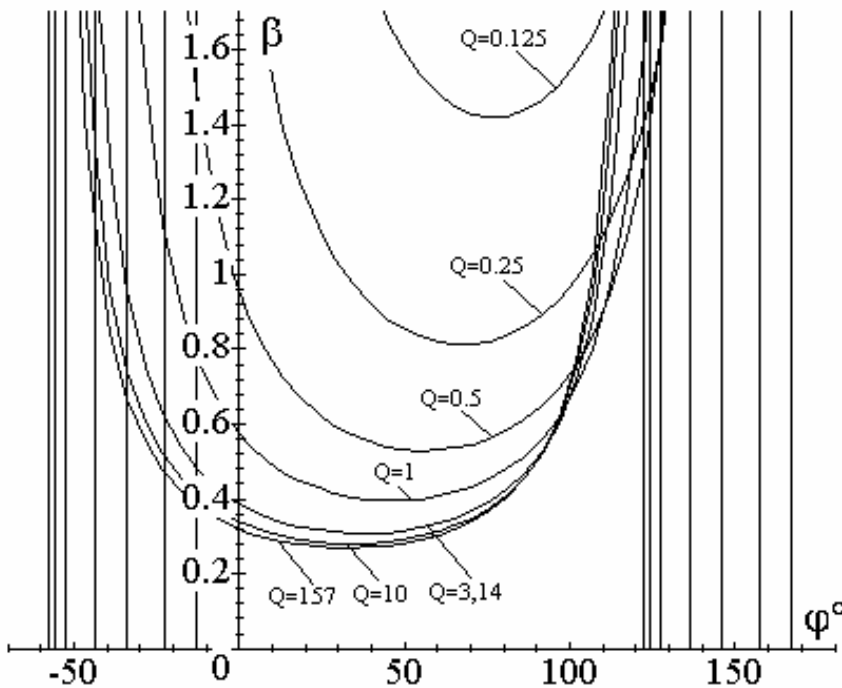


Рис. 3. Безразмерные энергетические параметры электронной мультипакции, пропорциональные напряжению или энергии электронов в спадающих электрических полях диодного промежутка при разных добротностях контура

ции, так как условия ее существования не поддерживаются значительными изменениями амплитуд в зазоре, а увеличение диапазона $\Delta\beta(\varphi)$, при уменьшении интервала фаз в реальных условиях спадающего напряжения в контуре, невозможно. Длительность электронной мультипакции в спадающих электрических полях не может быть продолжительной и определяется временем спада напряжения в контуре. Как следует из анализа поведения кривых, устойчивость электронной мультипакции в диодном промежутке, при $0 < \varphi < \varphi_s$, характеризуется отрицательной производной $d\beta/d\varphi$, а при $\varphi > \varphi_s$ – положительной, характеризующая ее неустойчивый характер.

МУЛЬТИПАКТОРНОЕ ДВИЖЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ В НАРАСТАЮЩИХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЯХ ДИОДНОГО ПРОМЕЖУТКА ЯЧЕЙКИ УСКОРИТЕЛЯ

Наблюдаемые в нарастающих периодических электрических полях диодных промежутков линейных ускорителей вторично–электронные разряды, в составе общей электронной подгрузки, характеризуют собой свойство любой вакуумированной радиочастотной структуры [30], в том числе и единичной ячейки с одним ускоряющим зазором [31]. Существование мультипакторных разрядов в возбуждаемых электрических полях структуры, указывая на сохранение ее колебательных свойств, позволяет рассматривать развитие мультипакторных разрядов в следующей модели автономной колебательной системы, диодном промежутке ускоряющей ячейки в режиме нарастающего возбуждения.

Нарастание электрических полей в ускоряющей ячейке, эквивалентной электрическому контуру, как известно, реализуется в разных режимах его возбуждения [14]. Автономное автоколебательное возбуждение напряжений в контуре, в том числе, и на его элементах, среди них, является наиболее простым и хорошо изученным теоретически [21 с.367]. Именно в условиях такого возбуждения напряжений контура, при высокой электрической прочности всех его элементов, и следует рассматривать динамику мультипакторного движения электронов в диодном промежутке. Так как возникшая электронная мультипакция определяет подгруженную добротность возмущенной ячейки, то можно будет точно ответить на вопрос о влиянии скорости нарастания напряжения контура (диодного промежутка) для управления этой мультипакцией, упоминаемом в научной литературе [19 с.139]. В уточнении нуждаются и другие параметры мультипакторных процессов, такие как скорость электронов, участвующих в мультипакторном движении, и стационарное состояние этого движения [32].

