

ВАКУУМНАЯ И ТВЕРДОТЕЛЬНАЯ ЭЛЕКТРОНИКА

УДК 621.385.633

М. В. Мильчо

УЧЕТ ТРЕХМЕРНОГО ДВИЖЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В ГЕНЕРАТОРАХ ТИПА «КЛИНОТРОН»

ЧАСТЬ 1. МЕТОДИКА ЧИСЛЕННОГО ИССЛЕДОВАНИЯ

*Институт радиофизики и электроники им. А. Я. Усикова НАН Украины
12, ул. Ак. Проскуры, Харьков, 61085, Украина
E-mail: astis@ire.kharkov.ua*

Численно исследуется трехмерное движение электронов в генераторе типа «клиноотрон» с учетом взаимодействия электронов как с продольной, так и с поперечной составляющей электрического высокочастотного поля. Для описания полей в замедляющей системе типа «гребенка» используется строгое электродинамическое решение, учитывающее особенности полей на острых краях металлических элементов. Анализируются процессы энергообмена электронов с высокочастотным полем. Описывается используемая физическая модель, методики расчета высокочастотных полей и численного интегрирования уравнений движения электронов. Результаты численного исследования реальных клинотронов будут представлены во второй части работы. Ил. 6. Библиогр.: 13 назв.

Ключевые слова: электроника, клиноотрон, трехмерность, взаимодействие, численный счет.

Клиноотрон – генератор типа лампы обратной волны О-типа (ЛОВ О), в котором ленточный электронный пучок падает под малым углом на замедляющую систему типа «гребенка» и рассеивается на ее поверхности. Этот прибор был разработан в ИРЭ НАН Украины в 1950-х гг. [1] и позволил значительно (на порядки) увеличить выходную мощность ЛОВ в миллиметровом (мм) и субмиллиметровом (субмм) диапазонах волн. Для объяснения работы клиноотрона привлекались различные физические модели как простые, геометрические [2], так и более сложные с учетом нелинейных эффектов в электронном потоке [3]. В клиноотроне электроны движутся вблизи самой поверхности замедляющей системы, где высокочастотное (ВЧ) поле очень неоднородно. Анализ работы клиноотрона, достаточно полно учитывающий реальность, довольно сложен и до сих пор не был проведен. Последние теоретические исследования работы клиноотрона (например, [4]) проведены в приближении одномерного движения электронов с учетом их взаимодействия только с продольной (по отношению к движению электронов) составляющей ВЧ электрического поля. Такая модель могла бы использоваться при описании движения электронов в очень сильных фокусирующих магнитных полях, которые на практике трудно достижимы. Для адекватного описания процессов в клиноотроне следует учитывать реальное трехмерное движение электронов и их взаимодействие как с продольной, так и с поперечной составляющей ВЧ-поля замедляющей системы. Качественное описание процессов, которые могут происходить при таком учете, сделано в работе [5].

Процесс обмена энергией между электронами и электромагнитной волной в приборах О-типа исследовался в различных приближениях в целом ряде работ (например, [6, 7, 8]). Для разработчиков генераторов основной интерес представляет вычисление электронного КПД в установленном режиме, чтобы определить параметры разрабатываемого генератора и оптимизировать его режим. Возможны два подхода при решении такой задачи. Первый – определить, как будет изменяться амплитуда ВЧ-поля и электронный КПД при изменении тока. Второй подход – определить электронный КПД при заданной амплитуде ВЧ-поля и затем на основании баланса энергии вычислить ток, необходимый для реализации режима с такой амплитудой ВЧ-поля. Второй способ проще для вычислений, если примерные значения выходной мощности и соответствующие значения амплитуды ВЧ-поля предварительно уже заданы. В настоящей работе исследуется стационарный режим клиноотрона при заданной амплитуде ВЧ-поля.

Анализ движения электронов с учетом реального изменения ВЧ-полей во времени и пространстве довольно сложен, поэтому такую задачу можно решать только численно с использованием современных вычислительных средств. В настоящей работе проводится численный анализ движения электронов в клиноотроне именно в таком приближении. Дано описание методики строгого расчета распределения ВЧ-поля во времени и пространстве, способы учета трехмерного движения электронов и вычисления эффективности энергообмена электронов с ВЧ-полем. Составлена программа численного счета «Клиноотрон», кото-

рая, учитывая многие параметры задачи, позволяет приблизиться к описанию работы реального прибора и оценить влияние на его работу того или иного параметра. Во второй части работы будут приведены результаты численного исследования движения электронов при значении параметров, взятых для нескольких реальных клинотронов, выпускаемых в Опытном производстве ИРЭ НАН Украины, и анализ результатов такого исследования.

1. Физическая модель и форма представления результатов расчета. Задача нашего исследования – проанализировать трехмерное движение электронов в реальном ВЧ-поле замедляющей системы клинотрона при конечном фокусирующем магнитном поле. Под реальным ВЧ-полем подразумевается строгое решение электродинамической задачи, которое точно описывает особенности поля на острых краях металлических элементов замедляющей системы. Исследуется установившийся режим прибора, когда амплитуды полей не зависят от времени. Поскольку в клинотроне используется замедляющая система типа «гребенка», которая состоит из щелевых резонаторов, имеющих достаточно большую добротность, при расчетах можно использовать метод заданного поля.

Ленточный электронный поток условно разбивается на бесконечно тонкие ленточные слои и анализируется движение электронов выделенного слоя в ВЧ-поле гребенки (рис. 1).

