

в рамках рассмотрения на основе локальных моментов тройные пространственные узлы не могут быть устойчивыми. Это означает, что дислокационные конфигурации с тройными узлами фактически не могут быть реализованы, поскольку если формируется узловая конструкция, то бесконечно большие силы притяжения между ветвями дислокаций должны вызвать неограниченное увеличение зоны рекомбинации или аннигиляции дислокаций. Таким образом, при оценке возможности реализации узловых конфигураций и их устойчивости следует принимать во внимание взаимосвязанность различных участков дислокационных линий, в том числе и действие отдаленных участков дислокационных ветвей.

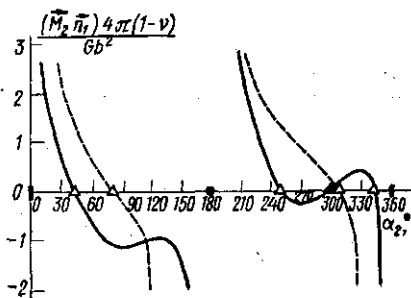


Рис. 3. Зависимость момента (M_{2l_2}) от α_2 при $\alpha_3=360^\circ-\alpha_2$. Пунктирные и сплошные линии соответствуют расчетам на основе локальных и средних моментов

Авторы выражают глубокую благодарность проф. В. Л. Инденбому за обсуждение результатов настоящей работы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Фридель Ж. Дислокации. М.: Мир, 1967. [2] Хирт Дж., Лоте И. Теория дислокаций. М.: Атомиздат, 1972. [3] Saada G. Acta Metallurg, 1960, 8, N 3, p. 200. [4] Saada G. Acta Metallurg, 1960, 8, N 12, p. 841. [5] Lavrentev F. F., Pokhil Y. A. Phys. Stat. Solidi, 1975, 32a, p. 227. [6] Lavrentev F. F., Zolotukhina I. N. Mat. Sci and Engineering, 1976, 23, p. 69. [7] Лаврентьев Ф. Ф. В кн.: Физика деформации и упрочнения монокристаллов. Киев, 1972, с. 107. [8] Смирнов Б. И. Дислокационная структура и упрочнение кристаллов. Л.: Наука, 1981. [9] Предводителев А. А. В кн.: Динамика дислокаций. Харьков, 1968, с. 311. [10] Инденбом В. Л., Дубнова Г. Н. ФТТ, 1967, 9, № 4, с. 1171. [11] Дубнова Г. Н. В кн.: Динамика дислокаций. Харьков, 1968, с. 196. [12] Дубнова Г. Н., Штольберг А. А. В кн.: Динамика дислокаций. Харьков, 1968, с. 424. [13] Инденбом В. Л., Орлов С. С. Кристаллография, 1967, 12, № 6, с. 971. [14] Бушуева Г. В., Исса Х. М., Предводителев А. А. Физ. мет. и металловедение, 1978, 45, № 1, с. 184. [15] Бушуева Г. В., Предводителев А. А. и др. Физ. мет. и металловедение, 1979, 48, № 3, с. 647. [16] Бушуева Г. В., Яхшаатова Э. М. Деп. ВИНТИ, № 2335—80 Деп. [17] Бушуева Г. В., Предводителев А. А., Хзарджян С. М. Изв. АН АрмССР, 1974, 9, № 6, с. 506.

Поступила в редакцию
07.04.81

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1983, т. 24, № 1

УДК 621.385:622

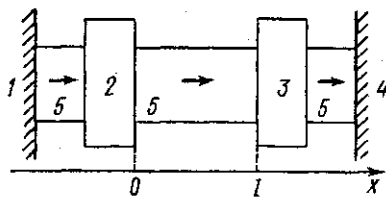
ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОЕ УСКОРЕНИЕ ПРОМОДУЛИРОВАННОГО ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА

Ю. К. Алексеев, А. И. Костяненко

(кафедра радиофизики СВЧ)

Применение в электронных приборах СВЧ двукратного управления (вначале электростатического, затем динамического) приводит к существенному повышению электронного КПД устройств (особенно на вы-

соких гармониках) в тех случаях, когда электростатическое управление осуществляется отсечкой (режим С) [1—2]. Повышение средней мощности таких приборов можно осуществлять как путем увеличения тока в импульсе, так и путем увеличения мощности пучка за счет его ускорения после модуляции. В настоящей работе показано, что второй путь



Подкачка мощности в промодулированный поток

увеличения средней мощности можно реализовать только в том случае, если пучок ускоряется в промежутке между устройством, осуществляющим электростатическое (амплитудное) управление, и устройством, осуществляющим динамическое управление. Проанализируем подробнее этот вопрос в случае пространственного разделения модулирующего устройства и промежутка, в котором осуществляется электростатическое ускорение электронного потока.