Эквивалентная схема контура единичной ячейки радиочастотной структуры ускорителя, возбуждаемого в автоколебательном режиме, за счет регулируемой положительной обратной связи контура с энергетическим источником, в данном случае с вакуумированным триодом, представлена на рис. 4. При этом предполагается, что паразитные электронные процессы в диодных промежутках энергетического источника [33], синхронно с частотой электромагнитных колебаний схемы, предотвращаются любым из известных способов их подавления,

Из приведенных зависимостей также следует, что кривые имеют экстремум, а ограничение энергетических условий электронной мультипакции определяется как амплитудами, так и фазами ускоряющих напряжений. Диапазон безразмерной величины $0,268 < \beta < 0,318$, обеспечивающий квазистационарность условий электронной мультипакции в диодном промежутке контура значениями добротностей Q более нескольких десятков, начиная с кривой $Q = 10$, находится в интервале фаз электрических полей $0 < \varphi < 2\varphi_s$, где $\varphi_s = 32^\circ 30'$ – синхронная фаза поля. При подгруженных добротностях $Q > 157$ и выше без ограничений, кривые $\beta(\varphi, Q)$ накладываются одна на другую. Значения добротностей контура $Q < 1$ приводят к подавлению электронной мультипакции.

например, с помощью введения дополнительных электрических полей (в рассматриваемом случае это подача на сетку лампы постоянного отрицательного напряжения [34 с.56]. Поскольку такая мера является локальной, то ее влияние на всех других диодных промежутках автоколебательной схемы не будет.

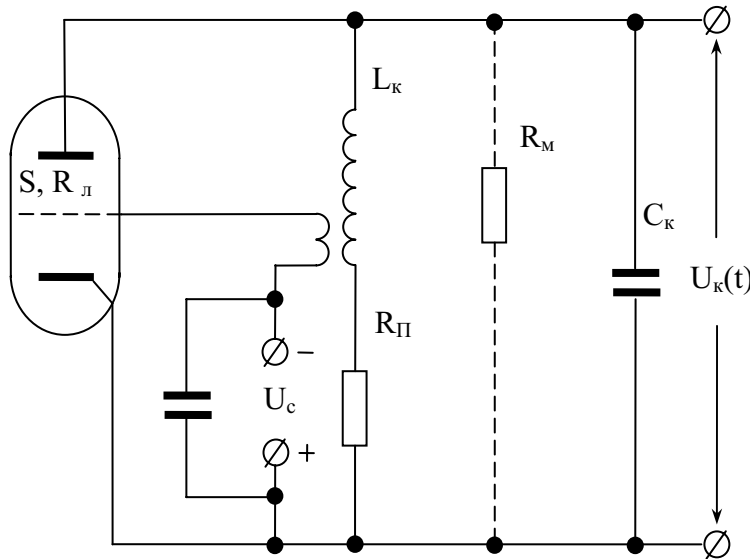


Рис. 4. Эквивалентная схема контура вакуумированной ячейки ускорителя при возникающих электронных мультипакторных разрядах в автоколебательных нарастающих электрических полях ее диодного промежутка.

