УДК 533.9

Численное моделирование методом частиц в ячейке мультипакторного разряда на диэлектрике в плоскопараллельном волноводе

А. С. Сахаров, В. А. Иванов, М. Е. Коныжев

Разработан двумерный в координатном пространстве и трехмерный в пространстве скоростей численный код, основанный на методе частиц в ячейке, для моделирования мультипакторного разряда на диэлектрике, помещенном в плоскопараллельный волновод, с учетом вторичной электронной эмиссии с поверхности диэлектрика и стенок волновода, конечной температуры вторичных электронов, пространственного заряда электронов, а также упругого и неупругого отражения электронов от диэлектрика и стенок волновода. Код позволяет моделировать различные стадии мультипакторного разряда, начиная с возникновения электронной лавины и заканчивая стадией насыщения. Показано, что из-за утечки электронов на стенки волновода порог развития одностороннего мультипактора на диэлектрике, помещенном в зауженный волновод с абсорбирующими стенками, увеличивается по сравнению с порогом в случае неограниченного диэлектрика. Обнаружено, что, в зависимости от напряженности СВЧ-поля и вторично-эмиссионных характеристик стенок волновода, могут реализоваться два режима мультипакторного разряда. В первом режиме, который реализуется при относительно низких напряженностях СВЧ-поля, мультипакторный разряд развивается только на диэлектрике, поверхность которого заряжается положительно относительно стенок волновода. Во втором режиме, который реализуется при достаточно высоких напряженностях СВЧ-поля, происходит одновременное возбуждение одностороннего мультипактора на поверхности диэлектрика и двустороннего мультипактора между стенками волновода. В этом случае поверхность диэлектрика и пространство между стенками волновода приобретают отрицательный потенциал. Показано, что учет отражения электронов от поверхности диэлектрика и стенок волновода приводит к появлению высокоэнергетических хвостов функции распределения электронов.

PACS: 78.70.Gq, 84.40.Az, 52.80.Vp, 79.20.Hx, 52.65.Rr

Ключевые слова: СВЧ-излучение, волновод, разряд, вторичная электронная эмиссия, мультипактор, численное моделирование.

Введение

Проблема подавления СВЧ-разрядов в линиях передач мощных микроволновых устройств является весьма актуальной в различных областях науки и техники, например, таких как обеспечение надежного функционирования космических систем связи [1, 2], создание новых типов мощных микроволновых источников [3] и разработка систем ввода греющего СВЧ-излучения в термоядерные установки с магнитным удержанием [4, 5]. СВЧ-разряды ухудшают передающие свойства вакуумных волноводов, приводят к интермодуляции и генерации микроволновых гармоник и могут вызывать повреждение элементов линий передач, включая разрушение диэлектрических окон для ввода и вывода микроволнового излучения [6—8].

Важной стадией развития СВЧ-разряда на диэлектрической или металлической поверхности является так называемый мультипакторный разряд — электронная лавина, вызванная вторичной электронной эмиссией (ВЭЭ) с поверхности, бомбардируемой электронами, ускоренными в СВЧ-поле. Традиционно, в научной литературе рассматриваются два основных типа мультипакторного разряда: односторонний мультипактор на диэлектрике и двусторонний мультипактор между двумя металлическими стенками [9—12].

В классическом одностороннем мультипакторе [10] (рис. 1, *а*) внешнее электрическое СВЧ-поле

Сахаров Александр Сергеевич, ст. научный сотрудник.
Иванов Вячеслав.Алексеевич, зав. отделом.
Коныжев Михаил Евгеньевич, научный сотрудник.
Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН.
Россия, 119991, Москва, ул. Вавилова, 38.
E-mail: sakharov_as@mail.ru

Статья поступила в редакцию 17 сентября 2014 г.

© Сахаров А. С., Иванов В. А., Коныжев М. Е., 2014

$\mathbf{E}_0\sin\omega t$ направлено вдоль диэлектрической поверхности, а эмитированные электроны возвращаются на поверхность под действием возвращающей силы, вызванной положительным зарядом, накапливающимся на диэлектрике. Для развития этого типа разряда необходимо, чтобы осцилляционная энергия электронов в СВЧ-поле $\varepsilon_{osc} = (eE_0/\omega)^2/2m_e$ была выше, чем первый критический потенциал ВЭЭ ε_1 (энергия, выше который коэффициент ВЭЭ δ больше единицы). В простейшей модели двустороннего мультипактора [11, 12] (рис. 1, *б*), внешнее электрическое СВЧ-поле направлено перпендикулярно стенкам волновода, и разряд развивается, если $\varepsilon_{osc} \geq \varepsilon_1$, и при этом время пролета эмитированного электрона между стенками удовлетворяет резонансному условию $t_{transit} \approx (2n+1)\pi/\omega$.

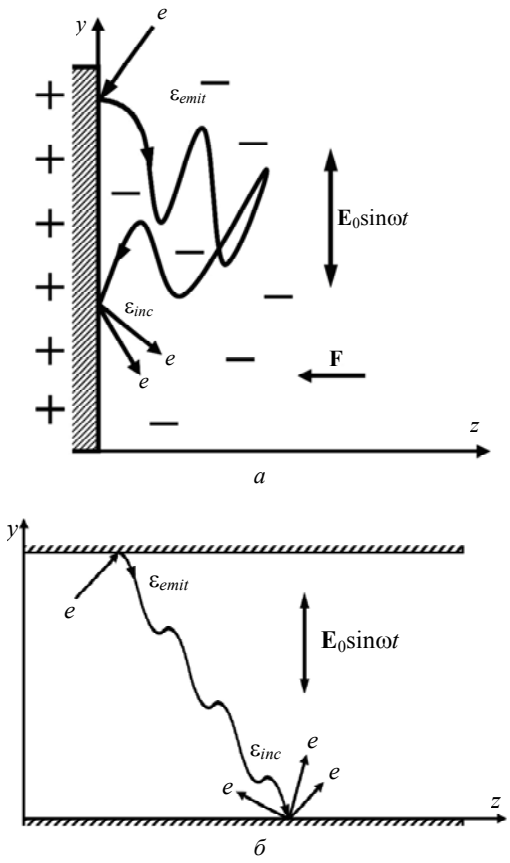

Рис. 1. Два типа мультипакторного разряда:
а — односторонний мультипактор на диэлектрике,
б — двусторонний мультипактор между двумя металлическими стенками

Развитие мультипакторного разряда на диэлектрической поверхности приводит к формированию электронного слоя вблизи этой поверхности. Если диэлектрик прилегает к стенкам волновода, то они могут оказывать влияние на свойства этого слоя. Кроме того, при достаточно высоких напряженностях СВЧ-поля, оба типа мультипакторного разряда могут развиваться одновременно. Таким образом, представляет интерес рассмотреть такой комбинированный мультипакторный разряд и исследовать, как описанные выше два типа мультипакторного разряда воздействуют друг на друга. Чтобы учесть эти эффекты, численный код должен быть, по крайней мере, двумерным в координатном пространстве. С другой стороны, вторичные электроны эмитируются под различными углами относительно поверхности, а коэффициент ВЭЭ зависит от угла, под которым первичные электроны падают на поверхность, что требует учета всех трех компонент электронной скорости.