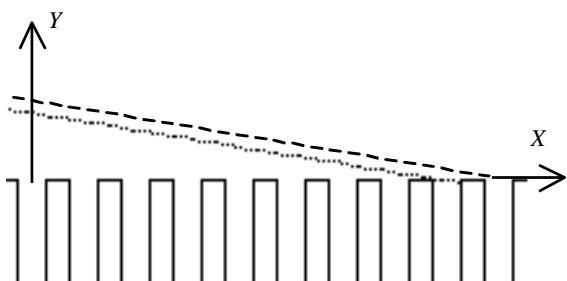


Рис. 1. Схема расположения тонкого электронного луча в клинотроне

В зависимости от фазы влета электрона в ВЧ-поле электроны слоя будут двигаться по разным траекториям и с разными скоростями. Путем численного интегрирования уравнения движения траектории и скорости электронов прослеживаются до тех пор, пока электроны не попадут на металл замедляющей системы. Для анализа движения на экран компьютера выводятся траектории электронов выбранного слоя в плоскости x, y , а также значения модуля скорости электронов в зависимости от координаты x . Для наглядности анализа траекторий масштаб по координате y очень сильно увеличен. Кроме того, на экран выводится не сама скорость, а сразу текущее значение

КПД для каждого электрона в функции координаты x . КПД каждого электрона определяется по модулю его конечной скорости $V(t)$, так как из закона сохранения энергии следует, что изменение скорости электрона может произойти только за счет энергообмена с ВЧ-полем:

$$\text{КПД} = 1 - \left[\frac{V(t)}{V_0} \right]^2,$$

где V_0 – модуль скорости электрона до его входа в ВЧ-поле.

КПД каждого электрона в момент попадания на металл гребенки запоминается, и затем вычисляется средний КПД для всех электронов слоя. Для достаточной точности расчета прослеживается движение около сотни электронов в слое с равномерным распределением начальной фазы влета этих электронов в ВЧ-поле.

В реальных клинотронах ширина ленточного электронного потока в десятки раз превышает его толщину. Поэтому можем пренебречь краевыми эффектами в электронном потоке. Кроме того, клинотроны работают на основной моде колебаний замедляющей системы, при которой ВЧ-поле очень слабо изменяется поперек гребенки (по оси z). Эти две особенности клинотрона позволяют исключить при анализе зависимость параметров от поперечной координаты z . Движение электронов по этой координате учитывается, но поля в физической модели не зависят от координаты z .

В данном численном исследовании не учитывается влияние пространственного заряда электронов в потоке, а также взаимодействие между электронами.

В процессе численного исследования изменялась начальная скорость электронов и определялось такое ее значение, которое обеспечивало максимальный КПД для данного электронного слоя.

Исследовалось также, как изменяется КПД при изменении угла наклона вектора однородного фокусирующего магнитного поля к поверхности замедляющей системы, и определялось оптимальное значение этого параметра.

При численном моделировании в программе «Клинотрон» могло задаваться и учитываться много параметров. Перечислим основные:

- амплитуда обратной волны ВЧ-поля в гребенке A (безразмерная);
- фазовый сдвиг волны на период гребенки φ ;
- начальная скорость электронов (задавалась, как отношение начальной скорости к скорости -1 -й пространственной гармоники замедленной волны);
- напряженность однородного фокусирующего магнитного поля (задавалась, как отношение частоты ВЧ-колебаний к циклотронной частоте ω/Ω);

– «прицельное расстояние» – расстояние до поверхности гребенки в момент влета электронов в ВЧ-поле (задавалось в долях периода гребенки);

– клинотронный угол или «прицельная длина» (задавался, как количество резонаторов, которые пролетит электрон до оседания на поверхность гребенки при отсутствии ВЧ-поля);

– величина поперечной составляющей скорости электрона до входа в ВЧ-поле (для учета пульсаций границ потока из-за особенностей электронной пушки);

– амплитуда прямой волны (для учета отражений от концов замедляющей системы и описания резонансного генератора);

– длина начального участка, на котором происходит нарастание амплитуды ВЧ-поля от нуля до заданного значения (задавалась в периодах гребенки);

– распределение амплитуды ВЧ-поля по длине замедляющей системы (постоянное, экспоненциально нарастающее, косинусоидальное).

В данной работе мы приводим только результаты численного анализа движения электронов в тонком слое вблизи самой поверхности гребенки в режимах, характерных для нескольких экспериментальных клинотронов мм и субмм диапазонов волн.

2. Пространственно-временное распределение ВЧ-поля в гребенке. Будем анализировать движение электронов в установившемся режиме, когда амплитуда ВЧ-поля в замедляющей системе уже не изменяется, поэтому изменение полей во времени происходит по гармоническому закону. Принимаем, что все поля изменяются пропорционально $\exp(j\omega t)$.

Клинотрон работает на основной моде колебаний, при которой ВЧ-поля очень слабо изменяются в направлении, поперечном замедляющей системе [9]. Поэтому, пренебрегая крайними эффектами, для расчета распределения полей можно использовать двухмерные модели, считая, что напряженность электрического поля зависит только от координат x , y и не зависит от z . Для расчета пространственно-временного распределения ВЧ-поля в гребенке мы используем численно-аналитический метод, описанный в работах [10–12]. Используем наиболее простые формулы, полученные для случая больших замедлений электромагнитной волны в периодической структуре [10]. Вблизи самой поверхности гребенки, где происходит взаимодействие электронов с ВЧ-полем в клинотроне, отличие в распределении полей в случаях больших и малых замедлений невелико и заметно проявляется только при удалении от поверхности замедляющей системы, где уже нет электронов.