$L_k, C_k, R_{П}$ – собственные индуктивность, емкость диодного промежутка и сопротивление активных потерь контура, M – коэффициент взаимной индукции, определяемый как $M = K_{oc} \cdot L_k$, где K_{oc} – коэффициент положительной обратной связи контура (возмущенного электронной мультипакцией, при котором обеспечиваются одновременные колебательные процессы по расходованию запасаемой энергии контура и ее восполнению), с электронной лампой, в общем случае с энергетическим источником; R_M – добавочное сопротивление, шунтирующее контур при возникающих электронных мультипакторных разрядах; S, R_l – прямая проводимость и внутреннее сопротивление электронной лампы

При появлении малого добавочного сопротивления R_M , вызванного нарастанием вторичной эмиссии электронов в возбуждаемых электрических полях диодного промежутка, при достижении амплитуды напряжения $U_{нм}$, дифференциальное уравнение для напряжения контура запишется как [21 с.376]

$$\frac{d^2 U_k(t)}{dt^2} - \frac{1}{C_k} \left[SK_{oc} - \frac{1}{R_l} - \frac{1}{R_{эп}} - \frac{1}{R_M} \right] \frac{dU_k(t)}{dt} + \omega^2 U_k(t) = 0. \quad (11)$$

При этом выражения для круговой частоты и амплитудного значения напряжения возмущенного контура (диодного промежутка) имеют вид

$$U_k(t) = U_{нм} \cdot e^{-\frac{1}{2C_k} \left[SK_{oc} - \frac{1}{R_l} - \frac{1}{R_{эп}} - \frac{1}{R_M} \right] t} \cdot \sin(\omega t + \varphi), \quad (12)$$

$$\omega = \omega_0 \sqrt{1 - \frac{1}{4C_k^2} \left[SK_{oc} - \frac{1}{R_l} - \frac{1}{R_{эп}} - \frac{1}{R_M} \right]^2}. \quad (13)$$

Как следует из приведенных соотношений, частота и амплитуда напряжения контура и его диодного промежутка с мультипакторными разрядами зависят от обобщенного коэффициента в квадратных скобках, представляющего алгебраическую сумму проводимостей схемы. Незначительные изменения частоты возмущенного контура [30] указывают на то, что этот коэффициент нарастания амплитуды напряжения диодного промежутка, при наличии электронной мультипакции в зазоре, может быть значительно меньше, чем в ее отсутствии. Из выражений для частоты и напряжения также следует, что режим нарастания амплитуд электрических полей в диодном промежутке и контура в целом, возможен без какой-либо существенной электронной подгрузки контура или изменения его частоты, когда $R_M \rightarrow \infty$. При возникновении в электрических полях диодного промежутка электронной мультипакции, характеризующейся малым добавочным сопротивлением $R_M > 0$, шунтирующее контур, амплитудно-фазовые условия автогенерации колебаний изменяются, что приводит к изменению амплитуд напряжений на его элементах. Так как автоколебательный режим возбуждения контура единичной ячейки определяется ее электродинамическими свойствами во всем диапазоне возбуждаемых напряжений, то такой режим колебаний является основным и в случае возникающих собственных электронных процессов [35].

В этих условиях и будет рассмотрен процесс нарастающей мультипакции до стадии, предшествующей достижению максимальной интенсивности мультипакции.

Обозначая, как и ранее, коэффициент при t показателя экспоненты как δ , характеризующем, в данном случае, изменяющийся коэффициент напряжения контура, величина $U_k(t)$ в общем виде автоколебательного нарастания амплитуд напряжений запишется как

$$U_{\kappa}(t) = U_{нм} e^{\delta t} \cdot \sin(\omega t + \varphi), \text{ где } \delta = \frac{1}{2C_{\kappa}} \left[SK_{oc} - \frac{1}{R_{л}} - \frac{1}{R_{эп}} - \frac{1}{R_{м}} \right]. \quad (14)$$

Уравнение движения вторичных электронов (начальное взаимодействие которых с приложенным нарастающим электрическим полем характеризуется процессом преодоления потенциального барьера на границе металл-вакуум), в диодном промежутке контура, в режиме нарастающей мультипакции, имеет вид

$$\frac{d^2 x}{dt^2} = \frac{e}{m} \cdot \frac{U_{нм}}{d} \cdot e^{\delta t} \cdot \sin(\omega t + \varphi), \quad (15)$$

где все параметры аналогичны предыдущим, рассмотренным в автоколебательных спадающих электрических полях, за исключением экспоненциального изменения напряжения по закону $U_{нм} \cdot e^{\delta t}$. Это отличие характеризуется тем, что электронная мультипакция в автоколебательных нарастающих полях, кроме собственных параметров контура и эмиссионных свойств электродных поверхностей диодного промежутка, является зависимой и от параметров энергетического источника, в данном случае крутизны электронной лампы S и величины обратной связи контура с этим источником K_{oc} .