С этой целью нами был разработан оригинальный 2D3V (двумерный в координатном пространстве и трехмерный в пространстве скоростей) численный код для моделирования влияния стенок волновода на односторонний мультипакторный разряд на диэлектрике методом частиц в ячейке [13, 14]. Код основан на решении уравнений движения для электронов в СВЧ-поле и самосогласованном поле электронного пространственного заряда с учетом ВЭЭ с диэлектрической поверхности и стенок волновода, конечной температуры вторичных электронов и упругого и неупругого отражения электронов от диэлектрика и металлических поверхностей. Код позволяет моделировать все фазы развития мультипактора, начиная с возникновения электронной лавины и заканчивая стадией насыщения.

Физическая модель

Мотивацией настоящего исследования послужили эксперименты, выполненные в отделе Физики плазмы Института общей физики им. А. М. Прохорова РАН. Эксперименты проводились на установке "БРУС" [15—18]. Схема эксперимента показана на рис. 2. Диэлектрическая пластина (кристалл LiF, кристалл NaCl или кварцевое стекло) помещалась в пучность стоячей волны моды H_{10} прямоугольного вакуумированного ($p \sim 10^{-6}$ Торр) волновода с размерами поперечного сечения a = 12 см, b = 6 см. Входная мощность СВЧ-излучения с частотой 1,95 ГГц (λ_0 = 15,4 см) составляла до 2 МВт при длительности СВЧ-импульса $\tau \leq 20$ мкс.

При высоких входных СВЧ-мощностях ($P_{inp} \geq$ $\geq$ 1 МВт) наблюдались три стадии разряда на диэлектрическом образце, а именно: 1) мультипакторный разряд с длительностью порядка нескольких микросекунд, 2) филаментированный СВЧ-разряд (микроволновой поверхностный пробой), в котором поглощалось до 70 % падающей СВЧ-мощности, и 3) факельный СВЧ-разряд, в котором коэффициент поглощения составлял 20—30 % [18].

При СВЧ-мощностях, слегка превышающих пороговую мощность для развития мультипактор-

ного разряда, наблюдалась только первая стадия. Развитие мультипакторного разряда проявлялось в слабом свечении на диэлектрической поверхности и появлении тока на коллектор, установленный под диэлектрической пластиной [15]. Эксперименты подтвердили, что односторонний мультипактор на диэлектрике развивается при осцилляционный энергиях электронов, превышающих ε_1.

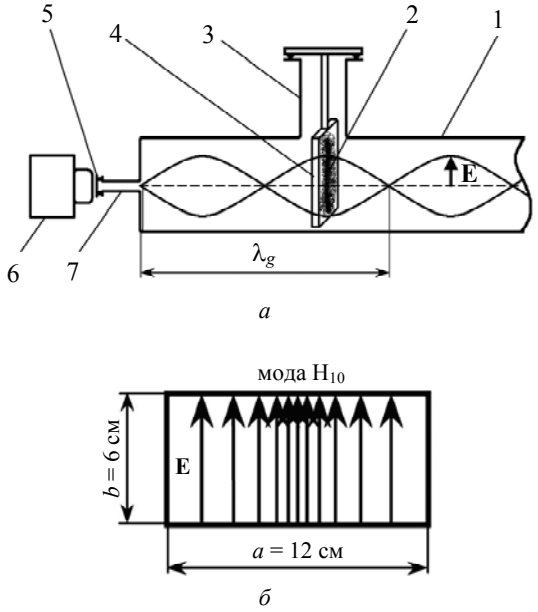

Рис. 2. Схема эксперимента:
а — (вид сбоку): 1 — вакуумированный волновод ($p \sim 10^{-6}$ Тор), 2 — плазма СВЧ-разряда, 3 — запредельный круглый волновод диаметром 24 мм, 4 — диэлектрическая пластина, 5 — диагностическое окно, 6 — фотокамера, 7 — запредельный круглый волновод диаметром 10 мм; *б* — поперечное сечение волновода. Длина волны в свободном пространстве $\lambda_0 = 15{,}4$ см, длина волны в волноводе $\lambda_g = \lambda_0/(1 - (\lambda_0/2a)^2)^{1/2} \approx 20$ см

Численное моделирование проводилось в геометрии, подобной геометрии описанного выше эксперимента (см. рис. 3). Задача решалась в прямоугольной области $0 < y < h$, $0 < z < z_{\max}$. Координата z направлена вдоль волновода. Металлические стенки расположены при $y = 0$ и $y = h$. По оси x задача однородна. Фактически, такая геометрия соответствует плоскопараллельному волноводу, бесконечному в направлении x. Бесконечно тонкая диэлектрическая пластина расположена при $z = 0$. Внешнее электрическое СВЧ-поле $\mathbf{E}_0\sin\omega t$ поставлено по оси y и не зависит от z. Магнитная компонента СВЧ-поля не учитывается. Такое приближение означает, что мы рассматриваем область, расположенную вблизи пучности стоячей СВЧ-волны ($|z| \le c/\omega$). Система считалась зеркально симметричной относительно $z = 0$. Ниже приведены основные положения, используемые при расчете электрического поля и движения частиц.

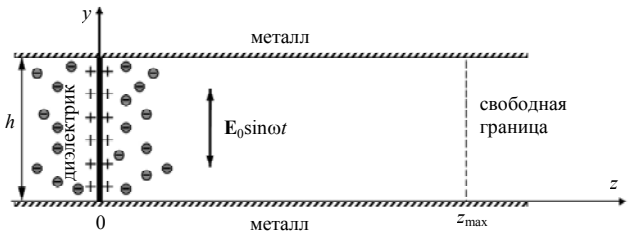

Рис. 3. Геометрия численного эксперимента

Электрическое поле

1. Считается, что полное электрическое поле является суммой внешнего СВЧ-поля и потенциального электрического поля, создаваемого пространственным зарядом электронов, $\mathbf{E} = \mathbf{E}_0\sin\omega t - \nabla\varphi$, где φ — электростатический потенциал, удовлетворяющий уравнению Пуассона

$$\frac{\partial^2\varphi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2\varphi}{\partial z^2} = 4\pi e n_e . \qquad (1)$$

2. На металлических стенках электрический потенциал равен нулю, при $z = z_{\max}$ ставится условие $\partial\varphi/\partial z = 0$, а граничное условие на диэлектрике имеет вид

$$\left.\frac{\partial\varphi}{\partial z}\right|_{z\to 0} = -4\pi\sigma(y), \qquad (2)$$

где $\sigma(y)$ — плотность поверхностного электрического заряда, образующегося на диэлектрической поверхности в процессе развития мультипакторного разряда.