Суть используемого в работе [10] метода расчета заключается в том, что вначале решается

задача о пространственном распределении ВЧ-поля бегущей волны в простой периодической структуре, составленной из металлических лент, лежащих в одной плоскости и примыкающих друг к другу без зазоров. Ленты электрически изолированы друг от друга. Поскольку геометрия структуры проста, для ВЧ-полей в квазистатическом приближении (при больших замедлениях бегущей волны) удается получить точное аналитическое решение в замкнутой форме (не в виде рядов), что значительно упрощает вычисления. В работе [10] сложное поле бегущей волны в ленточной структуре представляется как сумма двух стоячих волн, которые смещены по фазе во времени относительно друг друга на $\pi/2$. Для амплитуд напряженности электрического поля этих двух стоячих волн получены следующие точные выражения, в которых учтены сразу все пространственные гармоники поля:

$$\vec{E}_1(z_1) = -a \left[i \exp(i\beta_0 z_1) - \frac{2 \sin(\beta_0 z_1)}{\exp(-i \frac{2\pi}{L} z_1) - 1} \right],$$

$$\vec{E}_2(z_1) = -a \left[\exp(i\beta_0 z_1) + \frac{2 \cos(\beta_0 z_1)}{\exp(-i \frac{2\pi}{L} z_1) - 1} \right],$$

где $z_1 = x_1 + i y_1$ – двумерная координата в комплексной форме; a – амплитуда поля; $\beta_0 = \frac{\varphi}{L}$ – постоянная распространения основной гармоники; φ – фазовый сдвиг волны на период системы L , а черта сверху означает комплексно-сопряженную величину. Поля записаны в комплексной форме, где вещественная часть означает E_x -составляющую, а мнимая – составляющую E_y .

Полученные в виде стоячих волн поля с помощью конформного отображения могут быть «перенесены» из системы в виде плоских лент в периодическую структуру типа «гребенка». Формулы для конформного отображения и методика «переноса» полей подробно описаны в работе [10]. Для обращения конформного отображения по методике [10] необходимо численно решать одно трансцендентное уравнение. В гребенке из двух «перенесенных» стоячих волн может быть вновь получено решение в виде бегущей волны, если взять сумму двух «перенесенных» стоячих волн и сместить эти волны по фазе во времени на $\pi/2$ относительно друг друга.

При использовании строгого решения для ВЧ-полей в гребенке следует понимать, что в этом решении описываются не обычные волны в

виде пространственных гармоник, а в виде одной волны сложной формы, в которую входят сразу все пространственные гармоники. При этом в каждой точке пространства поле имеет свою фазу во времени. Бегущая волна простой формы получается только при достаточном удалении от поверхности гребенки. Вблизи самой поверхности поле имеет сложное распределение как по амплитуде, так и по фазе. Так, например, на самой поверхности металлических ламелей гребенки поле поперечной составляющей электрического поля представляет собой волну, которая движется навстречу направлению распространения основной пространственной гармоники [12].

Для описания полей на всем протяжении замедляющей системы достаточно знать распределение поля только на одном периоде гребенки. На остальных периодах согласно теореме Флоке поле отличается только фазовым сдвигом во времени:

$$E(x + NL, y, \varphi) = E(x, y, \varphi) \exp(jN\varphi),$$

где L – период замедляющей системы; φ – фазовый сдвиг волны на период системы; N – номер периода. Эта запись представлена для волны, которая распространяется против оси x , если зависимость от времени принята в виде $\sim \exp(j\omega t)$.

Напряженность электрического поля рабочей моды в гребенке в работе [10] представлена отдельно для продольной (по отношению к направлению распространения волны) и поперечной составляющих, каждая из которых представлена в виде суммы двух стоячих волн. При этом существенно, что одна стоячая волна имеет четное пространственное распределение относительно плоскости симметрии щелевых резонаторов, а другая – нечетное:

$$\begin{aligned} E_{x1}(x, y, \varphi), & E_{x2}(x, y, \varphi), \\ E_{y1}(x, y, \varphi), & E_{y2}(x, y, \varphi). \end{aligned}$$

Изменение полей во времени в виде бегущих волн описывается так:

$$E_x(x, y, \varphi, t) = E_{x1} \cos(\omega t) + E_{x2} \cos(\omega t \pm \pi/2),$$

$$E_y(x, y, \varphi, t) = E_{y1} \cos(\omega t) + E_{y2} \cos(\omega t \pm \pi/2).$$

Верхний знак «+» берется для волн, бегущих против оси x , а нижний знак «-» – для волн, бегущих по оси x (для прямых волн следует изменить также знак фазового сдвига волны на период). Обе эти волны могут использоваться при учете отражения волны от концов замедляющей системы и для описания резонансного генератора.