В результате 1-го и 2-го интегрирований получаем:

$$\frac{dx}{dt} = \frac{e}{m} \cdot \frac{U_{нм}}{d} \cdot \frac{1}{\sqrt{\delta^2 + \omega^2}} \cdot \left\{ e^{\delta t} \cdot \sin(\omega t + \varphi - \gamma) - \sin(\varphi - \gamma) \right\}, \quad (16)$$

$$x = \frac{e}{m} \cdot \frac{U_{нм}}{d} \cdot \frac{1}{(\delta^2 + \omega^2)} \cdot \left\{ e^{\delta t} \cdot \sin(\omega t + \varphi - 2\gamma) - \sin(\varphi - 2\gamma) \right\} + \frac{e}{m} \cdot \frac{U_{нм}}{d} \cdot \frac{1}{\sqrt{\delta^2 + \omega^2}} \cdot \sin(\varphi - \gamma) \cdot t, \quad (17)$$

где ωt – угол пролета электроном, в нарастающих электрических полях диодного промежутка, t – время пролета, γ – угол сдвига фазы автоколебаний при возникающих мультипакторных разрядах.

Физически динамика движения электронов в диодном промежутке контура аналогично случаю спадающих полей. Таким образом, в условиях резонансного мультипакторного движения электронов, находим связь между параметрами высокочастотных напряжений и длины диодного промежутка.

Выражая, как и ранее (8), скорость изменения нарастания напряжения δ через круговую частоту ω и подгуженную добротность контура Q , как $\delta = \omega/2Q$, где $Q = Q_0 / (K_y \cdot K_{oc} - 1/R_{л} - 1/R_{м} - 1)$, при граничных условиях в начале ($t=0$) и в конце взаимодействия мультипакторного электрона с приложенным электрическим полем, когда можно полагать $\omega t = \pi$ и $x \approx d$, с вытекающими соотношениями для $\delta t = \pi/2Q$, $\omega/\delta = 2Q$, $\gamma = \arctg \omega/\delta = \arctg 2Q$, имеем

$$d = \frac{e}{m} \cdot \frac{U_{нм}}{\omega^2 d} \cdot \left\{ \frac{\pi}{\sqrt{1 + \left(\frac{1}{2Q}\right)^2}} \cdot \sin(\arctg 2Q - \varphi) + \frac{1 + e^{\frac{\pi}{2Q}}}{1 + \left(\frac{1}{2Q}\right)^2} \cdot \sin(2 \arctg 2Q - \varphi) \right\}. \quad (18)$$

Обозначая выражение в фигурных скобках как $\mu(\varphi, Q)$, окончательно получаем:

$$d = \frac{1}{\omega} \cdot \sqrt{\frac{eU_{нм}}{m}} \cdot \mu(\varphi, Q) \quad (19)$$

и

$$\omega d = \sqrt{\frac{eU_{нм}}{m}} \cdot \sqrt{\mu(\varphi, Q)}, \quad (20)$$

где ωd – скорость мультипакторного движения электронов между электродными поверхностями вакуумированного диодного промежутка. Здесь функция $\sqrt{\mu(\varphi, Q)} = \omega d / \sqrt{eU_{нм}/m}$ также определяет фазы электрических полей, при которых возможен нарастающий мультипакторный процесс.

Амплитудное значение напряжения электронной мультипакции, при заданных параметрах частоты контура ω и длины диодного промежутка d , являющегося функцией фазы электрического поля φ и параметра контура Q , записывается как

$$U_{nm} = \frac{m}{e}(\omega d)^2 [\mu(\varphi, Q)]^{-1}. \tag{21}$$

Для безразмерной величины, пропорциональной энергии мультипакторных электронов в нарастающем электрическом поле, обозначаемой $\sigma = eU_{nm}/m(\omega d)^2$, имеем

$$\sigma = [\mu(\varphi, Q)]^{-1}. \tag{22}$$

На рисунках 5,6 представлены графические зависимости, посчитанные по формулам для $\sqrt{\mu}$ и σ . Семейство кривых для $\sqrt{\mu(\varphi)}$ (см. рис. 5) при $Q=Const$, характеризует величину безразмерного параметра скорости электронов в функции фаз электрических полей, при которых обеспечивается мультипакторный процесс.