Рассмотрим устройство (рисунок), состоящее из катода 1, управляющего устройства 2, устройства 3, осуществляющего отбор энергии, и коллектора 4, собирающего отработанные электроны. Предполагая, что в промежутке $x \in (0, l)$ действует ускоряющее поле E , запишем уравнение движения (нерелятивистское) для электрона в этом промежутке в форме

$$\ddot{x} = \eta E,$$

где $\eta = e/m$, m , e — масса и заряд электрона. Решая это уравнение, получаем алгебраическое уравнение для времени пролета τ электрона в промежутке $(0, l)$:

$$\frac{1}{2} \eta E \tau^2 + v_0(t_0) \tau - l = 0, \quad (1)$$

где v_0 — скорость электронов на входе в ускоряющий промежуток $(0, l)$ в момент времени t_0 .

Проанализируем вначале случай, когда модулятор 2 осуществляет электростатическое управление электронным потоком, т. е. случай, когда ток i_0 на входе в пространство ускорения зависит от времени, а скорости электронов постоянны:

$$\frac{di_0}{dt_0} \neq 0, \quad \frac{dv_0}{dt_0} = 0.$$

В этом случае решение τ уравнения (1) не зависит от времени:

$$\frac{d\tau}{dt_0} = 0$$

и, следовательно,

$$\frac{dt_1}{dt_0} = 1,$$

где t_1 — момент времени влета в устройство отбора энергии 3. Используя закон сохранения заряда [3]

$$i_0(t_0) = i_1(t_1) \left(\frac{dt_1}{dt_0} \right)^{-1},$$

где i_1 — ток на входе в устройство 3, получаем, что

$$i_0(t_0) = i_1(t_1), \quad (2)$$

т. е. при электростатическом управлении сохраняются форма тока, его величина, а значит, и его спектральный состав.

Перейдем теперь к противоположному случаю

$$\frac{di_0}{dt_0} = 0, \quad \frac{dv_0}{dt_0} \neq 0,$$

когда электронный поток подвергается в резонаторе 2 нерелятивистскому динамическому управлению произвольной формы:

$$v_0 = v_{00}[1 + \alpha f(t_0)],$$

где $f(t_0)$ — некая функция времени, v_{00} — скорость электронов на входе в модулятор, α — параметр, характеризующий величину динамической модуляции, которую в дальнейшем мы полагаем достаточно слабой:

$$\alpha \ll 1. \quad (3)$$

В этом случае, как видно из уравнения (1),

$$\frac{d\tau}{dt_0} \neq 0 \text{ и } \frac{dt_l}{dt_0} \neq 1.$$

Дифференцируя (1), получаем:

$$\eta E \tau \frac{d\tau}{dt_0} + v_0 \frac{d\tau}{dt_0} + \frac{dv_0}{dt_0} \tau = 0$$

и

$$\frac{d\tau}{dt_0} = \frac{-\tau}{v_0 + \eta E \tau} \frac{dv_0}{dt_0}. \quad (4)$$

Определим среднюю скорость \bar{v} движения электрона в промежутке $(0, l)$ как

$$\tau \bar{v} = l, \quad (5)$$

причем

$$\bar{v} = \frac{v_0 + v_l}{2},$$

где v_l — скорость электронов в сечении $x = l$. Умножая числитель и знаменатель правой части (4) на \bar{v} и используя (5), получаем

$$\frac{d\tau}{dt_0} = \frac{-l}{v_0 \bar{v} + \eta l E} \frac{dv_0}{dt_0} \quad (6)$$

и, таким образом,

$$i_l(t_l) = \frac{i_0(t_0)}{1 - A \frac{dv_0}{dt_0}}, \quad (7)$$

где

$$A = \frac{l}{v_0 \bar{v} + \eta l E}. \quad (8)$$

Как видно из этих выражений, варьирование величины поля E приводит к изменению параметра A и, следовательно, к изменению эффективности преобразования модуляции электронов по скорости в модуляцию плотности тока. Уменьшение параметра A означает ухудшение условий группирования электронов в сгустки и уменьшение электронного КПД прибора: при $A = 0$ группировки не происходит, КПД равен нулю (при отсутствии предварительной модуляции тока) [4].

Рассмотрим три предельных случая. Пусть ускоряющее поле отсутствует: $E=0$. Тогда можно записать

$$A \approx l/v_0^2, \quad (9)$$

если использовать равенство $\bar{v} = v_0 \approx v_{00}$, справедливое при $E=0$ и условии (3).

