

01;09;10

О спонтанном и вынужденном излучении в СВЧ генераторах с виртуальным катодом

© А.Е. Дубинов, В.Д. Селемир

Российский федеральный ядерный центр —
ВНИИ экспериментальной физики
Саров (Арзамас-16)

Поступило в Редакцию 15 мая 1997 г.

На основе построенной одномерной модели излучения электронного пучка с виртуальным катодом показано, что в редитроне имеет место спонтанное излучение, а в виркаторе и отражательном триоде — вынужденное. Однако в последних на определенной стадии происходит срыв излучательной неустойчивости вследствие развития турбулентности в электронном потоке. В связи с этим высказана идея о том, что этот срыв можно устранить специальным профилированием фронта высоковольтного импульса питания диода СВЧ генератора.

Вопрос о том, спонтанное или вынужденное излучение реализуется в активной электродинамической системе, является ключевым для понимания динамики СВЧ генератора в целом. Для большинства вакуумных и плазменных СВЧ генераторов с сильноточными электронными пучками в этом смысле имеется достаточная определенность [1]. Однако для генераторов на основе виртуального катода (виркатор, отражательный триод, редитрон и др.) [2–4] этот вопрос на сегодняшний день остается открытым.

Ниже на основе построенной одномерной модели излучения электронного пучка с виртуальным катодом показано, что в редитроне имеет место спонтанное излучение, а в виркаторе и отражательном триоде — вынужденное. Однако в последних на определенной стадии происходит срыв излучательной неустойчивости вследствие развития турбулентности в электронном потоке. В связи с этим высказана идея о том, что этот срыв можно устранить специальным профилированием фронта высоковольтного импульса питания диода СВЧ генератора.

Пусть сильноточный электронный пучок инжектируется сквозь тонкую металлическую фольгу в трубу дрейфа, на которую наложено сильное аксиальное магнитное поле и пусть плотность тока пучка при

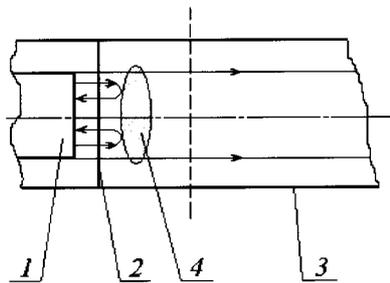


Рис. 1. Геометрия задачи: 1 — катод, 2 — анодная фольга, 3 — труба дрейфа, 4 — виртуальный катод (рассматриваемое сечение показано пунктиром).

этом постоянна во времени и равна j_0 (рис. 1). Известно, что если j_0 превышает некоторое предельное значение j_{cr} , то в пучке формируется виртуальный катод. Как показано в [5], выражение для j_{cr} , определяемое из рассмотрения предельно возможного стационарного состояния пучка в трубе дрейфа, можно представить в виде

$$j_{cr} = (mc^3/e)(\gamma^{2/3} - 1)^{3/2}G, \quad (1)$$

где m , e — масса и заряд электрона; c — скорость света; γ — лоренц-фактор электронов в плоскости инжекции; G — геометрический форм-фактор.

Но основной идеей, в отличие от [5], в нашем рассмотрении будет являться изменчивость предельной плотности тока j_{cr} в процессе эволюции системы при формировании в ней виртуального катода.

Итак, рассмотрим баланс токов в сечении, находящемся на некотором удалении от виртуального катода вниз по направлению движения пучка (рис. 1). При не слишком большой разнице $(j_0 - j_{cr})$ будем иметь:

— конвективный ток (частота Ω равна примерно двум плазменным частотам пучка в области инжекции):

$$j_c = j_{cr} + (j_0 - j_{cr}) \cos \Omega t; \quad (2)$$

— ток смещения:

$$j_b = -(j_0 - j_{cr}) \cos \Omega t = \frac{1}{4\pi} \cdot \frac{\partial E}{\partial t}; \quad (3)$$

— полный ток:

$$j_f = j_c + j_b \equiv j_{cr}. \quad (4)$$

При этом остальная часть электронов $(j_0 - j_c)$ отражается виртуальным катодом назад к плоскости инжекции. В случае редитрона, когда отраженные электроны сразу же поглощаются в плоскости инжекции фольгой, этот баланс токов поддерживается как угодно долго.

В случае виркатора и отражательного триода отраженные электроны накапливаются в потенциальной яме "катод-виртуальный катод", создавая электрический заряд величиной (в пренебрежении потерями):

$$q = \int_0^t (j_0 - j_c) dt = \int_0^t (j_0 - j_{cr})(1 - \cos \Omega t) dt. \quad (5)$$

С накоплением заряда растет "степень запираия" электронного пучка, т. е. уменьшается j_{cr} . Нам ничего неизвестно о точном выражении для зависимости j_{cr} от величины накопленного заряда q . Однако мы можем сделать некоторые общие заключения об этой зависимости: монотонное убывание и, кроме того, $j_{cr} = \infty$ при $q = 0$ $j_{cr} = 0$ при $q = \infty$. Поэтому качественно мы можем принять

$$q = G' j_{cr}^{-p}, \quad (6)$$

где G' — некоторый геометрический форм-фактор; $p = \text{const}$.