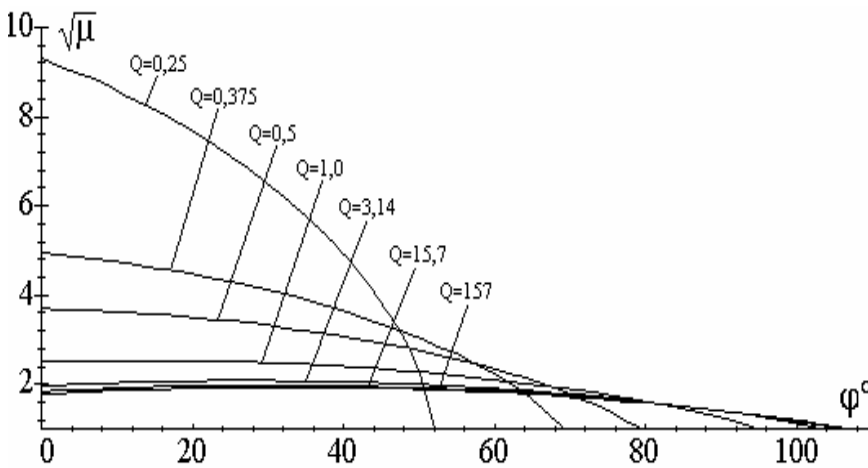


Рис. 5. Безразмерный параметр скорости мультипакторных электронов в нарастающих электрических полях диодного промежутка контура, при разных добротностях.

Из этих графиков следует, что безразмерная величина $\sqrt{\mu(\varphi)}$, характеризующая кинетические параметры мультипакторного движения электронов в диодном промежутке, обеспечивается соответствующими интервалами напряжений и фаз. Также как и в спадающих полях, но при добротностях $Q \geq 10$ (с кривой 2) $\Delta\sqrt{\mu(\varphi)} = 0,16$ в интервале фаз $0 < \varphi < 65^\circ$, при синхронной фазе электрического поля в зазоре $\varphi = 32^\circ 30'$.

При добротностях $Q > 157$ кривые $\sqrt{\mu(\varphi)}$ накладываются одна на другую. В этих интервалах фаз и амплитуд напряжений диодного промежутка контура, скорости электронов квазипостоянны.

На рис. 6 представлены графические зависимости $\sigma(\varphi)$ при $Q=Const$ в масштабе, различающем их влияние от величины Q , обусловленном изменением интенсивности электронной мультипакции.

Значения Q заданы в реальных условиях работы диодного промежутка контура, когда в начальный момент нарастания колебаний при малом количестве мультипакторных электронов, активные потери в нем малы и $Q \gg 1$, до добротностей $Q \approx 1-10$, когда контур, при лавинообразном увеличении интенсивности мультипакции, ухудшает свои качества.