3. Отражением СВЧ-излучения от электронного облака пренебрегаем, что справедливо при выполнении следующего условия (которое должно быть проверено в процессе моделирования):

$$\frac{\omega}{c}\int n_e dz << n_{\text{cr}} = \frac{m_e\omega^2}{4\pi e^2} . \qquad (3)$$

4. Мультипакторный разряд на диэлектрике сконцентрирован в пределах очень узкой области, примыкающей к диэлектрической поверхности ($z \le 10^{-3}$ см). Вместе с тем, электрическое поле, создаваемое нескомпенсированным поверхностным зарядом, накопленным на диэлектрике, проникает в объем волновода до $z \sim h$. Поэтому для экономии компьютерных ресурсов мы использовали неоднородную сетку по z: $\Delta z_i = (1 + \alpha z_i)\Delta z_0$, где $\alpha = \text{const} > 0$, а Δz_0 — шаг по z в непосредственной близости от диэлектрической поверхности.

Частицы

1. Электроны описываются с помощью модельных частиц, имеющих то же самое отношение заряда к массе, что и настоящие электроны. Мо-

дельные частицы обладают всеми тремя составляющими вектора скорости.

2. Частицы, падающие на поверхность диэлектрика или металла, поглощаются или отражаются с заданной вероятностью.

3. Столкновение электрона с поверхностью сопровождается эмиссией вторичных электронов с коэффициентом ВЭЭ $\delta(\varepsilon, \theta)$, зависящим от энергии падающего электрона ε и угла падения θ. В настоящей работе мы использовали упрощенную версию формулы Вона для коэффициента ВЭЭ [19] с нулевой энергией отсечки ($\varepsilon_0 = 0$),

$$\delta = \delta_m(\theta)\left(V\exp(1-V)\right)^{\kappa}, \qquad (4)$$

где $V = \varepsilon/\varepsilon_m(\theta)$, $\kappa = 0{,}62$ при $V < 1$, $\kappa = 0{,}25$ при $V > 1$, $\delta_m(\theta) = (1 + \theta^2/2\pi)\delta_{m0}$, $\varepsilon_m(\theta) = (1 + \theta^2/\pi)\varepsilon_{m0}$, δ_{m0} — максимальное значение коэффициента ВЭЭ при $\theta = 0$, ε_{m0} — энергия падающего электрона, соответствующая $\delta = \delta_{m0}$.

4. Вторичные электроны имеют тепловое (максвелловское) распределение по скоростям с температурами T_{ed} (диэлектрик) и T_{em} (металл).

5. Эмитированные и отраженные частицы распределены по направлениям вылета с поверхности согласно закону $dN/d\Omega \sim \cos\theta$, где $d\Omega$ — элемент телесного угла, θ — угол между направлением скорости и нормалью к поверхности.

6. Частицы, пересекающие правую границу $z = z_{\max}$, зеркально отражаются.

7. Число модельных частиц варьировалось от 10^5 (в тестовых расчетах) до 2×10^6.

8. Для того, чтобы число модельных частиц N на стадии развития мультипакторного разряда не возрастало до недопустимо больших значений, половина частиц удалялась, если их число становилось больше некоторого порогового значения N_1 ($N \to N/2$, если $N > N_1$). В этом случае, заряды и массы оставшихся частиц удваивались [20].

9. Разряд инициировался с помощью инжекции затравочных частиц с поверхности диэлектрика при $t = 0$.

Результаты моделирования

Одномерное моделирование

На рис. 4 приведены типичные результаты, полученные с использованием одномерной (1D3V) версии кода [21] при энергии осцилляций электронов $\varepsilon_{osc} = 450$ эВ, намного превышающей пороговую осцилляционную энергию ($\varepsilon_{thr}^{1D} \approx 16$ эВ) для развития одностороннего мультипакторного разряда на кристалле LiF. Разряд инициировался с помощью инжекции затравочных электронов с поверхностной плотностью $S_{inj} = 0{,}05 n_{cr} z_0 = 0{,}8\times10^7$ см^2 и максвелловским распределением по скоростям ($T_{seed} = 1$ эВ) с поверхности диэлектрика.

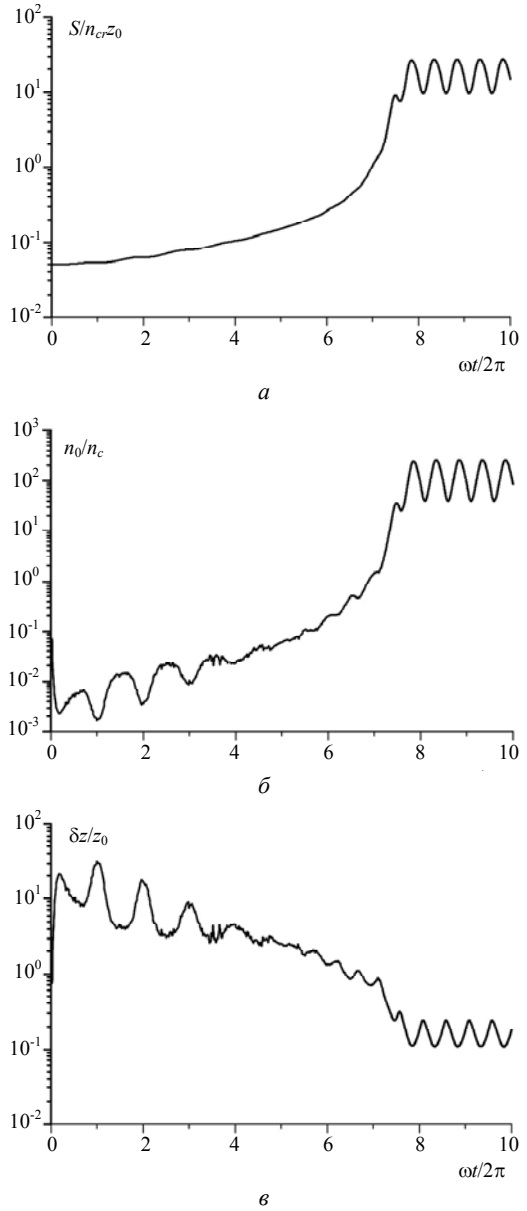

Рис. 4. Типичные зависимости от времени:
а — поверхностной плотности заряда S, *б* — электронной плотности n_0 при $z = 0$, *в* —эффективной ширины электронной слоя $\delta z = S/n_0$ в одномерном одностороннем мультипакторном разряде, развивающемся на поверхности кристалла LiF (ε_1 =14,5 эВ) при $\omega = 12{,}25\times10^{10}$ с$^{-1}$ ($\lambda_0 = 15{,}4$ см, $n_{cr} = 4{,}7\times10^{10}$ см$^{-3}$), осцилляционной энергии электронов $\varepsilon_{osc} = 450$ эВ и температуре вторичных электронов $T_{ed} = 1$ эВ. Характерный размер неоднородности электронной плотности $z_0 = v_{Te}/\omega \approx 3{,}4\times10^{-3}$ см. Поверхностная плотность затравочных электронов, инжектируемых с поверхности диэлектрика, $S_{inj} = 0{,}05 n_{cr} z_0 = 0{,}8\times10^7$ см^2

Из рисунка видно, что после стадии нарастания лавины разряд достигает динамического насыщения, при котором плотность поверхностного заряда S, максимальная плотность электронов n_0, и эффективная ширина электронного слоя, опреде-

ляемая как $\delta z = S/n_0$, осциллируют с удвоенной частотой СВЧ-излучения 2ω. Хотя плотность электронов в режиме насыщения намного превышает критическую плотность n_{cr}, электронный слой практически прозрачен для СВЧ-излучения, т. к. условие (3) выполняется с большим запасом. С ростом плотности электронов, область, занимаемая электронным пространственным зарядом, сокращается до ~10^{-3} см.

