

01; 09; 10

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В ЭЛЕКТРОННЫХ СВЧ ГЕНЕРАТОРАХ С ТЯНУЩИМ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПОЛЕМ, ИСПОЛЬЗУЕМЫХ В КАЧЕСТВЕ ИСТОЧНИКА ПИТАНИЯ ДУХПУЧКОВЫХ УСКОРИТЕЛЕЙ

Н. С. Гинзбург, А. С. Сергеев, А. В. Сморгонский

Построена теория релятивистских СВЧ генераторов типа ЛБВ и убитрона с тянущим электрическим полем, работающих в режиме захвата электронов синхронной волной. Рассмотрены методы, обеспечивающие достаточно полный захват частиц волной, основанные на использовании секции с адиабатически плавным и скачкообразным (в сечении, соответствующем четверти периода фазовых колебаний) увеличением коэффициента связи электронов с волной. Показано, что при введении распределенного затухания волны, моделирующего ответвление энергии на ускорение второго слаботоочного пучка, в рассматриваемой системе может быть реализован режим стационарной в пространстве трансформации потенциальной энергии электронов в электростатическом поле в энергию электромагнитных колебаний.

Возможности существенного повышения темпа ускорения частиц связывают в последнее время с применением новых источников электромагнитных колебаний таких, в частности, как оптические квантовые генераторы [1, 2] и лазеры или мазеры на свободных электронах (ЛСЭ) [3, 4, 5]. Одно из наиболее интересных предложений в этом плане, сделанное А. Сесслером [3, 5], состоит в создании двухпучкового устройства, в котором первый интенсивный, но относительно низковольтный электронный поток, постоянно подускоряемый полем линейного индукционного ускорителя (ЛИУ), генерирует в приборе типа убитрон (или многорезонаторный клистрон) мощные СВЧ колебания. Эти колебания с помощью ответвляющих волноводов передаются в расположенную параллельно генератору и ЛИУ ускоряющую электродинамическую структуру, состоящую из высокооборотных накопительных элементов. Второй слаботоочный электронный пучок или отдельный, заранее сформированный электронный ступок, проходит через эту структуру и использует накопленную в ней энергию электромагнитного поля на свое ускорение.

Настоящая работа посвящена теоретическому анализу первой части устройства — генератора электромагнитных колебаний с тянущим электрическим полем. Рассмотрены генераторы, основанные на индуцированном черенковском (ЛБВ)¹ и ондуляторном (убитрон-ЛСЭ) излучениях. Основная цель исследования состоит в отыскании условий, при которых процесс преобразования потенциальной энергии электронов в ускоряющем поле в энергию электромагнитных колебаний носит стационарный в пространстве характер.

1. Релятивистские ЛБВ с тянущим электрическим полем

а) **Основные уравнения.** Взаимодействия пучка прямолинейно движущихся ультрарелятивистских ($\gamma \gg 1$) частиц с полем замедленной гар-

¹ Слаборелятивистские ЛБВ с тянущим электрическим полем, работающие в режиме захвата частиц синхронной волной, были впервые предложены в [6] (см. также [7, 8]).

$$E_z^w = \text{Re} [x E^w(z) e^{i(\omega t - hz + \varphi(z))}]$$

($E^w(z)$, $\varphi(z)$ — медленно меняющаяся амплитуда и фаза основной (нулевой) гармоники волны), описываются следующей самосогласованной системой уравнений [9, 10]:

$$\frac{d\varepsilon}{d\zeta} = -\kappa a \cos \theta + E^0, \quad (1)$$

$$\frac{d\theta}{d\zeta} = \frac{1}{\varepsilon^2} - B - \frac{\kappa I}{a} J_2, \quad (2)$$