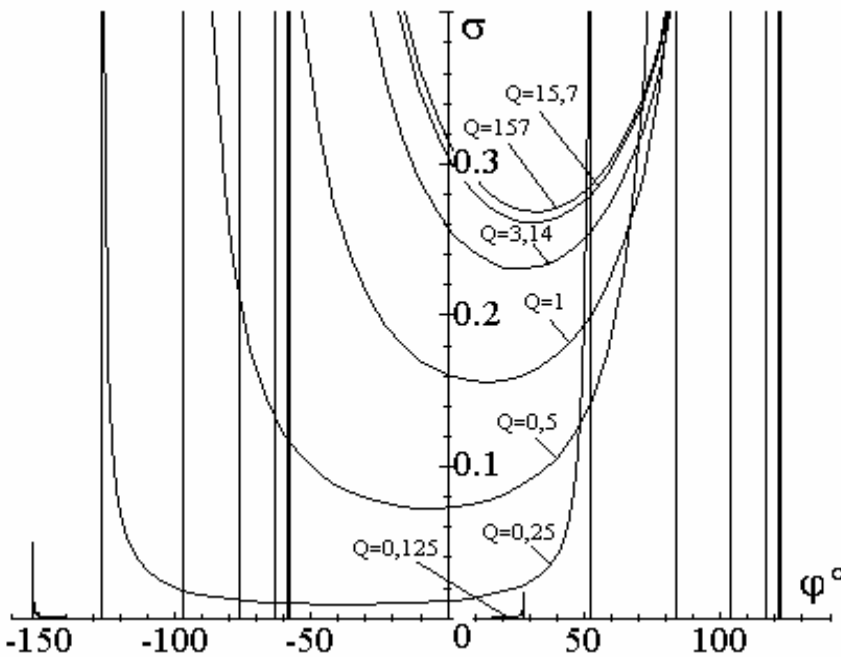


Рис. 6. Безразмерные энергетические параметры электронной мультипакции в нарастающем электрическом поле диодного промежутка при разных добротностях контура.

Такие условия обеспечиваются изменением величин добротностей структур, вызываемых растущей электронной подгрузкой в нарастающих электрических полях, когда коэффициент вторичной эмиссии материалов электродов также имеют возможность своего увеличения до $KVЭ > 1$. Из анализа графических зависимостей $\sigma(\varphi, Q)$ следует, что увеличение интенсивности электронной мультипакции, обусловленном квазипостоянством амплитуд электрических полей в диодном промежутке, ограничивает нарастание напряжения в контуре. А это, в свою очередь способствует минимизации $\Delta\sqrt{\mu(\varphi)}$ при $0 < \varphi < 65^\circ$. При этом величины минимальных и максимальных энергий электронов мало отличимы и обеспечивают эффективное периодическое энергетическое возбуждение участков электродных поверхностей диодного промежутка, приводя к резонансному размножению электронов в периодических полях диодного промежутка, достигающего величины паразитной проводимости.

Как следует из рис. 6, максимальная скорость нарастания напряжения контура, при которой электронная мультипакция будет преодолеваться, соответствует значениям $Q \leq 0,6$. При этом электронная мультипакция ограничивается ее инициацией.

Здесь также, как и для спадающих напряжений в контуре, при отрицательной производной $(d\sigma/d\varphi) < 0$, процесс электронной мультипакции в диодном промежутке устойчив, при положительной производной – неустойчив.

ВЫВОДЫ

Результаты проведенных теоретических исследований показывают, что мультипакторные процессы и разряды между электродными поверхностями вакуумированной ускоряющей ячейки могут существовать как в нарастающих, так и спадающих электрических полях. Получены условия развития мультипакции и определены значения фаз, амплитуд напряжений и скоростей их изменения, при которых происходят мультипакторные процессы. Параметр диодного промежутка $\omega \cdot d$ является величиной, характеризующей возникновение мультипакторных эффектов между плоскопараллельными электродными поверхностями. С ростом длины диодного промежутка d и частоты колебаний напряжений на элементах контура ω , напряжение мультипакции и скорости электронов, участвующих в мультипакторном движении, увеличиваются. Стационарное состояние электронных мультипакторных процессов в диодном промежутке ускоряющей радиочастотной ячейки определяется квазипостоянством амплитудно-фазовых характеристик электрических полей, возбуждаемых в этом промежутке.

Добротности контуров ячеек ускорителей, в диодных промежутках которых возможны мультипакторные разряды составляют величины $Q > 10$ и более. При меньших значениях добротностей ячеек, электронная мультипакция ограничивается её инициацией. То есть электронная мультипакция характерна для всех единичных вакуумированных ускоряющих ячеек с диодными промежутками, применяемых в ускорительной технике на частотах собственных колебаний. Предложенная модель анализа мультипакторного разряда в высокочастотных электрических полях диодного промежутка радиочастотного контура, при нарастающих и спадающих в нем возбуждаемых напряжениях хорошо подтверждается экспериментальными результатами.