Двумерное моделирование

Увеличение порога развития одностороннего мультипакторного разряда. На рис. 5 приведены результаты двумерного моделированя мультипакторного разряда на кристалле LiF при наличии ограничивающих стенок с различными коэффициентами ВЭЭ. Расстояние между стенками 1,5 см. При малой осцилляционной энергии электронов (ε_{osc} = 18 эВ, рис. 5, *а*) дрейф вторичных электронов на стенки с низким коэффициентом ВЭЭ приводит к подавлению одностороннего мультипактора на поверхности диэлектрика, в то время как при наличии медных стенок с умеренным коэффициентом ВЭЭ мультипакторный разряд на диэлектрике развивается даже при СВЧ-интенсивностях, лишь слегка превышающих пороговую интенсивность в одномерном случае ($\varepsilon_{thr}^{1D} \approx 16$ эВ).

При умеренной осцилляционной энергии электронов (ε_{osc} = 50 эВ, рис. 5, *б*) односторонний мультипактор на диэлектрике развивается при любом материале стенки. В этом случае поверхностная плотность электронов в режиме насыщения практически не зависит от материала стенки, хотя насыщение в случае полностью абсорбирующей стенки (δ = 0) достигается несколько позже.

Наконец, при очень высокой осцилляционной энергии электронов (ε_{osc} = 450 эВ, рис. 5, *в*) вторичные электроны дрейфует на стенки так быстро, что абсорбирующие стенки снова подавляют развитие одностороннего мультипактора на кристалле LiF.

На рис. 6 показана пороговая осцилляционная энергия электронов, необходимая для развития одностороннего мультипактора на кристалле LiF при наличии ограничивающих стенок, в зависимости от расстояния между стенками. Эмитирующие свойства стенок те же, что и на рис. 5. Области, соответствующие развитию мультипактора лежат справа от соответствующих кривых. Из рисунка видно, что пороговая осцилляционная энергия электронов ε_{thr} существенно зависит от материала стенок при расстояниях между стенками $h \le 2$ см (то есть, в сильно зауженном волноводе). При $h \ge$ ≥ 3 см, пороговая осцилляционная энергия ε_{thr} практически не зависит от материала стенок и близка к ε_{thr}^{1D}. Необходимо отметить однако, что пороговая энергия также зависит от поверхностной плотности затравочных электронов, приближаясь к ε_{thr}^{1D} с увеличением S_{inj}. Кроме того, после достижения разрядом режима насыщения, влияние стенок уменьшается, и расстояние между ними может быть существенно сокращено без подавления одностороннего мультипактора даже в случае полностью абсорбирующих стенок.

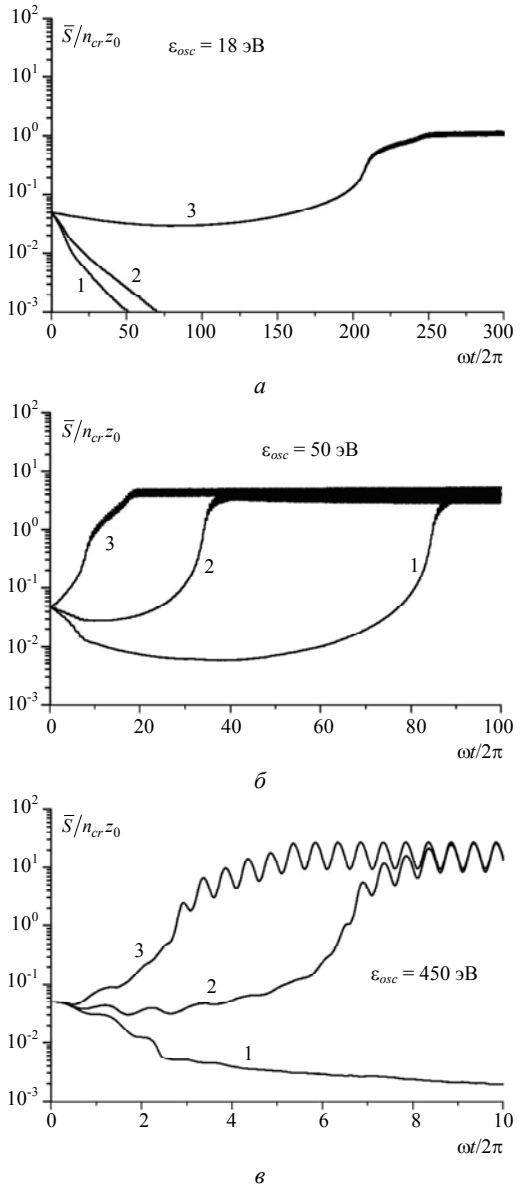

Рис. 5. Влияние ограничивающих стенок на развитие одностороннего мультипакторного разряда на поверхности кристалла LiF. Зависимость от времени усредненной по y поверхностной плотности заряда на поверхности диэлектрика при различных осцилляционных энергиях электронов для стенок с различными коэффициентами ВЭЭ:
1 — полностью абсорбирующие стенки (δ = 0), 2 — сажа (δ_{m0} = 0,5, ε_{m0} = 500 эВ), 3 – медь (δ_{m0} = 2, ε_{m0} = 500 eV). Расстояние между стенками 1,5 см, поверхностная плотность затравочных электронов $S_{inj} = 0{,}05 n_{cr} z_0$. Температуры электронов, эмитируемых с поверхности диэлектрика и стенок, T_{ed} = 1 эВ и T_{em} = 3 эВ, соответственно.