$$\frac{da}{d\zeta} = \kappa I J_1 - \Gamma a \quad (3)$$

с граничными условиями $\varepsilon|_{\zeta=0}=1$, $\theta|_{\zeta=0}=\theta_0 \in [0, 2\pi)$, $a|_{\zeta=0}=a_0$. Здесь $\varepsilon = \gamma/\gamma_0$ — энергия частицы, нормированная на ее начальное значение; $\theta = \omega t - hz + \varphi(z)$ — фаза электрона относительно поля волны; $a(\zeta) = 2e\gamma_0/mc\omega E_z(\zeta)$ — безразмерная амплитуда электрического поля синхронной волны; $E^0 = 2e\gamma_0/mc\omega E_{cr}$ — ускоряющее электрическое поле; $B(\zeta) = 2\gamma_0^2 [ch(z)/\omega - 1]$ — параметр расстройки синхронизма; $\zeta = \omega z/2\gamma_0^2 c$ — безразмерная продольная координата; $I = i_0/mc^3/e \gamma^3 \lambda^3/N S$; i_0 — невозмущенный ток пучка; $\lambda = 2\pi c/\omega$ — длина волны; N — норма волны; κ — коэффициент связи электронов с волной, пропорциональный отношению амплитуд замедленной и основной пространственных гармоник волны (величина $\kappa(\zeta)$ регулируется конфигурацией замедляющей системы); Γ — параметр потерь, описывающий ответвление энергии электромагнитной волны в ускоряющую структуру;

S — площадь поперечного сечения волновода; $J_1 = \int_0^{2\pi} \cos \theta d\theta_0$, $J_2 = \int_0^{2\pi} \sin \theta d\theta_0$ — активная и реактивная составляющие высокочастотного тока пучка.

Система уравнений (1)–(3) имеет интеграл, представляющий собой закон сохранения энергии в системе пучок—электромагнитное поле

$$\eta + \int_0^{\zeta} E^0 d\zeta = \frac{a^2 - a_0^2}{4\pi I} + \int_0^{\zeta} \frac{\Gamma a^2}{2\pi I} d\zeta, \quad (4)$$

где $\eta = 1 - \int_0^{2\pi} \varepsilon d\theta_0$.

В интересующем нас режиме стационарного усиления ($a = a_0$) кинетическая энергия частиц в среднем сохраняется $\eta \simeq 0$ и работа $\left(4\pi I \int_0^{\zeta} E^0 d\zeta\right)$, совершаемая электрическим полем ЛИУ, полностью преобразовывается в энергию $\left(2 \int_0^{\zeta} \Gamma a^2 d\zeta\right)$ электромагнитного излучения, передаваемого в секции ускорения второго пучка.

б) П р и б л и ж е н и е з а д а н н о г о п о л я. Для отыскания условий, при которых реализуется описанный выше процесс, исследуем предварительно движение частиц в поле волны заданной амплитуды, полагая в уравнениях (1)–(3) $I=0$ и $a=\text{const}$.

Рассмотрим режим, в котором большая часть электронов захвачена волной и совершает в потенциальной яме, образованной волной, фазовые колебания.² При наложении ускоряющего электрического поля частицы будут пребывать в тормозящей фазе волны несколько дольше, чем в ускоряющей и, не меняя

² В ускорительной технике эти колебания принято также называть синхротронными.

в среднем кинетической энергии, передавать свою потенциальную энергию в электростатическом поле высокочастотной волне. Предположим далее, что существует синхронный электрон, фаза которого постоянна $d\theta_s/dz=0$, а энергия равна невозмущенному значению $\mathcal{E}_s=1$. Фазу синхронного электрона определим из уравнения (1), полагая $d\mathcal{E}_s/dz=0$, тогда $E^0=\chi a \cos \theta_s$, и соответственно

$$\theta_s = \arccos \frac{E^0}{\chi a}.$$

Очевидно, что синхронный электрон существует, если амплитуда продольного поля волны превышает напряженность ускоряющего электрического поля.