Подставляя (6) в (5) и дифференцируя, получим уравнение для $x = j_{cr}/j_0$:

$$\frac{dx}{dt} = \frac{x^{p+1}}{pG'}(x - 1)(1 - \cos \Omega t). \quad (7)$$

Уравнение (7) имеет стационарное решение $x = 1$. Однако это решение неустойчиво, так как при $x(0) = 1 - \delta$ для малого δ функция x убегает от своего начального значения. Уравнение (7) решалось численно методом Рунге-Кутты 4-го порядка точности для различных значений p, G', Ω, δ ; типичная эволюция $x(t)$ представлена на рис. 2, а. Решение уравнения (7) можно подставить в (3) и получить эволюцию электрического поля. В нормированном виде имеем

$$E(t) = \int_0^t (1 - x) \cos \Omega t dt. \quad (8)$$

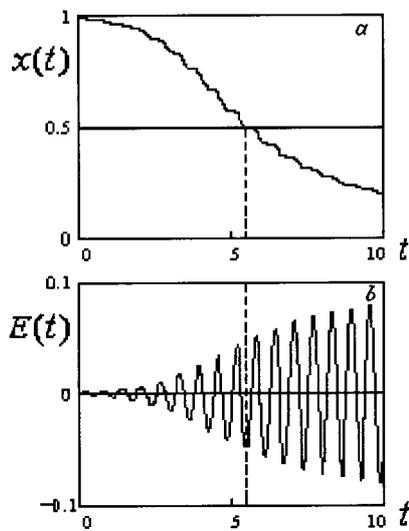


Рис. 2. Эволюция системы при постоянном токе инжекции: a — $x(t) = j_{cr}(t)/j_0$; b — $E(t)$.

Зависимость $E(t)$ рассчитывалась численно, ее график показан на рис. 2, b . Из него следует, что, как и ожидалось (см. в [2,3] качественные соображения о фазовой сепарации), в электронном пучке с виртуальным катодом в виркаторе и отражательном триоде развивается излучательная неустойчивость с вынужденным излучением. В редитроне же имеет место спонтанное излучение.

Следует заметить, что наша модель вынужденного излучения перестает работать при $x < 1/2$, так как тогда в некоторые моменты времени становится $j_c < 0$, что соответствует обратному движению электронов. По-видимому, $x < 1/2$ соответствует завихрениям электронного потока в продольной турбулентности [6], которая ответственна за срыв излучательной неустойчивости (момент перехода x через значение $1/2$ обозначен на рис. 2 пунктирной линией).

Однако специальным профилированием фронта высоковольтного импульса питания можно избежать этого срыва. Критерием выбора этого профиля является условие, чтобы мгновенное значение инжектированного тока j_0 не превосходило мгновенного значения предельного тока

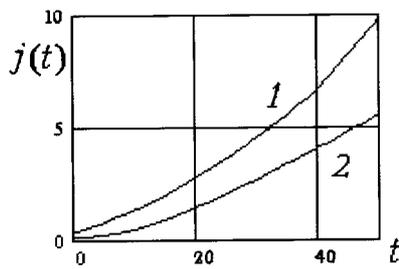


Рис. 3. Эволюция системы при профилированном фронте импульса напряжения: 1 — $j_0(t)$; 2 — $j_{cr}(t)$.

j_{cr} более чем в два раза. Тогда при синхронном росте j_{cr} и j_0 (например, чтобы $j_0 \approx 1.8j_{cr}$), согласно (3), амплитуда электрического поля будет расти.

Поскольку в диоде СВЧ генератора в нерелятивистском приближении обычно

$$j_0 = SU^{3/2}, \quad (9)$$

где S — первеанс диода, U — прикладываемое напряжение, то частота колебаний Ω будет линейно зависеть от U . В результате несложных выкладок получим дифференциальное уравнение относительно j_{cr} , для заданного профиля $U(t)$, аналогичное (7):

$$\frac{dj_{cr}}{dt} = \frac{3}{2} \frac{j_{cr}}{pU} \frac{dU}{dt} + \frac{(j_{cr} - SU^{3/2})j_{cr}^{p+1}}{pG''U^{3/2}} (1 - \cos AUt). \quad (10)$$

Здесь G'' , A — некоторые геометрические форм-факторы. Подбирая $U(t)$, можно найти j_0 и j_{cr} из (9) и (10) соответственно, так, чтобы j_0 и j_{cr} быстро возрастали и одновременно выполнялось нужное соотношение между ними. Нам удалось подобрать несколько вариантов значений параметров S , G'' , A при $p = 1$ для экспоненциального профиля импульса напряжения в диоде $U(t)$, при котором достаточно долго удается поддерживать условие $j_0 \leq 2j_{cr}$. Один из таких вариантов показан в виде графиков j_0 и j_{cr} на рис. 3 в качестве примера. Таким образом, режим вынужденного излучения в виркаторе и отражательном триоде возможно поддерживать практически в течение всего импульса питания.

Авторы выражают признательность проф. А.А. Рухадзе за постановку задачи и консультации в процессе ее решения.

Список литературы

- [1] Кузелев М.В., Рухадзе А.А. Электродинамика плотных электронных пучков в плазме. М.: Наука, 1990. 336 с.
- [2] Alyokhin V.V., Dubinov A.E., Selemir V.D. et al. // IEEE Trans. Plasma Sci. 1994. V. 22. N 5. P. 945.
- [3] Дубинов А.Е., Селемир В.Д. // Зарубежн. радиоэлектрон. 1995. № 4. С. 54.
- [4] Рухадзе А.А., Столбецов С.Д., Тараканов В.П. // Радиотехн. и электрон. 1992. Т. 37. № 3. С. 385.
- [5] Богданкевич Л.С., Рухадзе А.А. // УФН. 1971. Т. 103. № 4. С. 609.
- [6] Ватрунин В.Е., Дубинов А.Е., Селемир В.Д., Степанов Н.В. // Фракталы в прикладной физике / Под ред. Дубинова А.Е. Арзамас-16, 1995. С. 47.