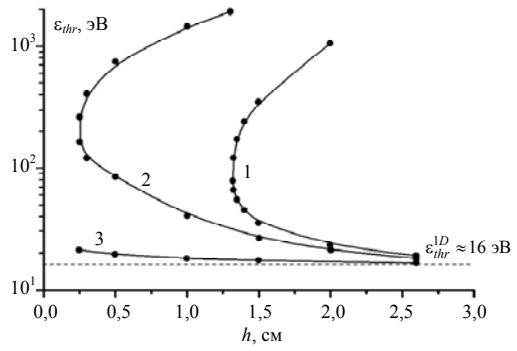

Рис. 6. Пороговая осцилляционная энергия электронов, необходимая для развития одностороннего мультипакторного разряда на кристалле LiF при наличии ограничивающих стенок, в зависимости от расстояния h между стенками для тех же вторично-эмиссионных свойств стенок, что и на рис. 5:
1 — полностью абсорбирующие стенки, 2 — сажа, 3 — медь. Поверхностная плотность затравочных электронов $S_{inj} = 0{,}05 n_{cr} z_0$.

Изменение потенциала диэлектрической поверхности. В одномерном одностороннем мультипакторе полный отрицательный поверхностный заряд электронного слоя в точности равен положительному поверхностному заряду, накапливаемому на диэлектрической поверхности; поэтому полная плотность поверхностного заряда равна нулю. В двумерном случае, часть эмитированных электронов уходит на металлические стенки. В этом случае можно ожидать, что мультипактор будет приобретать избыточный положительный заряд, и, соответственно, электрический потенциал поверхности будет расти до тех пор, пока не достигнет величины, соответствующей максимальной энергии дрейфа электронов, равной $4\varepsilon_{osc}$. На рис. 7 показана зависимость от времени усредненного по y электрического потенциала $\overline{\varphi}_0$ поверхности LiF относительного медных стенок волновода для h = 1,5 см и двух значений осцилляционной энергии электронов. Из рисунка видно, что при ε_{osc} = 24,5 эВ электрический потенциал диэлектрической поверхности, как и ожидалось, монотонно возрастает со временем, в то время как при ε_{osc} = 128 эВ, он быстро спадает примерно до –170 В.

На рис. 8 показаны двумерные распределения электрического потенциала в области моделирования при ε_{osc} = 24,5 и 128 эВ в различные моменты времени. Видно, что при ε_{osc} = 24,5 эВ потенциал, приобретаемый диэлектрической поверхностью, положителен и проникает в волновод на расстояние $z \approx h$. Напротив, при ε_{osc} = 128 эВ электрический потенциал в области, примыкающей к диэлектрической поверхности, быстро спадает, а затем область с отрицательным потенциалом расширяется по z, занимая всю область моделирования.

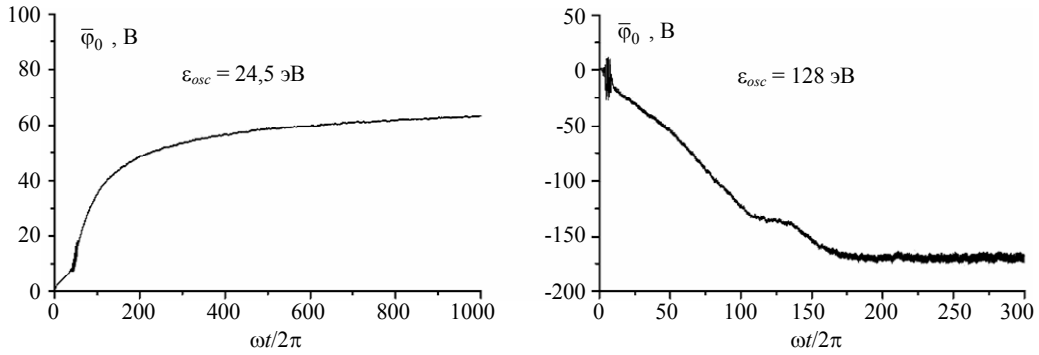

Рис. 7. Зависимости от времени усредненного по y электрического потенциала $\overline{\varphi}_0$ поверхности LiF, ограниченной сверху и снизу медными стенками, при h = 1,5 см и двух значениях осцилляционной энергии электронов

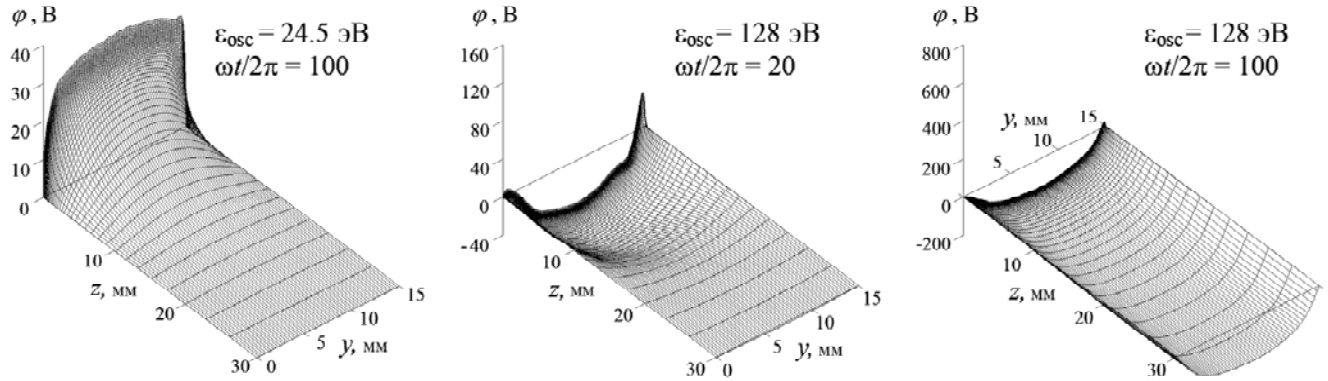

Рис. 8. Двумерные распределения электрического потенциала в области моделирования при ε_{osc} = 24.5 эВ и ε_{osc} = 128 эВ в различные моменты времени (поверхность LiF, ограниченная медными стенками)

Комбинированный (односторонний + двусторонний) мультипакторный разряд. На рис. 9 показаны усредненные по времени z-профили потенциала вблизи поверхности LiF в одномерном случае (кривая 1) и разности между усредненным по y потенциалом $\overline{\varphi}(z)$ и средним потенциалом $\overline{\varphi}$ (0) поверхности LiF, ограниченной медными стенками (кривая 2), при ε_{osc} = 128 эВ и h = 1,5 см. Видно, что, хотя потенциал диэлектрической поверхности становится отрицательным относительно металлических стенок, оба профиля практически совпадают, т. е. в двумерном случае диэлектрическая поверхность по-прежнему несет положительный заряд, и структура электронного слоя вблизи диэлектрика остается практически неизменной.