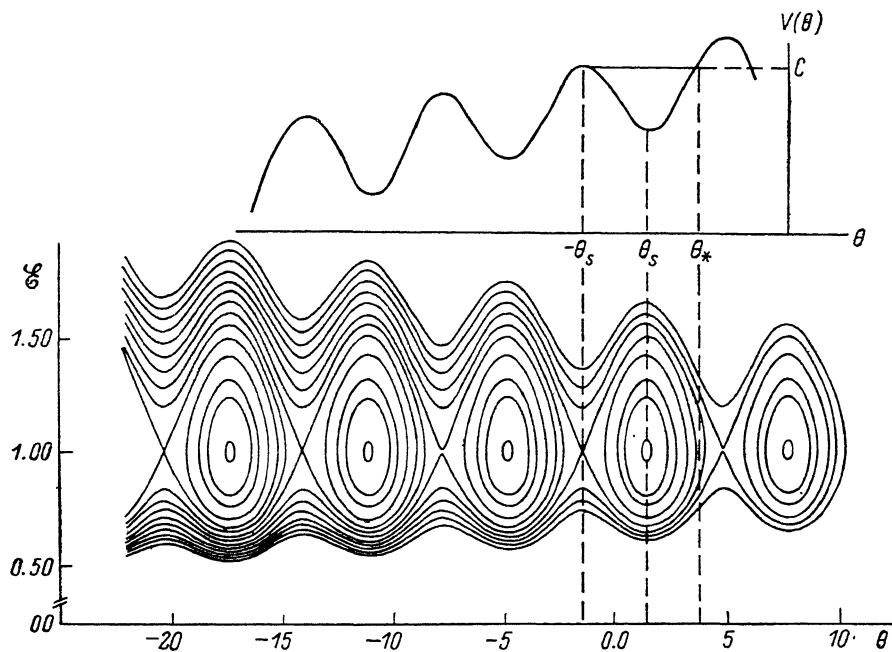


Рис. 1. Фазовая плоскость для генератора с тянущим электрическим полем.

При постоянных величинах амплитуды волны ускоряющего поля и фазовой скорости волны (χa , B , $E^0=\text{const}$) уравнения (1), (2), имеют интеграл

$$\frac{1}{\mathcal{E}} + \mathcal{E} = \chi a \sin \theta - E^0 \theta + C \equiv V(\theta) + C, \quad (5)$$

определяющий траектории электронов на фазовой плоскости \mathcal{E} , θ (рис. 1). Синхронному электрону, находящемуся на дне потенциального рельефа $V(\theta)$, соответствует некоторое состояние равновесия. Для анализа устойчивости этого состояния линеаризуем правые части уравнений вблизи точки $\mathcal{E}=1$, $\theta=\theta_s$. В результате приходим к характеристическому уравнению

$$\delta^2 + 2\chi a \sin \theta_s = 0. \quad (6)$$

Из (6) следует, что при $\sin \theta_s > 0$ $\text{Re } \delta = 0$ и состоянием равновесия является центр. Наряду с устойчивым состоянием равновесия существует также неустойчивое состояние равновесия типа седла $\mathcal{E}=1$, $\theta=-\theta_s$. Через это состояние равновесия проходит сепаратриса, разделяющая область пролетных и захваченных электронов (рис. 1). Для первоначально моноэнергетического электронного пучка в режим захвата попадут все электроны, начальные фазы которых лежат в интервале $-\theta_s < \theta_0 < \theta_*$, где θ_* — правая граница сепаратрисы, являющаяся вторым корнем уравнения $V(\theta)=V(\theta_s)$.

При бесконечно малом ускоряющем поле $E^0 \rightarrow 0$ размах сепаратрисы стремится к 2π и практически все электроны захватываются волной. Однако в этом

случае бесконечно мал темп передачи энергии от пучка к волне. По мере роста ускоряющего поля темп передачи энергии растет, но одновременно происходит сжатие сепаратрисы и уменьшение доли захваченных электронов. При $E^0 = \chi a$ сепаратриса сжимается в точку и захват частиц отсутствует. Зависимость коэффициента захвата от фазы синхронного электрона можно найти в [11, 12].

в) Оптимизация условий захвата частиц волной. Как видно из рис. 1, незахваченные электроны ускоряются волной, нагружают ЛИУ и снижают эффективность трансформации энергии. Чтобы уменьшить долю незахваченных электронов, сохранив при этом темп передачи энергии, необходимо еще до включения ускоряющего поля осадить электроны к дну потенциальной ямы. Это может быть достигнуто либо адиабатически плавным либо скачкообразным увеличением коэффициента связи электронов с волной. Рассмотрим подробнее эти методы.

Положим $\chi = \chi_1$ до скачка ($\zeta < \zeta^*$) и $\chi = \chi_2 > \chi_1$ после скачка ($\zeta > \zeta^*$). В каждой из областей электроны совершают фазовые колебания: в первой —

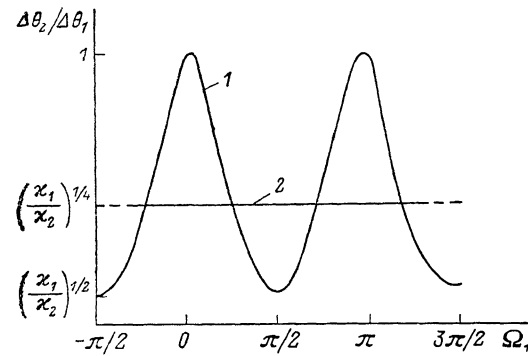


Рис. 2. Зависимость степени подавления амплитуды фазовых колебаний при резком возрастании поля волны от фазы колебания, при которой происходит скачок поля (1), и уровень подавления фазовых колебаний при плавном нарастании поля до той же величины (2).