Таким образом, полная информация о поле в любой точке гребенки может быть получена, если заданы $E_{x1}, E_{x2}, E_{y1}, E_{y2}$ на одном периоде замедляющей системы. Для быстрого вычис-

ления полей в любой точке при численном интегрировании уравнений движения электронов были предварительно вычислены по методике, описанной в работе [10], четыре массива значений напряженности поля: $E_{x1}, E_{x2}, E_{y1}, E_{y2}$. При этом по координате x период разбивался на 40 точек для каждого из 16 значений y/L : $-0,15; -0,08; -0,04; -0,02; -0,01; -0,005; 0,005; 0,01; 0,02; 0,04; 0,08; 0,15; 0,3; 0,5; 0,7; 0,9$. Положительным значениям y соответствуют точки над поверхностью гребенки, а отрицательным – точки внутри щелевых резонаторов, образующих гребенку.

«Сетка» значений x и y подбиралась таким образом, чтобы вблизи ребер ламелей гребенки, где напряженность поля сильно возрастает, сетка была «гуще». На рис. 2 и 3 в качестве примера приведены массивы, вычисленные для продольных составляющих электрического поля E_{x1} и E_{x2} , а на рис. 4 и 5 – для поперечных составляющих E_{y1} и E_{y2} . Массивы вычислены для фазового сдвига на период $\varphi/\pi = 0,5$ для гребенки, у которой ширина щелевых резонаторов составляет половину периода.

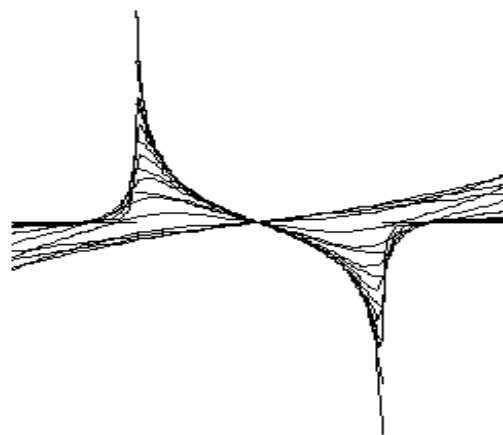


Рис. 2. Распределение составляющей амплитуды продольного ВЧ-поля E_{x1} вдоль периода гребенки. Параметр – расстояние над поверхностью гребенки и внутрь щелевого резонатора

На рис. 2 и 4 (поля с индексом «1») масштаб в 3 раза больше, чем на рис. 3 и 5. Показано распределение амплитуды напряженности электрического поля вдоль периода гребенки. Параметром является расстояние от поверхности гребенки, положительное и отрицательное согласно приведенному выше перечню значений y/L . Амплитуда полей нарастает при приближении к поверхности гребенки с обеих сторон. Вблизи острых металлических кромок ламелей гребенки амплитуда обеих составляющих поля сильно возрастает (в теоретической модели она стремится к бесконечности).

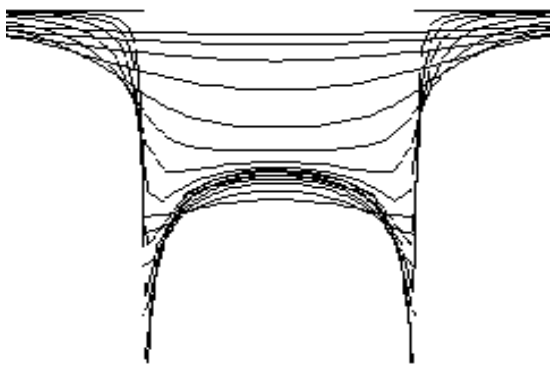


Рис. 3. Распределение составляющей амплитуды продольного ВЧ-поля E_{x2} вдоль периода гребенки. Параметр – расстояние над поверхностью гребенки и внутрь щелевого резонатора

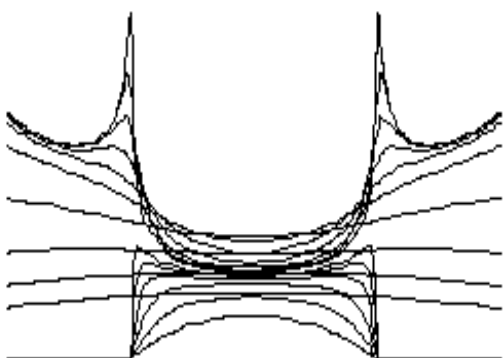


Рис. 4. Распределение составляющей амплитуды поперечного ВЧ-поля E_{y1} вдоль периода гребенки. Параметр – расстояние над поверхностью гребенки и внутрь щелевого резонатора

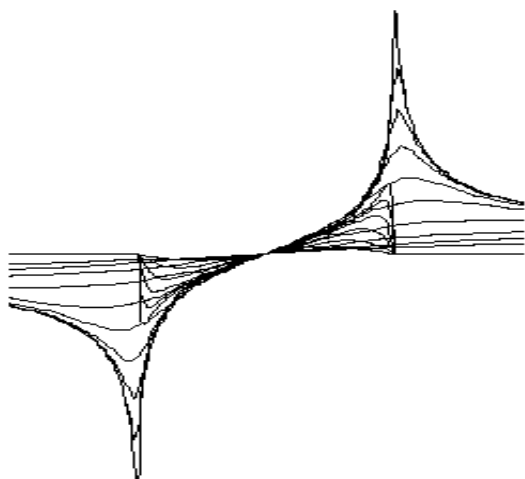


Рис. 5. Распределение составляющей амплитуды поперечного ВЧ-поля E_{y2} вдоль периода гребенки. Параметр – расстояние над поверхностью гребенки и внутрь щелевого резонатора

Для быстрого вычисления четырех составляющих поля в произвольной точке x_0, y_0 использовалась линейная интерполяция по четырем ближайшим к x_0, y_0 точкам из заданных массивов. Поскольку метод расчета точно учитывает

особенности поля вблизи острых ребер ламелей гребенки (обе составляющие поля обращаются в бесконечность на ребре), при движении электрона вблизи ребер вычисления поля проводились только на расстояниях до ребра, больших 0,001 периода. При меньших расстояниях до ребра считалось, что электрон уже попал на металл замедляющей системы.