В заключение авторы выражают благодарность В.И. Бутенко за помощь в оформлении графических материалов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Kishke R.A., Lau Y.Y., Ang L.K., Valfells A., and Gilgenbach R.M. Multipactor discharge on metals and dielectrics: Historical review and recent theories // *Physics of Plasmas*.–Vol.5.–№5.–1998.–P.2120–2126.
2. Лобзов Л.Д., Шулика Н.Г. Мультипакторные разряды в резонаторе Н-типа линейного ускорителя ионов // XIV Сессия по ускорителям заряженных частиц.–Протвино.–Т.1.–1994.–С.209–212.
3. Венгров Р.М., Кузьмичев В.Г., Лякин Д.А. Применение дополнительного контура обратной связи при возбуждении резонатора ускорителя в режиме автогенерации // XVII Сессия по ускорителям заряженных частиц.– Протвино.– Т.1.–2000.–С.130–133.
4. Пеплов В.В., Шараминтов С.И. Система быстрого аварийного выключения мощности в каналах ВЧ-питания основной части ЛУМФ // XIV Сессия по ускорителям заряженных частиц.– Протвино.–Т.1.–1994.–С.256–259.
5. Бобылев В.И., Иванов Ю.Д., Мищенко А.В. Линейный ускоритель протонов И-2 // ПТЭ.–№5.–1967.–С.34–39.
6. Lapostolle P.M. and Septier A.L. Linear Accelerator // Amsterdam, 1970.–1204p.
7. Hatch A.J. and Williams H.B. The Secondary Electron Resonance Mechanism of Low-Pressure High-Frequency Gas Breakdown // *J. Appl. Phys.*–1954.–Vol. 25.– №4.– P.417–423.
8. Загер Б.А., Тишин В.Г. Резонансный высокочастотный разряд и возможности его подавления // ЖТФ.–1964.–Т.34.– Вып.2.–С.297–306.
9. Волков В.А., Ганичев Д.А. Стационарное состояние вакуумного вторично-электронного разряда // ЖТФ.–1982.–Т.52.– №8.–С.1559–1564.
10. Vaughan J.R.M. Multipactor // *IEEE Transactions on electron devices*.–1988.–Vol.35.–№7.–P.1172–1180.
11. Riyopoulos S., Chernin D. and Dialetis D. Theory of electron multipactor in crossed fields // *Physics of Plasmas*.–1995.– Vol.2.–№8.–P.3194–3213.