по закону $\theta = \Delta\theta_1 \cos \Omega_1 \zeta$, где $\Omega_1 = (2\chi_1 a \sin \theta_s / \mathcal{E}_s^3)^{1/2}$ (при $\theta_s = \pi/2$ и $\mathcal{E}_s = 1$, $\Omega_1 = \sqrt{2\chi_1 a}$), а во второй — по закону $\theta = \Delta\theta_2 \cos \times [\Omega_2 (\zeta - \zeta^*) + \varphi_0]$, где $\Omega_2 = \sqrt{2\chi_2 a}$. Величины $\Delta\theta_2$ и φ_0 определяются из условий непрерывности энергии и фазы колебаний частицы в точке скачка коэффициента связи $\zeta = \zeta^*$. В результате получим следующую связь между амплитудами фазовых колебаний частицы до и после скачка:

$$\frac{\Delta\theta_2}{\Delta\theta_1} = \left[\cos^2 \Omega_1 \zeta^* + \left(\frac{\Omega_1}{\Omega_2} \right)^2 \sin^2 \Omega_1 \zeta^* \right]^{-1/2}. \quad (7)$$

Зависимость отношения амплитуд колебаний от фазы скачка приведена на рис. 2. Очевидно, что если бы все электроны имели одинаковые частоты фазовых колебаний, то скачок поля при $\Omega_1 \zeta^* = \pi/2$, когда все электроны соберутся на дне потенциальной ямы, обеспечил бы значительное (в $\sqrt{\chi_2/\chi_1}$ раз) уменьшение амплитуды их колебаний. Однако при больших амплитудах синхротронных колебаний движения частиц является неизохронным $\Omega = \Omega(\Delta\theta)$ [10-13]. Такие частицы постепенно отстают по фазе от частиц с малой амплитудой колебаний, так что они проходят момент скачка в неоптимальной фазе. В результате подавление колебаний для них существенно ухудшается (рис. 2).

В случае, когда величина коэффициента связи возрастает адиабатически плавно, амплитуда фазовых колебаний электронов может быть найдена из закона сохранения адиабатического инварианта [11-13]

$$\frac{\Delta\theta_2}{\Delta\theta_1} = \sqrt[4]{\chi_1/\chi_2}. \quad (8)$$

Хотя убывание амплитуды фазовых колебаний при плавном возрастании коэффициента связи происходит, согласно (8), существенно медленнее, чем при резком скачке, но это убывание в меньшей степени зависит от начальной фазы частицы. Здесь следует отметить, что адиабатическое рассмотрение не применимо для электронов, расположенных вблизи сепаратрисы, обход которой происходит формально за бесконечное время. Однако чем плавнее происходит нарастание коэффициента связи, тем для большего числа частиц справедлива адиабатическая теория. Численное интегрирование уравнений (1), (2) показывает: десятикратное увеличение коэффициента связи на длине порядка пяти—десяти

периодов фазовых осцилляций позволяет настолько осадить электроны к дну потенциальной ямы, что при последующем включении ускоряющего электрического поля E^0 , соответствующего $\theta_s = \pi/2 - \pi/32$, число частиц, вылетевших из области захвата, составляет не более 1—3 % от общего числа электронов (без участка адиабатического нарастания \times число незахваченных частиц при заданном θ_s , составило бы свыше 10 %).

г) Исследование самосогласованной системы. Перейдем теперь к анализу процессов энергообмена на основе системы уравнений (1)—(3), включающей в себя учет влияния РЭП на амплитуду и фазу волны, а также потери энергии волны в ответвляющие волноводы.

Для отыскания характеристик стационарного в пространстве режима преобразования потенциальной энергии электронов в ускоряющем электрическом поле в энергию электромагнитного излучения предположим, что все электроны захвачены волной, причем их средняя кинетическая энергия остается неизменной (энергия синхронного электрона $\mathcal{E}_s = 1$). Допустим также, что длина пространства взаимодействия велика в масштабе периода фазовых осцилляций и вследствие неизохронности этих осцилляций имеет место полное перемешивание захваченных частиц по фазам колебаний в потенциальной яме (рис. 3). В таких условиях активные и реактивные составляющие электронного тока принимают постоянные значения $J_{1,2} = \text{const}$, поэтому, полагая в уравнениях (1)—(3) $d/d\xi = 0$, получаем

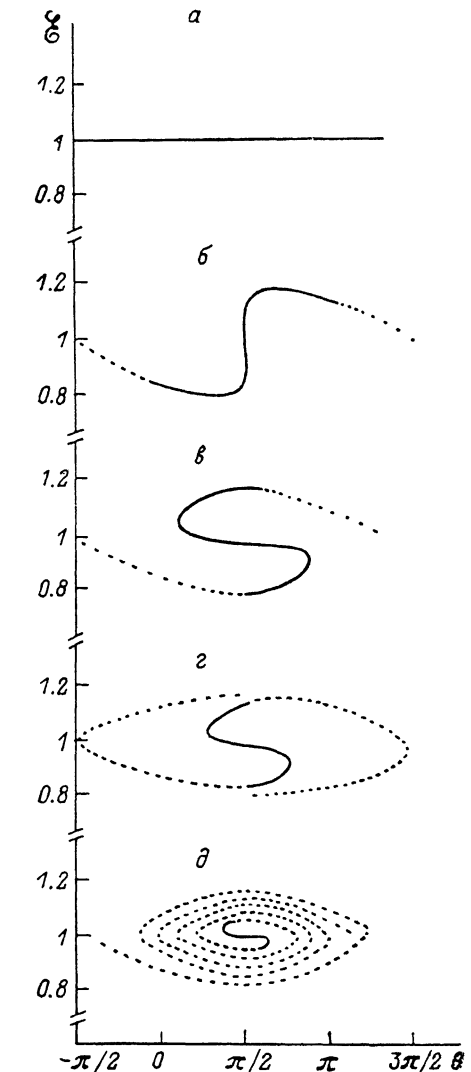
$$\begin{aligned} \chi a \cos \theta_s &= E^0, & \Gamma a &= I \times J_2(\theta_s), \\ B &= 1 - \frac{\chi I}{a} J_1(\theta_s), \end{aligned} \quad (9)$$

где θ_s — фаза синхронного электрона. Из (9) следует соотношение

$$\Gamma a^2 = I E^0 \frac{J_2(\theta_s)}{\cos \theta_s}, \quad (10)$$

Рис. 3. Процесс перемешивания захваченных частиц, обусловленный неизохронностью их фазовых колебаний.

$a - \omega\xi = 0$, $b - \pi/2$, $c - \pi$, $z - 2\pi$, $d - 10\pi$.



согласно которому мощность, ответвляемая на ускорение второго пучка, пропорциональна произведению тока первого пучка на напряженность тянущего электрического поля (ср. с (4)).

Устойчивость состояния равновесия (9) можно исследовать, сделав дополнительное упрощающее предположение, что все электроны пучка сгруппированы вблизи синхронного электрона $J_1 = 2\pi \cos \theta_s$, $J_2 = 2\pi \sin \theta_s$. Возмущающие движения такого «макроэлектрона», из самосогласованной системы уравнений (1)—(3) получаем характеристическое уравнение

$$\delta^3 + 2\delta^2 \frac{\chi I}{a_0} J_1 + \delta \left[4\pi^2 \left(\frac{\chi I}{a_0} \right)^2 + \frac{\chi a_0 J_2}{\pi} \right] + 2\chi^2 I \frac{J_1 J_2}{\pi} = 0. \quad (11)$$

Анализ (14) с помощью критерия Раусса—Гурвица [14] показывает, что состояние равновесия является устойчивым фокусом. Заметим, однако, что устойчивость состояния равновесия в малом еще не гарантирует устойчивость в большом, т. е. возможность перехода к нему от произвольных начальных условий.³

Проверкой реализуемости состояния равновесия (9) служило численное интегрирование уравнений (1)—(3). При этом было установлено, что в случае малых токов и достаточно мощной волны ($4\pi I \ll a^2$) имеет место выход на ста-