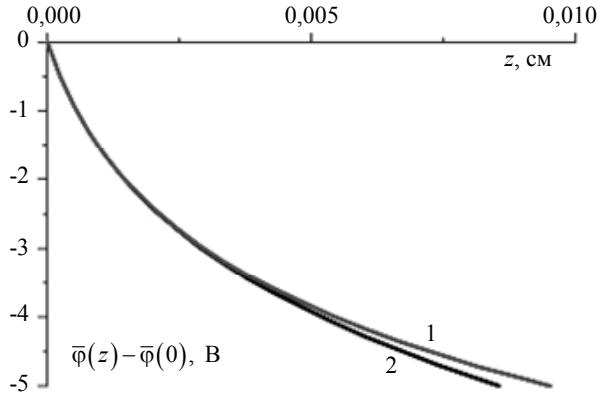

Рис. 9. Усредненные во времени z-профили потенциала около поверхности LiF в одномерном случае (кривая 1) и разности между усредненным по y потенциалом $\overline{\varphi}$ (z) и средним потенциалом $\overline{\varphi}$ (0) поверхности LiF, ограниченной медными стенками (кривая 2), при ε_{osc} = 128 эВ и h = 1,5 см

Анализ распределения электронной плотности в области моделирования показывает, что снижение электрического потенциала между стенками волновода связано с развитием двустороннего мультипактора, отрицательный пространственный заряд которого приводит к снижению электрического потенциала также и на диэлектрической поверхности. На рис. 10 показаны распределения электронов в области моделирования при ε_{osc} = 128 эВ для двух моментов времени. При $\omega t/2\pi$ = 20, на рисунке видны два сгустка электронов, плотности которых уменьшаются с расстоянием от диэлектрической поверхности, что соответствует началу развития двустороннего мультипактора вблизи диэлектрической поверхности, который затем постепенно распространяется по z. При $\omega t/2\pi$ = 100 сгустки электронов становятся практически однородными по z. При этом односторонний мультипактор имеет вид узкой темной полосы, прилегающей к левой границе области моделирования.

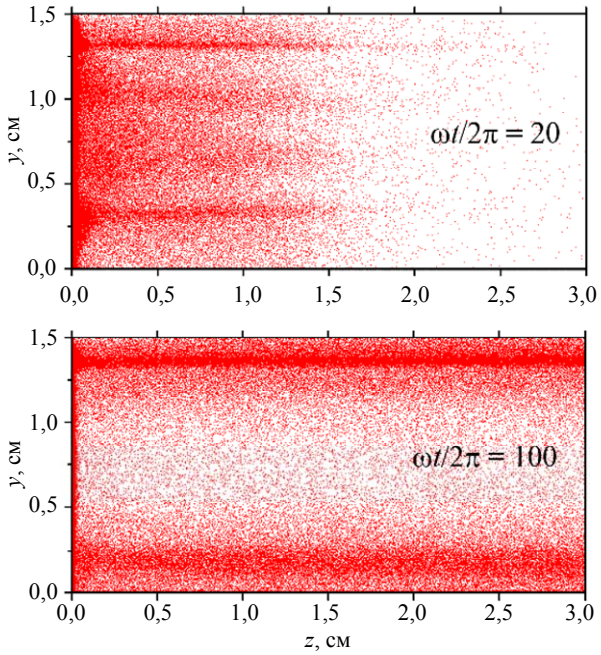

Рис. 10. Распределения электронов в области моделирования при ε_{osc} = 128 эВ для двух моментов времени (поверхность LiF, ограниченная медными стенками, h = 1,5 см)

Рисунки 11, *а*, *б* иллюстрируют динамику электронных сгустков в двустороннем мультипакторе в интервалах времени $\omega t/2\pi$ = 20—24 и $\omega t/2\pi$ = = 100—104, соответственно. На рисунках показан рельеф функции $S_1(y,t)=\int_{z_1}^{z_{\max}}(n_e(y,z,t)/n_{\text{cr}})dz/z_0$ на плоскости (y, t). Здесь, $z_{\max}$ = 3 см, а интегрирование по z производится от z_1 = 0,2 см, чтобы исключить вклад от электронного слоя одностороннего мультипактора на диэлектрике. Видно, что на ранней стадии развития двустороннего мультипактора (рис. 11, *а*) электронные сгустки периодически инжектируются с обеих стенок волновода и затем распространяются по y в область моделирования, постепенно расплываясь из-за конечной температуры эмитированных электронов и электростатического отталкивания между электронами. На рис. 11, *б*, двусторонний мультипактор уже достиг насыщения и трансформировался в специфические односторонние мультипакторы, локализованные вблизи каждой из стенок волновода.

Следует отметить, что, хотя в режиме насыщения односторонний мультипактор на диэлектрике и двусторонний мультипактор на стенках волновода существуют практически независимо друг от друга, односторонний мультипактор на диэлектрике ускоряет развитие двустороннего мультипактора, выступая в роли источника затравочных электронов для последнего. При том же начальном числе электронов между стенками вол-

новода, но без диэлектрика, двусторонний мультипактор развивается существенно медленнее.

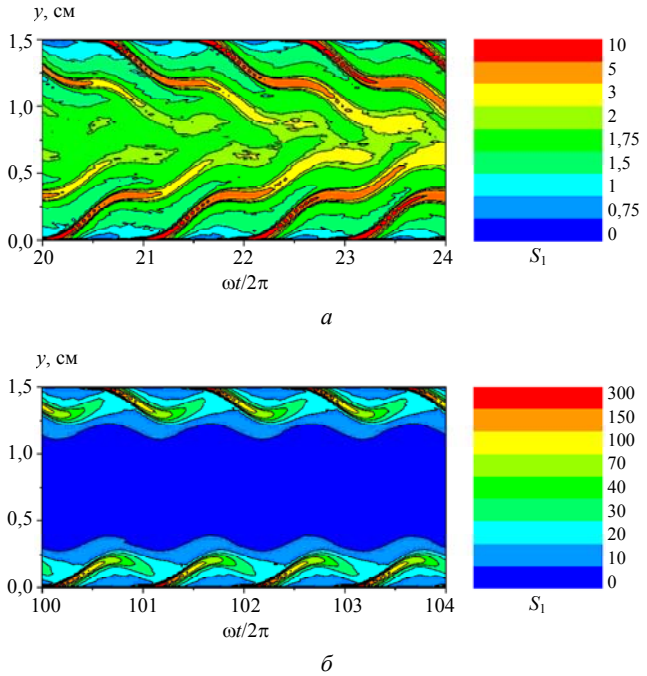

Рис. 11. Динамика электронных сгустков в двустороннем мультипакторе в интервалах времени:
а — $\omega t/2\pi$ = 20—24 и *б* — $\omega t/2\pi$ = 100—104 (поверхность LiF, ограниченная медными стенками, h = 1,5 см)