12. Сливков И.Н. Процессы при высоком напряжении в вакууме.– М.: Энергоатомиздат, 1986.–256с.
13. Kishkek R.A. and Lau Y.Y. Interaction of Multipactor Discharge and rf Circuit // *Physical Review Letters*. – 1995.–Vol.75.– №6.– P.1218–1221.
14. Лобзов Л.Д., Демченко П.А., Шулика Н.Г. и др. Влияние мультипакторных разрядов на устойчивость установления автогенераторных ускоряющих полей однорезонаторного линейного ускорителя ионов // *Вісник Харківського Університету*. Серія фізична: “Ядра, частинки, поля”.–2003.–№ 585.–Вип.1(21).–С.78–84.
15. Vender D., Smith H.B., Boswell R.W. Simulations of multipactor-assisted breakdown in radio frequency plasmas // *Journal Applied Physics*.–1996.– Vol.80.–№8.–P.4292–4298.
16. Lobzov L.D., Shulika N.G. Method of suppressing the multipacting discharges // *PAST, Series: Nuclear Physics Investigations* (40).–2002.–№2.– P.93–94.
17. Спосіб збудження електромагнітних полів в НВЧ прискорюючий структурі: Патент на корисну модель UA №4266 U, Лобзов Л.Д. – Оуб. Бюл. №1.–2005.
18. Каретников Д.В., Сливков И.Н., Тепляков В.А. и др. Линейные ускорители ионов.– М.: Госатомиздат, 1962.–208 с.
19. Линейные ускорители ионов / Под редакцией Мурина Б.П.– М.: Атомиздат, 1978.–Т.2.–320 с.
20. Баскаков С.И. Радиотехнические цепи и сигналы.– М.: Высшая школа, 1988.–448 с.
21. Гоноровский И.С. Радиотехнические цепи и сигналы.– М.: Сов. радио, 1964.–695 с.
22. Скотт Э. Волны в активных и нелинейных средах в приложении к электронике.– М.: Сов. радио, 1977.–368 с.
23. Жеребцов И.П. Основы электроники.–Л.: Энергия, 1974.–464 с.
24. Добрецов Л.Н., Гамаюнова М.В. Эмиссионная электроника.–М.: Наука, 1966.–564 с.
25. Добрецов Л.Н. Электронная и ионная эмиссия.–М.–Л.: Госиздат. тех.–эконом. лит.–ры, 1952.–312 с.
26. Беляев О.К., Гладков А.В., Масаев А.Б. и др. Об электронной подгрузке резонатора ускорителя на высоком уровне мощности. // *ВАНТ*. Серия: Ядерно-физические исследования.–1990.–№10(18).– С.38–41.
27. Демченко П.А., Шулика Н.Г. Эмиссионные токи в ускорителе ионов с переменнo-фазовой фокусировкой // *ВАНТ*. Серия: Техника физического эксперимента.–1984.–Вип.1(18).–С.57–59.
28. Демченко П.А., Ковальчук И.К., Митроченко В.В. и др. Радиальные электронные потоки в ускоряющей структуре на Н-волне. // *ВАНТ*. Серия: Техника физического эксперимента.–1986.– Вип.2(28).– С.31–33.
29. Зинченко И.С. Курс лекций по электронной оптике. Харьков: Изд-во ХНУ, 1958.–275 с.
30. Кравчук А.В., Пунтус В.А., Романов Г.В. Мультипакторный разряд в ускоряющей системе линейного ускорителя Московской мезонной фабрики // *Труды XIII Совещания по ускорителям заряженных частиц*.– Дубна.–1983.–Т.II.–С.247–252.
31. Ауслендер В.Л., Лифшиц А.А., Панфилов А.Д. Ускоритель типа ИЛУ для промышленных целей // *Доклады Четвертого Всесоюзного совещания по применению ускорителей в народном хозяйстве*.–Ленинград: Т.І.–1982.–С.25-31.
32. Петрунин В.И. Некоторые вопросы теории низковольтного резонансного электронного разряда (мультипакции) // *Электрофизическая аппаратура*, вып.1.–М.: Госатомиздат, 1963.–С.97–118.
33. Зарубин Б.Г., Кушин В.В., Мушин Б.П. Паразитное самовозбуждение на дециметровых волнах в лампах с цилиндрическими электродами // *Труды МРТИ*, 1977.–№28.–С.4–17.
34. Сретенский В.Н. Основы применения электронных приборов сверхвысоких частот.–М.: Сов. радио, 1963.–416 с.
35. Двинских В.А. Оценка эффективности автогенераторных схем измерения динамических параметров СВЧ усилителей. // *Электронная техника*.– Серия 1: Электроника СВЧ.–1972.–№2.–С.50–53.

ON THE THEORY OF ELECTRON MULTIPACTING IN A VACUUM CELL OF LINEAR ACCELERATOR

L.D. Lobzov, A.P. Tolstoluzhsky, N.G. Shulika

*National Science Center “Kharkiv Institute of Physics and Technology”,
Akademichna St.1, 61108 Kharkiv, Ukraine*

Some operation peculiarities of the vacuum charged accelerator structure are caused by resonant secondary–electron process emission and bombardment of parallel parts of electrode surfaces in diode gaps forming structure electrical fields. At the accelerated electron energies defined, and values of secondary emission factors, that may reduce to intensive electron fluxes, disturbing accelerator operation. In this case reactive and active parameters of structures and their gaps not only, but also amplitude phase performance of their electrical fields influencing on the general character of the secondary electron process behavior. On the model of the parallel oscillating contour similar to the vacuum accelerator cell, perturbative by multipacting, the resonant movement of secondary emitting electrons in the diode gap has been considered theoretically. It’s shown, that electron multipacting may exist in increasing and lowering electrical fields. Limiting values of high qualities loaded by secondary electron emission of the accelerating structure cell characterizing limit rates of voltage changes (variations) to suppress electron multipacting are indicated.

KEY WORDS: linear accelerator, vacuum accelerating cell, electrical sparking, vacuum multipacting.