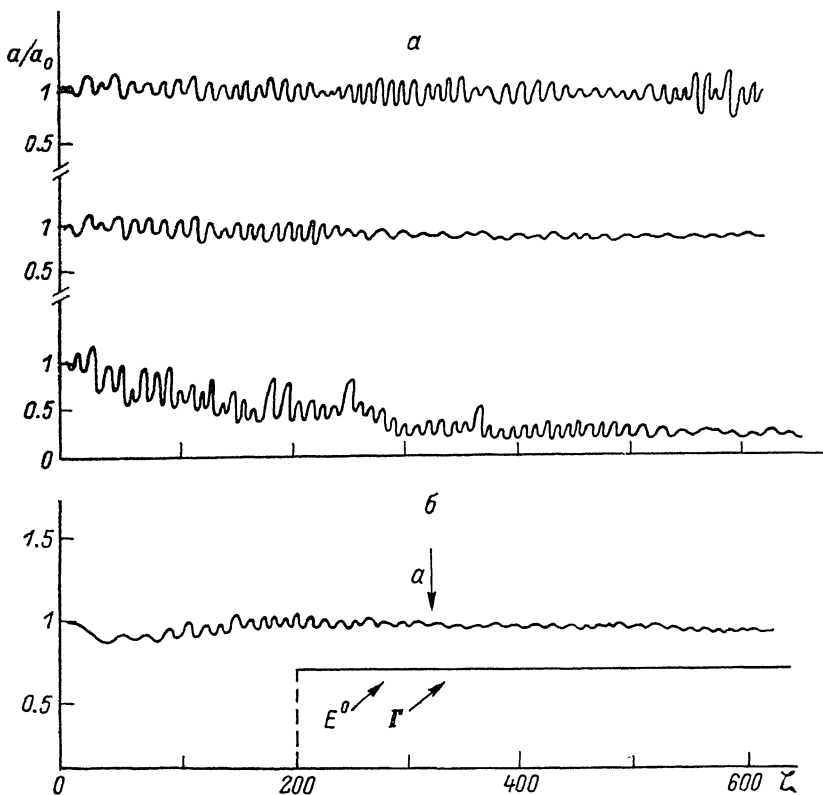


Рис. 4. Амплитуда поля высокочастотной волны в генераторе как функция продольной координаты. Тянувшее поле E^0 и потери Γ включаются при $\zeta > 200$ (масштаб этих величин произвольный).

а: 1 — относительно слабый ток пучка ($\chi^2 I \leq 10^{-3}$), количество незахваченных частиц также относительно невелико (2—3 %); 2 — то же при сепарации сильно ускоренных ($\epsilon > 2$) незахваченных частиц; 3 — затухание волны при повышении тока ($\chi^2 I \geq 10^{-2}$) и постепенной потере большинства частиц из области захвата. б — установление стационарной амплитуды поля благодаря использованию секции с адиабатическим нарастанием коэффициента связи $\chi(\zeta)$ и компенсации реактивности, вносимой пучком, «холодной» расстройкой (1—В (ζ)).

ционарный режим энергообмена. При увеличении параметра тока ситуация становилась сложнее, поскольку выяснилось, что существенное влияние на процесс взаимодействия оказывает перестройка волны, вносимая первоначально незахваченными электронами. Так, при параметре тока $\chi^2 I = 3 \cdot 10^{-3}$ наблюдались периодические осцилляции амплитуды волны (рис. 4, а, кривая 1), которые, однако, исчезали, если незахваченные частицы при достижении энергии больше некоторой выводились из взаимодействия с волной (кривая 2). По мере дальнейшего роста тока влияние пролетных частиц оказывалось уже настолько велико, что приводило к постепенному выходу все новых и новых частиц из режима захвата. В конечном итоге имело место затухание электромагнитной волны (рис. 4, а, кривая 3).

³ Кроме того, для рассматриваемой системы требует специального исследования сателлитная неустойчивость, т. е. возможность возбуждения волн-сателлитов, частоты которых сдвинуты от частоты рабочей волны на величину порядка частоты фазовых колебаний электронов.

По этой причине при больших токах пучка необходимо стремиться к максимально полному начальному захвату частиц и созданию условий, обеспечивающих их удержание в потенциальной яме в процессе перехода к стационарному режиму. Первое реализуется путем введения секции с адиабатически нарастающим коэффициентом связи, в которой происходит осаждение частиц к дну потенциальной ямы перед включением ускоряющего электрического поля. Для решения второй задачи в соответствии с методикой, предложенной