Влияние отражения электронов на функцию распределения электронов. Нами было также рассмотрено влияние отражения электронов от поверхностей диэлектрика и металлических стенок на функцию распределения электронов по энергии (ФРЭЭ). Коэффициенты отражения упругого и неупругого отражения от диэлектрика были приняты равными $R = \eta = 0{,}05$, а соответствующие коэффициенты отражения от металлических стенок, равными $R = \eta = 0{,}1$. При упругом отражении энергия отраженного электрона была равна энергии падающего электрона, а при неупругом отражении энергия отраженного электрона могла с равной вероятностью принимать любое значение от нуля до энергии падающего электрона. В обоих случаях отраженные электроны считались распределенными по направлению вылета с поверхности по закону $dN/d\Omega \sim \cos\theta$. На рис. 12 показаны функции распределения электронов, падающих на диэлектрик (кривые 1', 1) и металлические стенки (кривые 2', 2), рассчитанные для двух значений ε_{osc} без учета и с учетом отражения электронов (штриховые и сплошные линии, соответственно). Из рисунка видно, что введение малого коэффициента отражения, несущественно влияющего на общие свойства мультипакторного разряда, приводит к появлению высокоэнергетических хвостов ФРЭЭ, простирающихся до $30\varepsilon_{osc}$. Эффективная температура хвостов ФРЭЭ порядка $3\varepsilon_{osc}$. Также можно видеть, что развитие двустороннего мультипактора при ε_{osc} = 128 эВ приводит к относительному увеличению количества электронов, падающих на металлические стенки, по сравнению с количеством электронов, падающих на диэлектрик.

Заключение

Основные результаты работы можно суммировать следующим образом.

1. Разработан 2D3V численный код, основанный на методе частиц в ячейке, для моделирования мультипакторного разряда на диэлектрике, помещенном в плоскопараллельный волновод, с учетом ВЭЭ с поверхности диэлектрика и металлических стенок волновода, конечной температуры вторичных электронов, пространственного заряда электронов, а также упругого и неупругого отражения электронов от диэлектрика и стенок волновода.

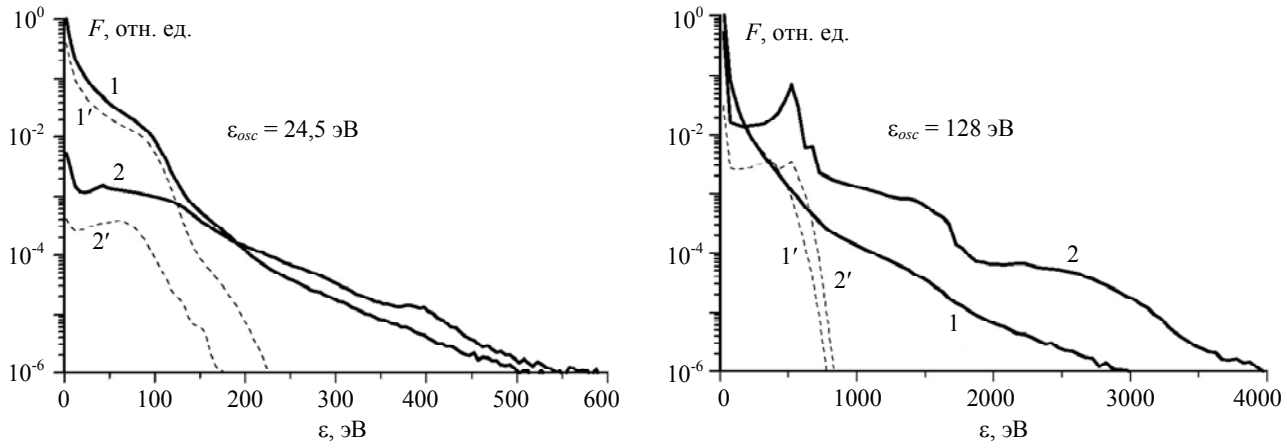

Рис. 12. Функции распределения электронов, падающих на диэлектрик (кривые 1', 1) и металлические стенки (кривые 2', 2), рассчитанные для двух значений ε_{osc} без учета и с учетом отражения электронов (штриховые и сплошные линии, соответственно). Поверхность LiF, ограниченная медными стенками, h = 1,5 см

2. Показано, что из-за утечки электронов на стенки волновода порог развития одностороннего мультипактора на диэлектрике, помещенном в зауженный волновод с абсорбирующими стенками, увеличивается по сравнению с порогом в случае неограниченного диэлектрика.

3. Обнаружено, что в зависимости от амплитуды СВЧ-поля и параметров ВЭЭ со стенок волновода могут реализоваться два режима мультипакторного разряда, а именно: а) односторонний мультипактор на диэлектрике, в процессе которого диэлектрик приобретает положительный потенциал относительно стенок волновода, и б) комбинированный (односторонний + двусторонний) мультипактор, при котором диэлектрик и пространство между стенками волновода приобретают отрицательный потенциал.

4. Показано, что учет отражения электронов от поверхности диэлектрика и стенок волновода приводит к появлению высокоэнергетических хвостов ФРЭЭ.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант № 13-08-01174.

Литература

1. *Puech J., Anderson D., Buyanova M., et al.* / Proc. of the 5th Workshop on Multipactor, Corona and Passive Intermodulation in Space RF Hardware, Noordwijk, 2005. P. 235.

2. *Piro F., Brand Y.* / Proc. of the 8th European Conference on Antennas and Propagation, Hague, 2014. Louvain-la-Neuve: European Microwave Association, 2014. P. 1643.

3. *Thumm M.* State-of-the-Art of High Power Gyro-Devices and Free Electron Masers. Karlsruhe: Karlsruhe Institute of Technology, 2013.

4. *Goede A. P. H., Bongers W. A., Elzendoorn B. S. Q., et al.* // Fusion Eng. Design. 2010. V. 85. P. 1117.

5. *Giruzzi G., Lennholm M., Parkin A., et al.* // Nuclear Fusion. 2011. V. 51. P. 063033.

6. *Neuber A., Dickens J., Hemmert D., et al.* // IEEE Trans. Plasma Sci. 1998. V. 26. P. 296.

7. *Hoff B. W., Mardahl P. J., Gilgenbach R. M., et al.* // Rev. Sci. Instrum. 2009. V. 80. P. 094702.

8. *Hao X.-W., Zhang G.-J., Huang H.-J., et al.* / Proc. of the 24th International Symposium on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum, Braunschweig, 2010. P. 113.

9. *Vaughan J. R. M.* // IEEE Trans. Electron. Dev. 1988. V. 35. P. 1172.

10. *Kishek R. A., Lau Y. Y.* // Phys. Rev. Lett. 1998. V. 80. P. 193.

11. *Kishek R. A., Lau Y. Y., Ang L. K., et al.* // Phys. Plasmas. 1998. V. 5, P. 2120.

12. *Semenov V. E., Rakova E. I., Anderson D., et al.* // Phys. Plasmas. 2007. V. 14. P. 033501.

13. *Сахаров А. С., Иванов В. А., Тарбеева Ю. А. и др.* / Тезисы докладов XXVIII Звенигородской конференции по физике плазмы и УТС, Звенигород, 2011. С. 319.

14. *Сахаров А. С., Иванов В. А., Коныжев М. Е.* / Proc. of the VIII International Workshop "Microwave Discharges: Fundamentals and Applications", Zvenigorod, 2012. P. 75.