При переходе координаты x на соседний период гребенки фаза обеих составляющих поля скачком изменялась на величину φ . При этом поля изменяются «гладко», так как при их вычислении требовалось удовлетворять теореме Флоке.

В реальном приборе электроны попадают в область ВЧ-поля не мгновенно, а постепенно, продвигаясь из области анодного отверстия электронной пушки, где нет ВЧ-поля, в область однородной замедляющей системы. Поэтому при расчете приближенно учитывалось постепенное нарастание амплитуды ВЧ-поля на начальном участке гребенки:

$$A(x) = \frac{A_0}{2} \left[1 - \cos\left(\frac{\pi x}{ML}\right) \right], \quad 0 > x > ML.$$

Число периодов M , на которых происходит нарастание поля, задается как параметр.

Поскольку метод вычисления полей почти полностью аналитический, подготовка всех массивов напряженности полей перед численным интегрированием уравнений движения занимает всего несколько секунд.

3. Численное интегрирование уравнения движения электрона. Для анализа движения электронов в клинотроне систему координат удобно связать с направлением фокусирующего магнитного поля. Тогда вектор индукции магнитного поля \vec{B} имеет только одну составляющую по оси x . При этом уравнение движения электрона в координатной форме имеет простой вид

$$\begin{cases} \ddot{x} = -\frac{e}{m} E_x, \\ \ddot{y} = -\frac{e}{m} E_y - \frac{e}{m} \dot{z} B, \\ \ddot{z} = \frac{e}{m} \dot{y} B, \end{cases}$$

где e и m – заряд и масса электрона соответственно.

Составляющие напряженности ВЧ электрического поля E_x и E_y зависят от времени и координат x, y . При численном интегрировании разбиваем время на малые интервалы, в течение которых E_x и E_y можно считать постоянными. В начале каждого временного интервала задаются координаты электрона и три составляющие его скорости. Вычисляются координаты и составляющие скорости электрона в конце интервала. Затем «выходные» координаты и составляю-

шие скорости становятся «входными» для следующего интервала, и вычисления проводятся для следующего временного интервала. Вычисления повторяются до тех пор, пока электрон не попадет на металл замедляющей системы – на поверхности гребенки или внутри щелевого резонатора на его стенку-ламель.

Для учета малого наклона магнитного поля к поверхности гребенки считаем, что после каждого малого временного интервала вычисленная координата электрона y уменьшается скачком на Δy пропорционально смещению по x и заданному клинотронному углу, а значение напряженности электрического поля для следующего интервала берем для y , уменьшенному на величину Δy .

Отметим, что можно использовать более точную методику расчета, аналитически учитывая зависимость составляющих E_x и E_y от времени и их линейное изменение в пространстве в течение малого временного интервала. Однако практика показала, что при этом, вследствие резкого изменения полей вблизи острых кромок ламелей гребенки, вычисления становятся неустойчивыми. Поэтому целесообразно использовать описанную выше более простую модель, а точность счета повышать уменьшением временных интервалов.

При движении в магнитном поле электрон испытывает воздействие ВЧ-поля и силы Лоренца, пропорциональной поперечной составляющей скорости электрона. Поскольку при численном счете движение разбивается на малые конечные интервалы, в течение которых сила Лоренца изменяется дискретно, появляется систематическая погрешность, которая будет накапливаться. Известно, что при наличии на начальном участке движения электрона поперечной скорости V_0 , электрон в дальнейшем будет двигаться по спирали постоянного радиуса с постоянной тангенциальной скоростью V_0 . Можно показать, что при численном дискретном описании такого движения радиус спирали будет немного увеличиваться на каждом дискретном интервале счета, а тангенциальная составляющая скорости немного возрастать:

$$r = r_0 \left[1 + \frac{1}{8} (\Omega t)^4 \right] \neq \text{const},$$

$$V = V_0 \left[1 + \frac{1}{2} (\Omega t)^2 \right] \neq \text{const},$$

где Ω – циклотронная частота.

Хотя эти приращения и невелики при малых временных интервалах Ωt , при длительном движении в магнитном поле они накапливаются и могут сильно исказить результат расчета.

При этом не выполняется закон сохранения энергии; расчетная скорость электрона растет, что снижает расчетный КПД, так как предполагается, что скорость электрона возросла за счет отбора энергии от ВЧ-поля. При анализе движения электронов в клинотронах субмм диапазона, где длина замедляющей системы составляет сотни периодов, а реальные КПД имеют порядок десятых долей процента, наличие описанных выше системных погрешностей совершенно недопустимо.

Выходом из такого положения является отдельный учет влияния ВЧ-поля и воздействия силы Лоренца. Для линейных дифференциальных уравнений существует теорема наложения: если y_1 и y_2 являются решениями линейного уравнения с правой частью F_1 и F_2 , то их сумма $y = y_1 + y_2$ будет решением такого же уравнения с правой частью $F = F_1 + F_2$. Отсюда следует, что на малом временном интервале, когда мы описываем движение линейными уравнениями, можно независимо рассмотреть воздействие на движение электрона ВЧ-поля и силы Лоренца, а общее решение получить как сумму этих воздействий. Воздействие силы Лоренца можем точно описать аналитически: при наличии поперечной скорости $\vec{V}_0 = \vec{V}_y + \vec{V}_z$, заданной в начале интервала, электрон будет двигаться с постоянной тангенциальной скоростью \vec{V}_0 по окружности радиуса $r = V_0/\Omega$, вращаясь с циклотронной частотой Ω . По этим данным легко вычислить точно координаты и составляющие поперечной скорости электрона в конце временного интервала ωt . После этого приращения координат и составляющих скорости, полученные за счет воздействия ВЧ-поля, складываются с соответствующими приращениями, полученными под воздействием силы Лоренца. При таком отдельном способе счета выполняется закон сохранения энергии при длительном движении электрона. Это дало возможность достаточно точно анализировать движение электронов при очень малых амплитудах ВЧ-поля в длинных замедляющих системах, содержащих сотни пространственных периодов.

4. О распределении амплитуды ВЧ-поля по длине замедляющей системы. Это распределение имеет важное значение при анализе процессов в генераторе. Известно, что в усилителях это распределение близко к экспоненциальному, в генераторах типа ЛОВ с согласованной нагрузкой на коллекторном конце замедляющей системы это распределение близко к косинусоидальному. В резонансных генераторах с сильной обратной связью по ВЧ-полю распределение амплитуды поля по длине лампы определяется рабочей модой колебаний, которая представляет собой

стоячую волну. Поскольку анализ взаимодействия электронов с ВЧ-полем в клинотроне мы проводим, пользуясь моделью заданного поля, следует выбрать и задать модель распределения амплитуды поля по длине лампы, наиболее подходящую для реальных генераторов типа «клинотрон». Экспериментальные характеристики клинотронов показывают, что обычно эти генераторы являются резонансными, так как кривые зависимости выходной мощности от напряжения и частоты генерируемого сигнала очень неравномерны и имеют «провалы» до нуля.

При анализе работы клинотрона следует учитывать, что для увеличения выходной мощности в этих приборах используют очень широкие замедляющие системы (гребенки), ширина которых в коротковолновых диапазонах составляет несколько длин волн. Одним из достоинств клинотрона является то, что конкуренция мод колебаний с разным распределением амплитуды поля по ширине замедляющей системы не наблюдается, поскольку рабочий тип колебаний клинотрона с равномерным распределением амплитуды поля по ширине гребенки энергетически наиболее выгоден при взаимодействии с широким ленточным электронным потоком по сравнению с высшими модами колебаний, у которых распределение амплитуды поля поперек гребенки может быть сильно изрезанным с провалами до нуля. Таким образом, замедляющая система клинотрона, как правило, представляет собой многомодовую систему в рабочем диапазоне частот. Прямой расчет показывает, что в клинотроне субмм диапазона вдоль замедляющей системы могут распространяться без заметного затухания около 50 мод разных типов волн как по самой периодической структуре, так и по части объема на торцах гребенки [13]. На концах замедляющей системы и на небольших неоднородностях по всей ее длине происходит взаимное превращение основной моды колебаний и колебаний высших мод. Вследствие многомодовости системы многие высшие моды могут практически без затухания распространяться вдоль всей замедляющей системы. Таким образом, в многомодовой замедляющей системе клинотрона существует сильная обратная связь через ВЧ-поля высших мод. Высшие моды интерферируют между собой и создают обратную связь, величина которой при изменении частоты может резко изменяться. Именно этим объясняется сильная изрезанность амплитудно-частотных характеристик клинотронов. Поскольку прямая волна основной моды, распространяясь вдоль протяженной периодической структуры, должна испытывать большое затухание (в коротковолновой части мм и субмм диапазонах), обратная связь обеспечивается в основном теми модами, которые распространяются в боковых полостях

по торцам гребенки и должны испытывать меньшее затухание, так как слабо связаны с периодической структурой. Такие представления о механизме обратной связи в клинотроне подтверждаются и нашими экспериментами с механической перестройкой частоты в клинотронах субмм диапазона волн. Небольшие изменения геометрии замедляющей системы в тех местах, где практически не было поля поверхностной волны основной моды, приводили к резкому изменению амплитудно-частотных характеристик генератора. Это доказывает, что резонансная обратная связь обеспечивается преимущественно быстрыми объемными модами высших типов.

Таким образом, нам представляется, что наиболее подходящей для описания распределения амплитуды поля вдоль замедляющей системы является модель, по которой при взаимодействии электронов с ВЧ-полем учитывается только обратная волна основной рабочей моды, а обратная связь обеспечивается высшими модами, которые не взаимодействуют с электронным потоком. В такой модели распределение амплитуды поля рабочей моды можно принять приблизительно равномерным вдоль длины замедляющей системы. В дальнейшем распределение амплитуды поля по длине замедляющей системы можно уточнить, используя результаты вычисленного энергообмена электронов с ВЧ-полем на разных участках вдоль замедляющей системы, и постепенно приблизиться к самосогласованному режиму.

Равномерное распределение амплитуды рабочей моды вдоль замедляющей системы мы будем задавать в приведенном далее анализе движения электронов в клинотроне, хотя используемая программа позволяет задавать практически любое распределение амплитуды поля по длине замедляющей системы.

5. Пример работы программы «Клинотрон». На рис. 6 представлен пример анализа движения электронов в клинотроне при следующих параметрах: фазовый сдвиг волны на период гребенки $0,5\pi$, безразмерная амплитуда обратной волны ВЧ-поля $A = 0,02$, начальная скорость электронов составляет 1,08 скорости -1 -й пространственной гармоники, отношение генерируемой частоты к циклотронной частоте $\omega/\Omega = 4$, поле нарастает в начале движения на протяжении 5 периодов гребенки, «прицельное расстояние» (расстояние электронов от поверхности гребенки при влете в область ВЧ-поля) составляет 0,1 периода гребенки. Угол наклона вектора напряженности однородного магнитного поля к поверхности гребенки характеризуем «прицельной длиной» – количеством резонаторов, над которыми пролетят электроны перед оседанием на поверхность гребенки без ВЧ-поля. В данном примере прицельная длина равна 19 периодам гребенки.

Ширина щелевых резонаторов равна половине периода гребенки. При численном счете величина

элементарного временного интервала составляла 1/50 часть периода ВЧ-колебаний.

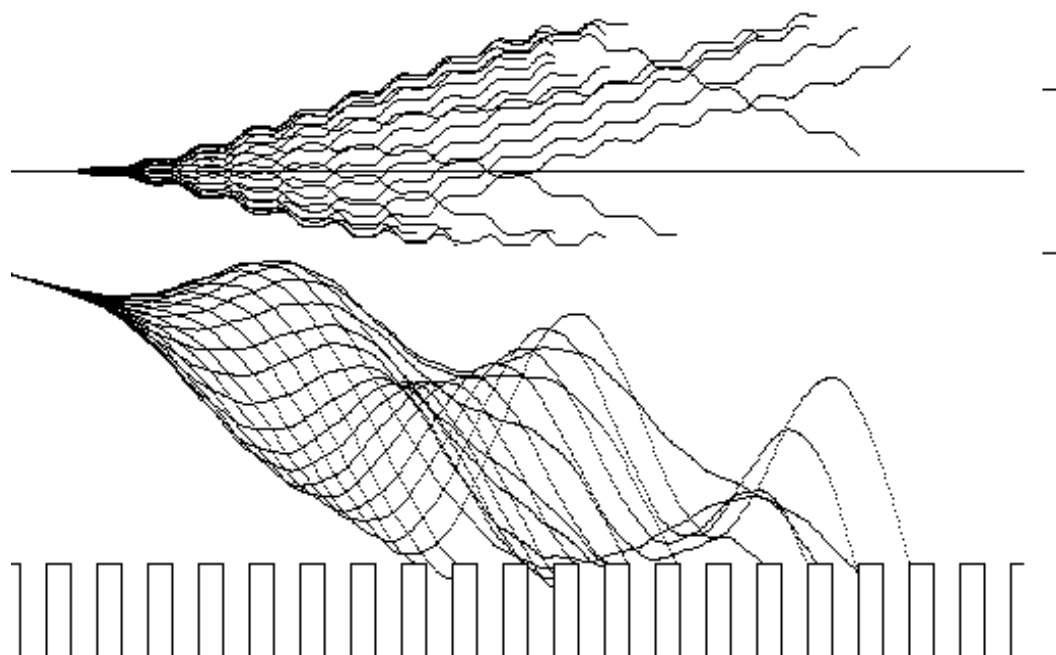


Рис. 6. Результат анализа движения электронов в клинотроне 8-мм диапазона мощностью 40 Вт. Внизу – траектории 20 электронов тонкого луча. Вверху – изменение КПД этих же электронов в процессе движения

На рис. 6 внизу показаны траектории 20 электронов бесконечно тонкого слоя (луча), выделенного из ленточного пучка. Фазы влета этих электронов равномерно распределены по периоду ВЧ-колебаний. Для наглядности масштаб по поперечной координате y очень сильно увеличен. Реальное расстояние траекторий от поверхности гребенки слева составляет 0,1 периода той гребенки, которая схематически показана в нижней части рисунка. Видно, что под влиянием поперечного электрического ВЧ-поля электроны движутся по существенно различным траекториям. В одномерных моделях, используемых ранее, все электроны двигаются по одной и той же прямой.

Вверху на рисунке показано, как изменяется скорость этих же электронов в процессе движения. Для большей наглядности анализа на рисунке показана не скорость, а сразу изменение КПД каждого электрона. Под КПД электрона мы понимаем отношение энергии, отдаваемой электроном ВЧ-полю, к энергии электрона в начале движения. Эта величина может быть и отрицательной, если электрон забирает энергию у ВЧ-поля (ускоряется, а не тормозится). Две метки слева показывают уровень КПД $\pm 20\%$. Значения КПД каждого электрона в момент попадания на металл гребенки запоминаются, а затем

вычисляется средний КПД для данного электронного луча. В заданном режиме средний электронный КПД при учете 100 электронов в луче составил 21,2 %.

Приведенный пример описывает оптимизированный режим реального клинотрона 8-мм диапазона, который будет рассмотрен во второй части работы.

Численное исследование движения электронов при значении параметров, характерных для нескольких реальных клинотронов мм и субмм диапазонов волн будет представлено во второй части работы. Там же будет дан анализ результатов исследования, проведено сравнение с одномерными моделями и показаны перспективы использования программы «Клинотрон» при разработке новых приборов.

Окончание следует.