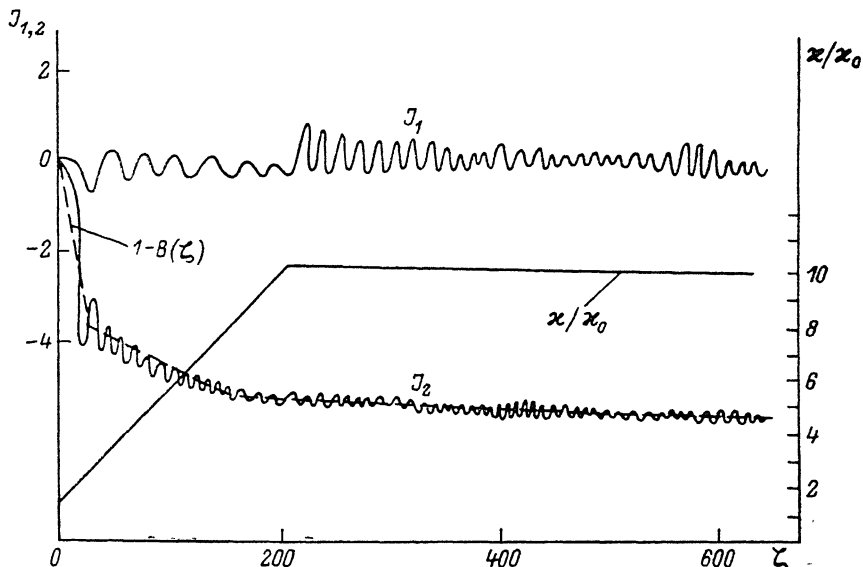


Рис. 5. Зависимость активной и реактивной составляющих высокочастотного тока пучка от продольной координаты, найденные в приближении заданного поля для генератора с секцией с адиабатически нарастающим коэффициентом связи.

Штриховая линия — расстройка $1-B(\zeta)$, компенсирующая реактивную перестройку волны электронным пучком. Тянущее электрическое поле включается при $\zeta > 200$.

в [13], в приближении заданного поля ($a=a_0$) вычислялись активная и реактивная компоненты тока (рис. 5), затем последняя аппроксимировалась кусочно-линейной функцией, и вносимая ею реактивная перестройка фазовой скорости волны компенсировалась соответствующим изменением параметра $B(\zeta)$. В результате «горячая» фазовая скорость волны оставалась постоянной.

Комбинация описанных выше методов позволила при десятикратном росте коэффициента связи удержать в режиме захвата 97—98 % электронов и обеспечить при параметре тока $x^2 I = 3 \cdot 10^{-2}$ (начиная с $x a_0 = 0.01-0.03$ и выше) выход на стационарный режим энергообмена (рис. 4, б).

2. Релятивистские убитроны с тянущим электрическим полем

Рассмотрим простейшую модель убитрона, предполагая поля электромагнитной волны и ондулятора однородными в поперечном направлении, с заданными вектор-потенциалами

$$A = \text{Re} [x_0 A(z) e^{i(\omega z - h x + \varphi(z))}], \quad A_u = \text{Re} [x_0 A_u(z) e^{i h_u z}],$$

где $h_u = 2\pi/d$, d — период ондулятора,

Процесс усиления волны в поле ондулятора в присутствии тянущего электрического поля описывается следующей системой уравнений (ср. с [15]):

$$\frac{d\delta}{d\zeta} = -\frac{x a}{\delta} \cos \theta + E^0,$$

$$\frac{d\theta}{d\zeta} = \frac{1}{\delta^2} - B + \frac{x^2 + a^2 - 2 x a \sin \theta}{\delta^2} - \frac{x I}{a} J_2,$$

$$\frac{da}{dz} = \chi I J_1 - \Gamma a,$$

где $a = eA\gamma_0/mc^2$, $\chi = eA_u\gamma_0/mc^2$, $\theta = \omega t - (h + h_u)z + \varphi$, $B = 2\gamma_0^2 [c(h + h_u)/\omega - 1]$, $J_1 = \int_0^{2\pi} \cos \theta / \mathcal{E} d\theta_0$, $J_2 = \int_0^{\pi} \sin \theta / \mathcal{E} d\theta_0$. Остальные обозначения и граничные условия совпадают с использованными при записи системы уравнений (1)–(3).

Характерной особенностью фазовой плоскости, описывающей усредненное движение частиц в убитроне в приближении заданного поля ($I=0$), является то, что даже в отсутствие ускоряющего электрического поля ($E^0=0$) устойчивые и неустойчивые состояния равновесия (центры и седла) лежат при разных значениях \mathcal{E} . Поэтому в случае, когда величина начальной расстройки синхронизма $B=1+(a-\chi)^2$ и существует синхронный электрон, находящийся в устойчивом состоянии равновесия ($\theta=\pi/2$, $\mathcal{E}=1$), часть электронов неизбежно оказывается вне сепаратрисы (рис. 5) и начальный фактор захвата меньше единицы

$$K = 1 - \frac{2}{\pi} \sqrt{\frac{\chi a}{1 + \chi^2 + a^2}}.$$

Полный захват частиц при $E^0=0$ достигается при параметре расстройки синхронизма $B=1+(\chi+a)^2$, когда седла, через которые проходит сепаратриса, имеют координаты $\mathcal{E}=1$, $\theta=-\theta_0$, и траектории всех частиц моноэнергетического электронного пучка ($\mathcal{E}|_{z=0}=1$) будут находиться внутри сепаратрисы. При этом все же дно потенциальной ямы оказывается незаполненным и, в частности, отсутствует синхронный электрон.