В случае слабого ускоряющего поля выполняется соотношение

$$\mu \equiv \frac{\eta l E}{v_0 v} = \frac{\Delta v}{v_0} \ll 1, \quad (10)$$

которое можно составить, используя (5) и очевидное равенство

$$\Delta v \equiv v_l - v_0 = \tau \eta E.$$

В этом случае из (8) получаем (с учетом (3) и (10)):

$$A \approx \frac{l}{v_{00}^2} (1 - \mu). \quad (11)$$

Для больших значений напряженности поля E при $v \equiv 1/\mu \ll 1$ из (8), (5) и (3) получаем приближенное равенство

$$A \approx \frac{l}{\eta l E} (1 - v) = \frac{l}{v_{00} v} v (1 - v), \quad (12)$$

из которого с учетом неравенства $\bar{v} > v_{00}$ следует, что

$$A < \frac{l}{v_{00}^2} v (1 - v). \quad (13)$$

В случае релятивистского ускорения электронного потока, прошедшего предварительную модуляцию в устройстве 2, до скоростей, сравнимых со световыми, вместо уравнения (1) получаем уравнение

$$\frac{1}{2} \eta E \tau^2 + v_0(t_0) \tau - l \sqrt{1 + \frac{v_0^2(t_0)}{c^2}} = \frac{l^2 \eta E}{2c^2}, \quad (14)$$

где $\eta \equiv e/m_0$, m_0 — масса покоя электрона, c — скорость света в вакууме. Из (14) следует, что при релятивистском электростатическом разгоне электронов после нерелятивистского ($v_0(t_0) \ll c$) динамического управления остаются справедливыми соотношения (6)–(8), а также неравенство (13). Из сравнения полученных для A приближенных оценок (11) и (13) с (9) можно сделать вывод, что как обычное, так и релятивистское электростатическое ускорение электронного потока, прошедшего динамическое управление, уменьшает параметр A , характеризующий группировку электронов.

Для предварительной амплитудной модуляции формула (2) сохраняется, очевидно, и в релятивистском случае.

Таким образом, проделанный анализ указывает на то, что электростатическое ускорение электронного потока, подвергнутого динамическому управлению, приводит к ухудшению группировки электронов и, следовательно, к уменьшению электронного КПД прибора. Это объясняется тем, что при электростатическом ускорении уменьшается относительная доля скорости, приобретенная электронами в модулирующем резонаторе, по сравнению со скоростью, приобретенной в ускоряющем поле: уменьшается относительная модуляция электронов по скорости, и для достижения хорошей группировки необходимо увеличивать оптимальную длину прибора, которая при больших скоростях

электронов растет пропорционально ускоряющему потенциалу $\propto E$, как это видно из (12).

Электростатическое ускорение потока, прошедшего амплитудную модуляцию, свободно от указанных недостатков, так как в этом случае изменение скоростей электронов не меняет форму и спектр тока и рост мощности тока не сопровождается падением электронного КПД.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Алексеев Ю. К., Костяненко А. И. Вестн. Моск. ун-та. Сер. Физ. Астрон., 1982, 23, № 6, с. 38. [2] Сушков А. Д., Тайсель М. Б. Изв. ЛЭТИ, 1972, вып. 101, с. 50. [3] Гвоздовер С. Д. Теория электронных приборов сверхвысоких частот. М., 1956. [4] Лебедев И. В. Техника и приборы СВЧ. М., 1972, т. 2.

Поступила в редакцию
03.08.81

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1983, т. 24, № 1

УДК 533.9.08

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОТЕНЦИАЛА ПЛАЗМЫ ПО ИОННОЙ ЧАСТИ ВОЛЬТ-АМПЕРНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ЗОНДА

В. С. Николаев

(кафедра электроники)

Большое значение для верного определения параметров плазмы (n_e , ФРЭЭ, $\epsilon_{\text{ср}}$) из вольт-амперной характеристики (ВАХ) зонда имеет правильное нахождение на ВАХ точки, в которой потенциал зонда V равен потенциалу плазмы V_0 . Обычно V_0 определяют по точке перегиба графика зависимости логарифма электронного тока от потенциала зонда или по нулю второй производной тока на зонд. Однако в некоторых условиях ни один из этих методов не применим. Например, в магнитном поле нуль второй производной не достигается из-за высокого уровня шумов. В первых же работах по изучению влияния магнитного поля на зондовый ток [1] было получено, что точка перегиба на ВАХ не соответствует потенциалу плазмы. Этот вывод подтверждается и результатами более поздних работ [2]. В [1] предложен метод нахождения V_0 по так называемому «нулевому эффекту», но этот метод, как отмечают сами авторы, применим только при небольших магнитных полях. Поэтому представляет интерес разработать метод определения V_0 , использующий не электронную, а ионную часть ВАХ, поскольку она менее подвержена влиянию магнитного поля благодаря большой массе иона. Такой метод будет также полезен при измерениях в условиях, когда по какой-либо причине нет возможности определить зондовый ток в области потенциала плазмы. В настоящее время имеется большое число работ [3], в которых авторы приходят к выводу, что в широком диапазоне изменения параметров плазмы зависимость ионного тока на зонд от потенциала носит степенной характер.

В статье [4] было предложено использовать для определения V_0 степенную зависимость тока на зонд от V :

$$I = CV^\alpha, \quad (1)$$

которая справедлива при больших притягивающих потенциалах зонда. Используя (1), авторы работы [4] получили для определения V_{0f} следующее выражение: