1991 ЖУРНАЛ ТЕХНИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ Том 61, в. 3
1991 JOURNAL OF TECHNICAL PHYSICS Vol. 61, N 3

09; 12

МИНИМИЗАЦИЯ СТАРТОВЫХ ТОКОВ В РЕЛЯТИВИСТСКИХ СВЧ ПРИБОРАХ

В. И. Розенцвейг, А. В. Сморгонский, И. М. Старобинец

Рассматривается влияние структуры высокочастотного поля вдоль пространства взаимодействия на стартовые условия генераторов с релятивистскими электронными пучками. Ставятся и решаются задачи минимизации стартовых токов для некоторых моделей СВЧ приборов.

1. При продвижении электронных высокочастотных приборов в коротковолновые диапазоны (миллиметровый, субмиллиметровый, инфракрасный и т. д.) зачастую возникает проблема уменьшения их стартового тока. Это связано с тем, что при уменьшении основных размеров электродинамической системы (пропорционально рабочей длине волны λ) становится все труднее выполнить условия самовозбуждения прибора. Такая проблема встречается в первую очередь при проектировании генераторов, основанных на вынужденном рассеянии электромагнитных волн на релятивистском электронном пучке (скаттронов), хотя подобные трудности характерны в общем-то и для других типов лазеров на свободных электронах (ЛСЭ) [1-3].

Для нахождения стартовых токов в генераторах с высокодобротными резонаторами обычно используется уравнение энергетического баланса, выражающее собой равенство энергии, отданной электронным пучком (слабому) высокочастотному полю, и энергии, излученной из резонатора (в нагрузку). Оно может быть записано в виде [4, 5]

$$\frac{I_{st}}{\frac{mc^3}{e}}=\frac{\pi\frac{S}{\lambda^2}(1-R_1R_2)}{\eta_{\text{лин}}/\hat{A}^2\cdot\gamma^3}, \tag{1}$$

где I_{st} — стартовый ток прибора; величина $(mc^3)/e=17$ кА; S/λ^2 — площадь поперечного сечения резонатора, отнесенная к квадрату рабочей длины волны $\lambda=(2\pi c)/\omega$; $R_{1,2}$ — коэффициенты отражения одной из волн (в виде суммы которых представляется поле внутри резонатора) от концов (зеркал) резонатора; γ — релятивистский фактор частиц пучка (отношение их энергии к энергии покоя); $\eta_{\text{лин}}$ — доля энергии частиц пучка, отданная слабому высокочастотному полю («линейный КПД»); $\hat{A}=(eE\gamma)/(me\omega)$ — безразмерная амплитуда высокочастотного поля; E — размерная амплитуда рабочей составляющей электрического поля волны, синхронной с пучком.

Как видно из (1), при укорочении длины волны и соответствующем масштабировании сечения резонатора $S/\lambda^2=\text{const}$, а также других его элементов величина полного стартового тока должна сохраняться, а плотность его, следовательно, расти пропорционально $\sim\lambda^{-2}$. Именно это требование увеличения плотности тока и затрудняет в конечном итоге выполнение условий самовозбуждения коротковолновых генераторов. Изменение сечения резонатора (при постоянной длине волны) соответствующим образом меняет и величину полного тока, но к снижению требуемой плотности не ведет.[1]

Снижения стартового тока добиваются, как правило, изменением величины физических параметров, явно входящих в выражение (1). Пределы допустимых вариаций, связанные как с физическими, так и с техническими ограничениями, более или менее подробно обсуждались в литературе [3-8]. Гораздо меньше внимания уделялось до последнего времени влиянию на стартовые условия структуры высокочастотного поля, входящей в правую часть формулы (1) неявно, через выражение для «линейного» КПД. Вопросу подбора распределения коэффициента связи волны и пучка и фазовой скорости волны вдоль пространства взаимодействия, ведущих к снижению стартового тока, и посвящена настоящая работа.

2. В генераторе с высокодобротным резонатором структуру высокочастотного поля и частоту можно считать фиксированными, поэтому уравнения движения частиц в заданном поле совместно с уравнением энергетического баланса (1) образуют замкнутую систему. Воспользуемся уравнениями для релятивистского прибора типа резонансной ЛБВ [4, 9]. Линеаризовав уравнение для фазы (так как в стартовом режиме изменение энергии частиц мало́) и приняв длину электродинамической системы равной единице, приходим к системе

$$\frac{d\mathscr{E}}{d\zeta} = -A\cos\theta, \tag{2}$$

$$\frac{d\theta}{d\zeta} = \Delta - 2\mathscr{E}, \tag{3}$$

где $\mathscr{E}=(E_1-1)\cdot L$; $\mathscr{E}_1$ — энергия частицы, нормированная на свое начальное значение; $A=\hat{A}L^2$, $L=\pi l/\lambda\gamma^2$, l — размерная длина прибора; $\zeta\in[0,1]$ — текущая продольная координата; Δ — расстройка синхронизма волны и пучка.

Начальные условия для моноэнергетического немодулированного на входе в пространство взаимодействия электронного пучка в этих обозначениях имеют вид

$$\mathscr{E}(0)=0;\ \theta(0)=\theta_0\theta_0\in[0.2\pi).$$

Вопросы влияния распределения амплитуды высокочастотного поля $A(\zeta)$ и через изменение фазовой скорости синхронной волны расстройки $\Delta(\zeta)$ на работу прибора в нелинейном режиме и отчасти на его стартовые условия рассматривались в работах [4, 9-11]. Если функции $A(\zeta)$ и $\Delta(\zeta)$ считать заданными, то выражение для «линейного» КПД и соответственно для стартового тока могут быть записаны в общем виде [4]

$$I_{st} = \frac{K}{\dfrac{d}{d\Delta_0}\left|\int\limits_0^1 \varkappa(\zeta)\exp i\left(\Delta_0\zeta + \int\limits_0^\zeta \tilde{\Delta}(\zeta')\,d\zeta'\right)d\zeta\right|^2}, \tag{4}$$

где K — коэффициент, включающий в себя все параметры, входящие в выражение (1), но не зависящие от структуры высокочастотного поля; Δ_0 — начальное значение расстройки синхронизма; $\tilde{\Delta}$ — ее переменная часть; $\varkappa(\zeta)=(A(\zeta))/A_0$, A_0 — амплитудное или некоторое среднее значение поля синхронной волны.

Здесь следует отметить, что помимо упомянутых выше параметров ($R_{1,2}$, S, γ, λ) коэффициент K включает в себя также длину прибора L, на величину которой нормирован интервал интегрирования по $\zeta\in[0,1]$.

Наиболее часто рассматриваются приборы с однородной электродинамической системой, в которых следует считать $\varkappa=\text{const}$, $\tilde{\Delta}=0$. В этом случае выражение для стартового тока имеет вид

$$I_{st} = \frac{K\Delta_0^3}{\cos\Delta_0 - 1 + \dfrac{\Delta_0}{2}\sin\Delta_0} \tag{5}$$

[1] Во избежание недоразумений отметим, что речь здесь идет о средней (по сечению резонатора) плотности тока. Изменение конфигурации самого электронного пучка позволяет, естественно, менять распределение его плотности по сечению.

и достигает своего минимального значения $\min(I_{st}) = (K\pi^3)/4$ при $\Delta_0 \approx -0.82\pi$ [9]. Ширина первой зоны отрицательной проводимости составляет для них 2π, $\Delta_0 \in [-2\pi, 0]$ (рис. 1).

Весьма подробно исследованы также приборы типа оротрон, имеющие целый ряд практических преимуществ, в которых распределение высокочастотного поля синхронной волны (из-за близости частоты к критической) спадает к кон-

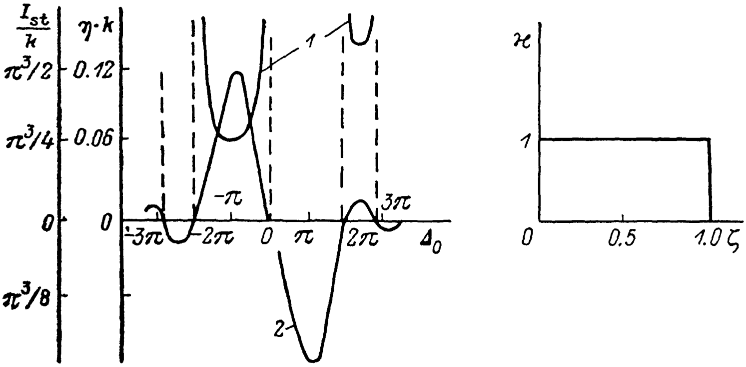

Рис. 1. Значение стартового тока I_{st} (*1*) и линейного КПД $\eta_{лин}$ (*2*) в зависимости от угла пролета или начальной расстройки Δ_0 в поле постоянной амплитуды.

цам электродинамической системы и хорошо аппроксимируется синусоидальной зависимостью $\varkappa(\zeta) = \sin \pi\zeta$ [12]. Выражение для стартового тока в этом случае оказывается следующим:

$$I_{st} = \frac{K(\pi^2 - \Delta_0^2)^3}{\pi^3 [4\Delta_0 (1 + \cos \Delta_0) - (\pi^2 - \Delta_0^2) \sin \Delta_0]}. \tag{6}$$

Особенность этого прибора (с точки зрения стартовых условий) состоит в том, что зона отрицательной проводимости в нем при прочих равных пара-

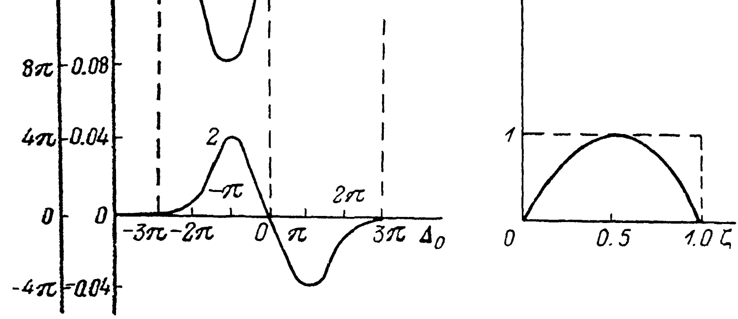

Рис. 2. Стартовые токи (*1*) и линейные КПД (*2*) в зависимости от угла пролета в приборе типа оротрон.

Распределение высокочастотного поля вдоль пространства взаимодействия имеет вид $\sin \pi\zeta$.

метрах шире $\Delta_0 \in [-3\pi, 0]$, однако минимальный стартовый ток $\min(I_{st}) = K \cdot 8\pi$ примерно втрое выше, чем в приборе с постоянным полем $\varkappa = 1$ (рис. 2).

3. Задача минимизации стартового тока в рамках системы уравнений (1)...(3) при $K = \mathrm{const}$ сводится, таким образом, к отысканию при фиксированном значении параметра Δ_0 таких функций $\varkappa(\zeta)$ и $\tilde{\Delta}(\zeta)$, при которых функционал $I_{st}[\cdot]$ имеет минимальное значение, а функционал $\eta_{лин}[\cdot]$ — максимальное. Последний после несложных преобразований может быть переписан в виде

$$\eta_{\text{лин}}[\varkappa(\cdot),\ \tilde{\Delta}(\cdot)] = \int_0^1 \varkappa(\zeta)\cos\left(\Delta_0\zeta + \int_0^\zeta \tilde{\Delta}(\zeta')\,d\zeta'\right)d\zeta \times$$

$$\times \int_0^1 \zeta\varkappa(\zeta)\sin\left(\Delta_0\zeta + \int_0^\zeta \tilde{\Delta}(\zeta')d\zeta'\right)d\zeta - \int_0^1 \varkappa(\zeta)\sin\left[\Delta_0\zeta + \int_0^\zeta \tilde{\Delta}(\zeta')\,d\zeta'\right]d\zeta \times$$

$$\times \int_0^1 \zeta\varkappa(\zeta)\cos\left[\Delta_0\zeta + \int_0^\zeta \tilde{\Delta}(\zeta')\,d\zeta'\right]d\zeta. \tag{7}$$

В силу специфики функционала (7), представляющего собой сумму произведений интегралов, данная задача не укладывается в рамки классической оптимизационной постановки, исследованной Л. С. Понтрягиным [13]. Однако для получения необходимого условия оптимальности может быть использован способ расширения фазового пространства исходной задачи путем введения дополнительных фазовых переменных и замены функционала интегрального вида соответствующим терминальным функционалом.

Суть этого метода, изложенного в книге [14], состоит в замене каждого из интегралов, входящих в правую часть выражения (7), новыми переменными, при введении совокупности которых задача минимизации формулируется как обобщенная изопериметрическая. Здесь уже могут быть использованы методы, развитые в [15, 16], что позволяет в конечном итоге получить уравнение, которому должна удовлетворять оптимальная управляющая функция.

Рассмотрим несколько частных случаев формулировки этой задачи.

4. Прежде всего обратимся к случаю, когда фазовая скорость волны в приборе постоянна $\tilde{\Delta}(\zeta)=0$ и функцией управления является лишь $\varkappa(\zeta)$. Учтем, что величина высокочастотного поля, как это уже указывалось выше, в нелинейном режиме ограничена и, следовательно, величина $\varkappa(\zeta)$ также не должна превышать определенного значения. Считая, что последнее требование в силу произвольности нормировки величины K может быть записано в виде $|\varkappa(\zeta)| \leqslant 1$, получаем, что оптимальная управляющая функция $\varkappa_{\text{opt}}$ должна удовлетворять уравнению [2]

$$\varkappa_{\text{opt}}(\zeta) = \operatorname{sign}\int_0^1 \varkappa_{\text{opt}}(\zeta')(\zeta-\zeta')\sin[\Delta_0(\zeta-\zeta')]\,d\zeta'. \tag{8}$$

Из него вытекает, что оптимальное управление в рассматриваемом случае является кусочно-постоянной функцией, принимающей значения ± 1. Далее видно, что если какая-либо функция $\varkappa_{\text{opt}}$ является решением задачи, то и функция $-\varkappa_{\text{opt}}(\zeta)$, и функция $\varkappa_{\text{opt}}(1-\zeta)$ также являются решениями. Эта математическая неоднозначность не приводит к новым физическим решениям, так как изменение знака — это лишь изменение фазы поля на π, а замена аргумента ζ на $1-\zeta$, учитывая симметрию получаемых решений относительно точки $\zeta=1/2$, также соответствует лишь смене фазы поля.

Рассмотрим интеграл

$$J(\zeta) = \int_0^1 \varkappa(\zeta')(\zeta-\zeta')\sin[(\zeta'-\zeta)\Delta_0]\,d\zeta'. \tag{9}$$

Очевидно, что кусочно-постоянная функция $\varkappa(\zeta)$ будет удовлетворять уравнению (8), если точки ее переключения совпадут с нулями функции $J(\zeta)$, а знак — со знаком $J(\zeta)$; ($\zeta \in [0, 1]$).

Предположим вначале, что функция $\varkappa(\zeta) \equiv 1$, т. е. не имеет переключений. Для того чтобы такая функция удовлетворяла принципу максимума, необходимо, чтобы при $\zeta \in [0, 1]$ выполнялось неравенство

[2] Более подробно математическая сторона задачи будет изложена в отдельной статье.

$$J(\zeta)=\int_0^1(\zeta'-\zeta)\sin\left[\Delta_0(\zeta-\zeta')\right]d\zeta'>0. \tag{10}$$

Очевидно, что при $\Delta_0\in[-\pi,\ 0]$ это неравенство заведомо выполняется в силу неотрицательности подынтегрального выражения. Из вида подынтегральной функции следует также, что при $\Delta_0<0$ и $\zeta\in[0,\ 1]$ $J(\zeta)\geqslant J(0)$. Следовательно, в области $\Delta_0\in[\Delta_{01},\ 0]$, где $\Delta_{01}=-4.49$ — наименьший по модулю отрицательный корень уравнения

$$J(0)=\frac{1}{\Delta_0^2}\left[\Delta_0\cos\Delta_0-\sin\Delta_0\right], \tag{11}$$

функция $\varkappa(\zeta)\equiv1$ удовлетворяет принципу максимума.

Для функции с одним переключением

$$\varkappa(\zeta)=\begin{cases}1 & \zeta\in[0,\ \alpha),\\ -1 & \zeta\in(\alpha,\ 1]\end{cases}$$

в силу указанных выше свойств симметрии следует считать, что переключение должно происходить в точке $\alpha=1/2$. Для этого случая экстремальность функ-

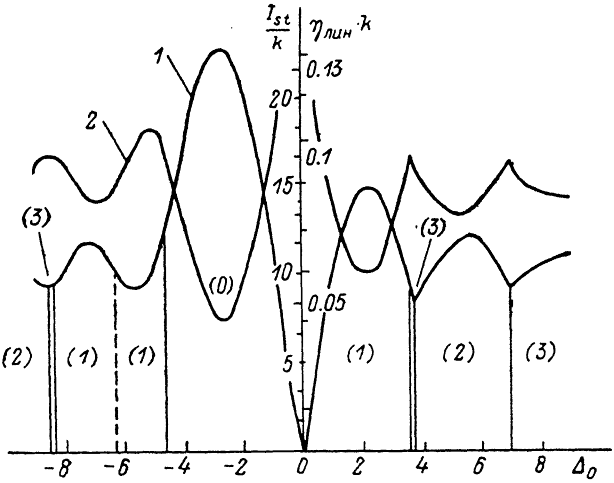

Рис. 3. Минимальные стартовые токи и максимизированный линейный КПД в зависимости от угла пролета (начальной расстройки).

В скобках указано оптимальное количество переключений функции $\varkappa(\zeta)$.

ции и удовлетворение ее принципу максимума могут быть доказаны для области расстроек $\Delta_0\in[0,\ \Delta_{02}]$, где $\Delta_{02}=3.6$ есть решение уравнения, аналогичного (11).

Численными методами были найдены также экстремальные функции с двумя и тремя переключениями при различных значениях параметра Δ_0. Однако эти функции не удовлетворяют достаточным условиям принципа максимума (хотя бы уже в силу неоднозначности получаемых решений), так что об их оптимальности приходится судить на основе численных проверок.

Результаты этого раздела в обобщенном виде представлены на рис. 3, где приведены значения минимальных стартовых токов в зависимости от параметра начальной расстройки Δ_0 и указано количество переключений, при котором это значение достигается.

Увеличение количества переключений по мере роста начальной расстройки качественно согласуется с известным эффектом «разбегания» по углам пролета зон эффективного взаимодействия пучка со встречной и попутной волнами, в виде суммы которых представляется поле в резонаторе [12].

5. Существенно иначе выглядит решение задачи, если предположить, что максимально допустимое значение высокочастотного поля в нелинейном режиме не достигается и амплитуду функции $\varkappa(\zeta)$ в рамках этого предположения можно

следовательно, считать неограниченной. Случай бесконечно большого параметра связи волны и пучка вдоль всего пространства взаимодействия рассмотрен в [12]. Стартовый ток при этом условии оказывается, естественно, равным нулю. Однако нулевой стартовый ток достигается и тогда, когда бесконечное значение параметра связи имеет место лишь на отдельных участках области взаимодействия, например в узких зазорах в начале и в конце прибора. В качестве нормировки в этом случае можно принять интегральное соотношение

$$\int_0^1 \varkappa(\zeta)\,d\zeta = 1, \tag{12}$$

выражающее собой ограничение на произведение величины поля синхронной волны и длины участка, на котором эта волна взаимодействует с электронным

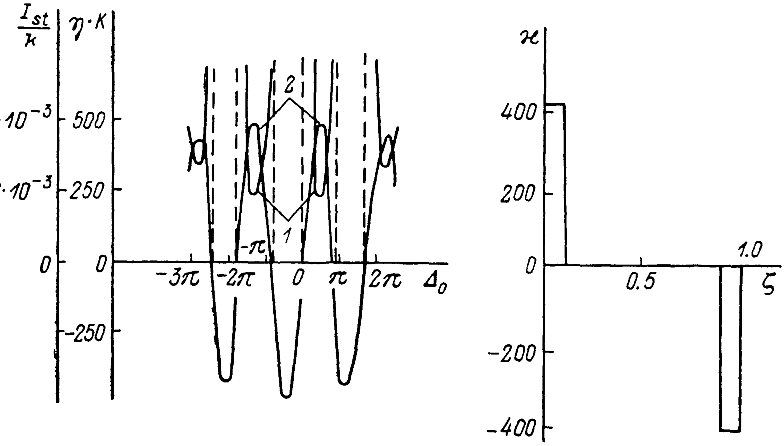

Рис. 4. Стартовые токи (*1*), линейный КПД (*2*) и распределение поля в приборах клистронного типа для $n=20$ в минимизирующей последовательности (13а).

пучком. В явном виде функцию, при которой этот минимум достигается, записать не удается, однако можно указать такую последовательность функций $\varkappa_n(\zeta)$, что $\lim\limits_{n\to\infty} I_{st}[\varkappa_n(\cdot)] = 0$. Эта последовательность может быть построена как на основе обычных, так и обобщенных функций

$$\varkappa_n(\zeta) = \begin{cases} n(n+1) & \zeta \in [0,\ 1/n], \\ 0 & \zeta \in [1/n,\ 1-1/n], \\ -n^2 & \zeta \in [1-1/n,\ 1], \end{cases} \tag{13a}$$

$$\varkappa_n(\zeta) = (n+1)\,\delta(\zeta) - n\delta(\zeta - 1). \tag{13б}$$

Подстановка (13а) в выражение для $\eta_{\text{лин}}[\varkappa_n(\cdot)]$ приводит к соотношению

$$\eta_{\text{лин}}[\varkappa_n(\cdot)] = -\frac{n+1}{\Delta_0}[4n\cos\Delta_0 + (n-5)\,\Delta_0 \sin\Delta_0], \tag{14}$$

показывающему, что при $n\to\infty$ величина стартового тока действительно стремится к нулю. Для довольно широких интервалов расстроек $\Delta_0 \in [-5.5,\ -2]$ и $\Delta_0 \in [0,\ 2]$ знак правой части выражения (14) положителен, а значит, последовательность (13а) является в этой области оптимизирующей. Полученное решение есть фактически описание двухрезонаторного клистрона с внутренней обратной связью, оптимизированного, однако, не по максимуму КПД, как обычно, а по минимуму стартового тока (рис. 4).

Отметим, что в работе [17] рассматривалась близкая задача о минимизации стартового тока в оротроне, но при условии интегральной нормировки функции, эквивалентной квадрату сопротивления связи волны и пучка, т. е. пропорциональной в наших обозначениях $[\varkappa(\zeta)]^2$. Решение, которое может быть найдено из интегрального уравнения (45) работы [17], представляет собой функцию, резко возрастающую к концу и к началу пространства взаимодействия и имеющую минимум в средней части (рис. 5).[3] Таким образом, это решение является как бы промежуточным между найденными выше в разделах 4 и 5. Соответственно и минимальное значение стартового тока оказывается в этом случае несколько ниже, чем в приборе с жестко ограниченной функцией $|\varkappa(\zeta)| \leqslant 1$, $\min(I_{st}) = 6.81K$ (вместо $K \cdot 7.75$), но однако же далеко не равным нулю, как при еще большей «свободе» функции $\varkappa(\zeta)$, когда допускается построение минимизирующей последовательности типа (13).

6. Переходя к рассмотрению вопроса о минимизации стартовых токов в приборах с переменной фазовой скоростью, следует подчеркнуть, что речь

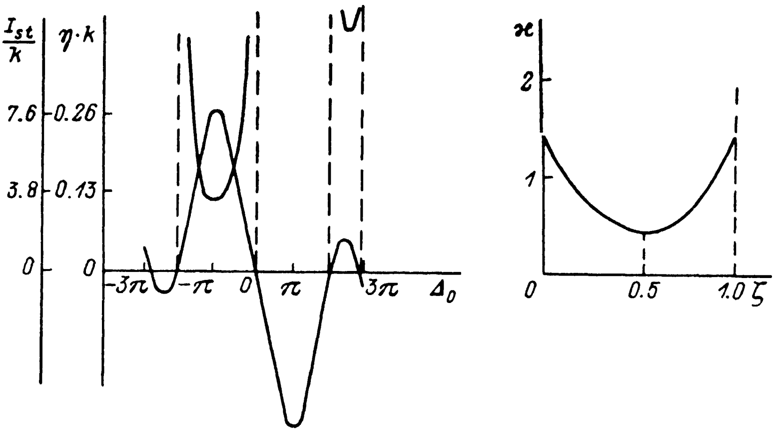

Рис. 5. Минимальные токи и оптимальное распределение поля вдоль пространства взаимодействия при нормировке функции $\varkappa$ вида $\int\limits_0^1 [\varkappa(\zeta)]^2 d\zeta = 1$, принятой в работе [17].

здесь идет, как правило, о новом классе устройств, процесс взаимодействия в которых заключается в захвате полем волны частиц пучка и их медленном адиабатическом торможении [18, 19]. Процессы эти сугубо нелинейные, поэтому совместить условия их эффективного протекания с условиями самовозбуждения колебаний в приборе весьма непросто. К этой задаче возможно несколько подходов.

Один из них заключается в прямом применении методов минимизации стартового тока, развитых выше. Обращаясь к функционалу (4), можно, как и раньше, предполагать, что функции $\varkappa(\zeta)$ ограничена $|\varkappa(\zeta)| \leqslant 1$. Выражение для второй свободной функции $\tilde{\Delta}(\zeta)$, от которой зависит функционал (4), будем искать в виде $\tilde{\Delta} = C\,\delta(\zeta - \zeta_0)$, где C — константа, определяющая величину скачка фазы поля, а ζ_0 — точка этого скачка. Значение параметра начальной расстройки следует принять равным нулю, так как только в этом случае обеспечивается достаточно полный захват частиц волной. Выражение для «линейного» КПД при оптимальной функции управления без переключений $\varkappa(\zeta) \equiv 1$ оказывается следующим

$$\eta_{лин} = -\frac{\zeta_0(1-\zeta_0)}{2}\sin C.$$

Максимум этого выражения $\eta_{лин} = 0.125$ достигает при $\zeta_0 = 1/2$ и $C = -(\pi/2)$. Таким образом, при $\tilde{\Delta} \neq 0$ уже при одном скачке фазы стартовый ток оказыва-

[3] Вид условия нормировки, принятый в [17], имеет, на наш взгляд, наиболее ясный физический смысл при обращении к ЛСЭ, основанным на ондуляторном излучении. В этом случае его можно трактовать как ограничение на энергию источников, питающих электромагниты, создающие пространственно-периодическое поле в ондуляторе, или как ограничение на объем (количество) постоянных магнитов, если в ондуляторе используются последние. Физическая обоснованность подобного условия нормировки для ЛСЭ с черенковским типом взаимодействия менее очевидна.

ется примерно равным минимальному стартовому току, указанному в разделе 3 для приборов с постоянной фазовой скоростью волны. Допустив наличие двух и более скачков фазы, можно еще больше понизить стартовый ток прибора. Однако из работ по максимизации КПД в изохронных и изофазных ЛБВ [20, 21] известно, что подобного типа решения со многими переключениями не находят практического применения из-за трудностей их реализации в эксперименте. Кроме того, очевидно, что найденное решение, минимизирующее стартовый ток, очень далеко от того, которое позволяет реализовать в приборе с переменной фазовой скоростью высокий КПД, т. е. основное достоинство этих приборов теряется.

Другой подход заключается в учете условий, обеспечивающих достижение высокого КПД в нелинейном режиме. Основным условием является наличие в пучке так называемого синхронного электрона, т. е. частицы, положение

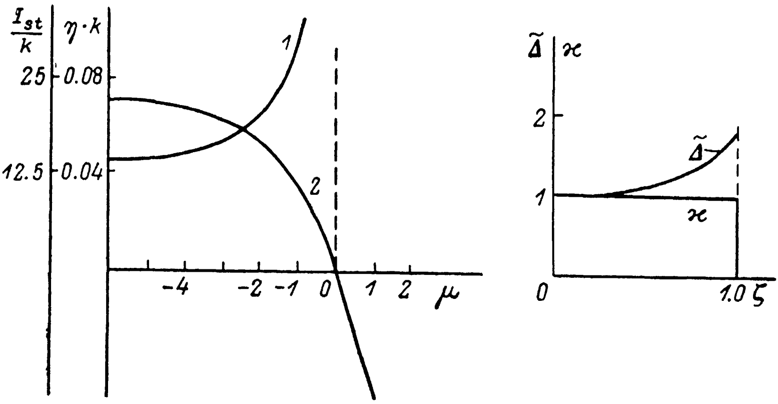

Рис. 6. Зависимость минимального стартового тока (*1*) и линейного КПД (*2*) в приборе с переменной фазовой скоростью волны от параметра μ.

которой относительно волны в процессе взаимодействия не меняется [18]. Для рассматриваемой задачи это означает, что функции $\varkappa(\zeta)$ и $\tilde{\Delta}(\zeta)$, входящие в функционал (4), должны быть связаны соотношением $(1-\tilde{\Delta})^{-3/2}(d\tilde{\Delta}/\partial\zeta)=\mu\varkappa$, где $\mu=2\varkappa\cos\theta_s$, θ_s — синхронная фаза, т. е. в выражении для стартового тока вновь имеется только одна свободная функция. Как показывают численные расчеты, в достаточно широкой области изменения параметра μ функция оптимального управления оказывается без переключений $\varkappa(\zeta)\equiv 1$. Это позволяет в явном виде записать выражение для расстройки $\tilde{\Delta}=1-(4/(2-\mu\zeta))^2$ и найти значения $\eta_{\text{лин}}$ и I_{st} как функций параметра μ (рис. 6). В работе [22] указывалось, что в приборах с переменной фазовой скоростью стартовый ток, как правило, выше рабочего, т. е. режим самовозбуждения в них жесткий. Более детальные исследования показывают, что в принципе можно подобрать такое соотношение параметров ($|\cos\theta_s| < 5\sqrt[3]{A}$), при котором режим самовозбуждения становится мягким. Однако область такого режима весьма узка ($\mu < 0$, $|\mu| \ll 1$) и, главное, абсолютные значения I_{st} здесь очень велики.

Таким образом, результаты, полученные при этих двух подходах, позволяют заключить, что совмещение условий достижения высокого КПД и низкого стартового тока в рассматриваемых приборах с единой электродинамической системой вряд ли возможно. Выходом из такого положения является секционирование, т. е. разделение электродинамической системы на легко возбуждаемую генераторную часть и отбирающую (усилительную) секцию, где проходит эффективный энергообмен электронного пучка с полем волны. Оптимизация первой секции может быть проведена методами, описанными выше в разделах 2—5, а выходной — методами, рассматривавшимися в работе [23].[4] Отметим, что по пути секционирования приборов развиваются и эксперимен-

[4] Вопрос совмещения высокого КПД и низкого стартового тока для приборов с различными механизмами взаимодействия в каждой из секций, но с постоянной фазовой скоростью волны в каждой из них исследовался ранее в работе [24].

тальные исследования. Если в первых работах в приборах с единой электродинамической системой для достижения условий самовозбуждения приходилось идти на заведомое снижение эффективности в нелинейном режиме [25], то в более поздних экспериментах разделение ее на функционально различные элементы позволило без труда совместить требования легких стартовых условий и высокого КПД [26].

Список литературы

[1] *Братман В. Л., Гинзбург Н. С., Петелин М. И., Сморгонский А. В.* // Релятивистская высокочастотная электроника. Горький, 1979. С. 217—248.
[2] *Братман В. Л., Гинзбург Н. С., Петелин М. И.* // ЖЭТФ. 1979. Т. 76. Вып. 3. С. 930.
[3] *Губанов В. П., Денисов Г. Г., Коровин С. Д.* и др. // Релятивистская высокочастотная электроника. Горький, 1984. Вып. 4. С. 178—192.
[4] *Братман В. Л., Гинзбург Н. С., Ковалев Н. Ф.* и др. // Релятивистская высокочастотная электроника. Горький, 1979. С. 249—274.
[5] *Родыгин Л. В., Сморгонский А. В.* // ЖТФ. 1982. Т. 52. Вып. 10. С. 2013—2016.
[6] *Братман В. Л., Гинзбург Н. С., Петелин М. И.* // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1980. Т. 44. № 8. С. 1593—1602.
[7] *Deacon D. A. J., Elias L. R., Madey J. M. J.* et al. // Phys. Rev. Lett. 1977. Vol. 38. N 16. P. 892—895.
[8] *Bogomolov Ya. L., Bratman V. L., Ginzburg N. S.* et al. // Opt. Commun. 1981. Vol. 36. N 3. P. 209—212.
[9] *Ковалев Н. Ф., Петелин М. И., Райзер М. Д., Сморгонский А. В.* // Релятивистская высокочастотная электроника. Горький, 1979. С. 76—113.
[10] *Ковалев Н. Ф., Петрухина В. Н.* // Электронная техника. Сер. I. Электроника СВЧ. 1977. № 7. С. 102—105.
[11] *Быков Н. М., Губанов В. П., Гунин А. В.* и др. // Релятивистская высокочастотная электроника. Горький, 1988. Вып. 5. С. 101—124.
[12] *Ковалев Н. Ф., Петелин М. И.* // Релятивистская высокочастотная электроника. Проблемы повышения мощности и частоты излучения. Горький, 1981. С. 62—100.
[13] *Понтрягин Л. С., Болтянский В. Г., Гамкрелидзе Р. В., Мищенко Е. Ф.* Математическая теория оптимальных процессов. М.: Наука, 1961.
[14] *Болтянский В. Г.* Математические методы оптимального управления. М.: Наука, 1969.
[15] *Плотников В. И., Старобинец И. М.* // Дифференциальные уравнения. 1986. Т. 22. № 2. С. 236—247.
[16] *Казимиров В. И., Плотников В. И., Старобинец И. М.* // Изв. АН СССР. Сер. мат. 1985. Т. 49. № 1. С. 141—159.
[17] *Евдокименко Ю. И., Лукин К. А., Ревин И. Д.* и др. Препринт ИРЭ. № 191. Харьков, 1982.
[18] *Kroll M. M., Morton Ph. L., Rosenbluth M. N.* // Phys. Quant. Electron. 1980. Vol. 7. P. 89—110.
[19] *Гинзбург Н. С., Манькин И. А., Поляк В. Е.* и др. // Релятивистская высокочастотная электроника. Горький, 1988. Вып. 5. С. 37—77.
[20] *Филимонов Г. Ф.* // РиЭ. 1958. Т. 2. № 1. С. 58.
[21] *Солнцев В. А.* // Электронная техника. Сер. I. Электроника СВЧ. 1971. Вып. 11. С. 87.
[22] *Гинзбург Н. С., Крупин С. Ю.* // ЖТФ. 1986. Т. 56. Вып. 7. С. 1269—1279.
[23] *Сергеев А. С., Сморгонский А. В.* // ЖЭТФ. 1987. Т. 57. Вып. 5. С. 906—912.
[24] *Гинзбург Н. С., Петелин М. И., Сергеев А. С.* // Письма в ЖТФ. 1986. Т. 12. Вып. 11. С. 685—690.
[25] *Warren R. W., Newman B. E., Winston J. Y.* et al. // IEEE J. Quant. Electron. 1983. Vol. QE-19. N 3. P. 391—400.
[26] *Edighoffer J. A., Neil G. R., Hess C. E.* et al. // Phys. Rev. Lett. 1984. Vol. 52. N 5. P. 344—348.

Институт прикладной физики АН СССР
Горький

Поступило в Редакцию
2 апреля 1990 г.