15. *Батанов Г. М., Иванов В. А., Коныжев М. Е. и др.* // Письма ЖЭТФ. 1997. Т. 66. С. 163.

16. *Ivanov V. A., Konyzhev M. E., Gavrilenko V. P., et al.* / Proc. of the 5th Int. Workshop on Multipactor, Corona and Passive Intermodulation in Space RF Hardware, Noordwijk, 2005. P. 169.

17. *Ivanov V. A., Sakharov A. S., Konyzhev M. E.* / Proc. of the VII Int. Workshop "Strong Microwaves: Sources and Applications", Nizhny Novgorod, 2008. V. 2. P. 620.

18. *Ivanov V. A., Sakharov A. S., Konyzhev M. E.* / Proc. of the VII Int. Workshop "Microwave Discharges: Fundamentals and Applications", Hamamatsu, 2009. P. 34.

19. *Vaughan J. R. M.* // IEEE Trans. Electron Devices. 1989. V. 36. P. 1963.

20. *Kossyi I. A., Luk'yanchikov G. S., Semenov V. E., et al.* // J. Phys. D. 2010. V. 43. P. 345206.

21. *Сахаров А. С., Иванов В. А., Тарбеева Ю. А., Коныжев М. Е.* // Прикладная физика. 2011. № 6. С. 111.

Particle-in-cell simulations of a multipactor discharge on a dielectric in a parallel-plate waveguide

A. S. Sakharov, V. A. Ivanov, and M. E. Konyzhev

A. M. Prokhorov General Physics Institute, Russian Academy of Sciences
38 Vavilov str., Moscow, 119991, Russia
E-mail: sakharov_as@mail.ru

Received September 17, 2014

An original 2D3V (two-dimensional in coordinate space and three-dimensional in velocity space) particle-in-cell code has been developed for simulation of a multipactor discharge on a dielectric placed in a parallel-plate waveguide with allowance for secondary electron emission from the dielectric surface and waveguide walls, finite temperature of secondary electrons, electron space charge, and elastic and inelastic reflections of electrons from the dielectric and waveguide walls. The code allows one to simulate all stages of multipactor development, from the beginning of the electron avalanche up to saturation. It is shown that the threshold for the development of a single-

sided multipactor on a dielectric placed in a low-profile waveguide with absorbing walls increases as compared to that in the case of an unbounded dielectric due to escape of electrons onto the waveguide walls. It is found that, depending on the amplitude of the microwave field and secondary emission characteristics of the waveguide walls, the discharge can operate in two modes. In the first mode, which takes place at relatively low microwave intensities, a single-sided multipactor develops on the dielectric, the surface of which acquires a positive potential with respect to the waveguide walls. In the second mode, which takes place at sufficiently high microwave intensities, a single-sided multipactor on the dielectric surface and a double-sided multipactor between the waveguide walls develop simultaneously. In this case, the dielectric and the interwall space acquire a negative potential. It is shown that taking into account electron reflections from the dielectric surface and waveguide walls results in the appearance of high-energy tails in the electron distribution function.

PACS: 78.70.Gq, 84.40.Az, 52.80.Vp, 79.20.Hx, 52.65.Rr

Keywords: microwaves, waveguide, discharge, secondary electron emission, multipactor, numerical simulation.

References

1. J. Puech, D. Anderson, M. Buyanova, et al., in *Proc. of the 5th Workshop on Multipactor, Corona and Passive Intermodulation in Space RF Hardware* (Noordwijk, 2005), p. 235.

2. F. Piro and Y. Brand, in *Proc. of the 8th European Conference on Antennas and Propagation* (Hague, 2014. Louvain-la-Neuve: European Microwave Association, 2014), p. 1643.

3. M. Thumm, *State-of-the-Art of High Power Gyro-Devices and Free Electron Masers*. (Karlsruhe: Karlsruhe Institute of Technology, 2013).

4. A. P. H. Goede, W. A. Bongers, B. S. Q. Elzendoorn, et al., Fusion Eng. Design **85,** 1117 (2010).

5. G. Giruzzi, M. Lennholm, A. Parkin, et al., Nuclear Fusion **51,** 063033 (2011).

6. A. Neuber, J. Dickens, D. Hemmert, et al., IEEE Trans. Plasma Sci. **26,** 296 (1998).

7. B. W. Hoff, P. J. Mardahl, R. M. Gilgenbach, et al., Rev. Sci. Instrum. **80,** 094702 (2009).

8. X.-W. Hao, G.-J. Zhang, H.-J. Huang, et al., in *Proc. of the 24th International Symposium on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum* (Braunschweig, 2010), p. 113.

9. J. R. M. Vaughan, IEEE Trans. Electron. Dev. **35,** 1172 (1988).

10. R. A. Kishek and Y. Y. Lau, Phys. Rev. Lett. **80,** 193 (1988).

11. R. A. Kishek, Y. Y. Lau, L. K. Ang, et al., Phys. Plasmas **5,** 2120 (1998).

12. V. E. Semenov, E. I. Rakova, D. Anderson, et al., Phys. Plasmas **14,** 033501 (2007).

13. A. S. Sakharov, V. A. Ivanov, Yu. A. Tarbeeva, et al., in *Proc. XXVIII Zvenigorod Conf. Plasma Phys*. (Zvenigorod, Russia, 2011), p. 319.

14. A. S. Sakharov, V. A. Ivanov, and M. E. Konyzhev, in *Proc. of the VIII International Workshop "Microwave Discharges: Fundamentals and Applications"* (Zvenigorod, 2012), p. 75.

15. G. M. Batanov, V. A. Ivanov, M. E. Konyzhev, et al., JETP Lett. **66,** 170 (1997).

16. V. A. Ivanov, M. E. Konyzhev, V. P. Gavrilenko., et al., in *Proc. of the 5th Int. Workshop on Multipactor, Corona and Passive Intermodulation in Space RF Hardware* (Noordwijk, 2005), p. 169.

17. V. A. Ivanov, A. S. Sakharov, and M. E. Konyzhev, in *Proc. of the VII Int. Workshop "Strong Microwaves: Sources and Applications",* (Nizhny Novgorod, Russia, 2008). V. 2. P. 620.

18. V. A. Ivanov, A. S. Sakharov, and M. E. Konyzhev, in *Proc. of the VII Int. Workshop "Microwave Discharges: Fundamentals and Applications"* (Hamamatsu, 2009), p. 34.

19. J. R. M. Vaughan, IEEE Trans. Electron Devices **36,** 1963 (1989).

20. I. A. Kossyi, G. S. Luk'yanchikov, V. E. Semenov, et al., J. Phys. D. **43,** 345206 (2010).

21. A. S. Sakharov, V. A. Ivanov, Yu. A. Tarbeeva, and M. E. Konyzhev, Prikladnaya Fizika, No. 6, 111 (2011).