1. А. с. 341113 СССР, МКИ. Лампа обратной волны / Г. Я. Левин // Открытия. Изобретения. – 1972. – № 25. – С. 201.
2. Кириченко А. Я. Влияние конечной длины замедляющей системы на пусковые характеристики клинотрона / А. Я. Кириченко // Тр. ИРЭ АН УССР. – 1965. – № 12. – С. 174–180.
3. Левин Г. Я. Клинотрон / Г. Я. Левин, А. И. Бородкин, А. Я. Кириченко и др.; под ред. А. Я. Усикова. – К.: Наук. думка, 1992. – 200 с.

4. *Ваврив Д. М.* Теория клинотрона / Д. М. Ваврив // Радиофизика и электрон.: сб. науч. тр. / Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. – Х., 2007. – 12, спец. вып. – С. 35–47.
5. *Мильчо М. В.* Взаимодействие электронов с поперечной и продольной составляющими высокочастотного поля в генераторах типа клинотрон / М. В. Мильчо // Радиофизика и электрон.: сб. науч. тр. / Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. – Х., 2007. – 12, спец. вып. – С. 59–70.
6. *Белявский Б. А.* Анализ работы оротрона на основе двумерной теории / Б. А. Белявский, М. Б. Цейтлин // Радиотехника и электрон. – 1980. – 25, № 5. – С. 1108–1112.
7. *Евдокименко Ю. И.* Теория генератора дифракционного излучения на основе модели дискретного взаимодействия / Ю. И. Евдокименко, К. А. Лукин, Б. К. Скрынник // Изв. вузов. Радиофизика. – 1984. – 27, № 11. – С. 1443–1459.
8. *Балаклицкий И. М.* Расчет взаимодействия электронного потока с полем замедляющей системы резонансного СВЧ генератора типа О на синфазном виде колебаний / И. М. Балаклицкий, М. В. Мильчо, В. В. Гончаров // Квазиоптическая техника миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов волн: сб. науч. тр. / Ин-т радиофизики и электрон. АН УССР. – Х., 1989. – С. 34–41.
9. *Особенности режимов работы генераторов типа клинотрон* / М. В. Мильчо, Б. П. Ефимов, В. В. Завертанний, В. В. Гончаров // Радиофизика и электрон.: сб. науч. тр. / Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. – Х., 2005. – 10, № 3. – С. 435–440.
10. *Мильчо М. В.* Метод конформных отображений для расчета высокочастотных электромагнитных полей в замедляющих системах. Ч. 1. Случай больших замедлений / М. В. Мильчо // Радиофизика и электрон.: сб. науч. тр. / Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. – Х., 2003. – 8, № 1. – С. 136–147.
11. *Мильчо М. В.* Метод конформных отображений для расчета высокочастотных электромагнитных полей в замедляющих системах. Ч. 2. Электродинамические решения, эквивалентные электростатическим / М. В. Мильчо // Радиофизика и электрон.: сб. науч. тр. / Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. – Х., 2003. – 8, № 2. – С. 259–268.
12. *Мильчо М. В.* Метод конформных отображений для расчета высокочастотных электромагнитных полей в замедляющих системах. Ч. 3. Анализ конкретных систем / М. В. Мильчо // Радиофизика и электрон.: сб. науч. тр. / Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. – Х., 2003. – 8, № 3. – С. 374–385.
13. *Кириленко А. А.* Анализ трехмерных замедляющих систем на основе метода обобщенных матриц рассеяния / А. А. Кириленко, С. Л. Сенкевич, С. А. Стешенко // Радиофизика и электрон.: сб. науч. тр. / Ин-т радиофизики и

электрон. НАН Украины. – Х., 2007. – 12, спец. вып. – С. 122–129.

M. V. Mil'cho

3D MOTION OF ELECTRONS IN KLYNOTRON OSCILATOR CH. 1. NUMERICAL METHOD ANALYSIS

The three-dimensional electron movements in the klynotron-type oscillator are analyzed by computer calculation. The interaction between the electrons and longitudinal and transverse high frequency field components is taken into account. The exact electrodynamics solution for the comb field description is used. The field singularity on the comb surface is taken into consideration. The electron-field energy transfer is examined. In chapter 1: the physical model, the H.F. fields calculation method and the computer integration method are described. In chapter 2: the results of the real klynotrons computerized analysis are presented.

Key words: electronics, klynotron, three-dimensionality, interaction, numerical calculation.

М. В. Мильчо

УРАХУВАННЯ ТРИВИМІРНОГО РУХУ ЕЛЕКТРОНІВ У ГЕНЕРАТОРАХ ТИПУ «КЛИНОТРОН» ЧАСТИНА 1. МЕТОД ЧИСЛОВОГО ДОСЛІДЖЕННЯ

Чисельно досліджено тривимірний рух електронів у генераторах типу «Клинотрон» з урахуванням взаємодії електронів як із повздовжньою, так і з поперечною складовою електричного високочастотного поля. Для опису полів у системі типу «гребінка» використано строгий електродинамічний розв'язок, у якому враховано особливості полів на гострих кромках металічних елементів. Аналізуються процеси енергообміну електронів з високочастотним полем. Описано фізичну модель, яку використано при дослідженні, методики розрахунку високочастотних полів і числового інтегрування рівнянь руху електронів. Результати числового дослідження реальних клинотронів наведено у другій частині роботи.

Ключові слова: електроніка, клинотрон, тривимірність, взаємодія, числове обчислення.

Рукопись поступила 01.04.10 г.