Как и в ЛБВ, перед включением тянущего электрического поля и потерь, моделирующих ответвление энергии на ускорение второго пучка, для осаждения электронов к дну потенциальной ямы использовалось адиабатическое нарастание коэффициента связи χ (ζ). В результате удается реализовать стационарный режим трансформации энергии тянущего электрического поля в энергию электромагнитного излучения примерно при тех же значениях параметра тока пучка ($\chi^2 I \leq 3 \cdot 10^{-2}$), что и в ЛБВ, и обеспечить такой же коэффициент захвата частиц K (до 98 %).

3. Обсуждение результатов

Выше было показано, что в СВЧ приборах с тянущим электрическим полем в определенной области параметров может быть осуществлен режим стационарной передачи энергии от электронного пучка высокочастотной волне. При оценке перспективности таких приборов в качестве источников высокочастотного питания ускорителей следует учитывать, что в известных проектах ускорителей нового поколения речь идет о достижениях темпа набора энергии $T \equiv eE_z^\omega \simeq \simeq 100$ мэВ/м [3, 16]. Поскольку напряженность электрического поля в ЛИУ составляет обычно не более $E_{\text{ср}} = 1$ МВ/м, то из простых энергетических соображений приходим к выводу, что рабочий ток генератора должен быть не ниже, чем

$$i_{01} = \frac{1}{k} \frac{eN}{\tau_n} \frac{E_z^\omega}{E_{\text{ср}}}, \quad i_{02} = \frac{1}{k} \frac{i_{02}\tau_{\text{им}}}{\tau_n} \frac{E_z^\omega}{E_{\text{ср}}},$$

где τ_n — время накопления энергии в элементе ускоряющей структуры; k — коэффициент, определяющий долю запасенной энергии, идущей непосредственно на ускорение частиц. Первая формула относится к случаю ускорения одного густока с числом частиц N , а вторая — к режиму многоступового ускорения, где i_{02} — средний за время радиопульса $\tau_{\text{им}}$ ток ускоряемого пучка. Принимая число частиц в густоке $N=10^{11}$, время накопления энергии $\tau_n \simeq 100$ нс при $k=0.1$, получаем, что ток в ЛИУ должен составлять не менее 200 А для одноступового режима ускорения и не менее 2 кА для многоступового, если число ускоряемых густоков принять равным 10. Считая для определенности $i_{01} =$

$=1$ кА, средняя энергия частиц пучка в ЛСЭ ≈ 1 МэВ ($\gamma=3$), а сечение электродинамической системы $(s/\lambda^2)^{-1} \approx 1/3$, получаем значение безразмерного параметра $\chi^2 I$, входящего в уравнения (1)–(3), равным $\chi^2 I \approx 2 \cdot 10^{-3}$, т. е. такое, при котором стационарное состояние достигается еще сравнительно легко (рис. 4, б).

При указанных значениях размерных величин мощность, отдаваемая электронным пучком высокочастотной волне на единице длины волновода, достигнет $\dot{P} = E_{cr} i_{01} = 1$ ГВт/м. Следовательно, если ответвляющие волноводы расположить, допустим, через 10 см, то по каждому из них в ускорительную структуру должна будет передаваться мощность 100 МВт, а по основному тракту прибора должна переноситься высокочастотная мощность не ниже 0.3–1 ГВт, что согласуется с требованиями электропрочности при использовании волноводов дециметрового и сантиметрового диапазонов.

Существенная проблема на пути реализации рассмотренного класса приборов состоит также в необходимости разработки электродинамической системы, которая помимо обеспечения транспортировки высокочастотной мощности допускала бы существование внутри себя вихревого электрического поля ЛИУ. Одно из возможных решений состоит в использовании волн типа TE_{0n} , почти без потерь распространяющихся по волноводу, составленному из разделенных зазорами колец [17]. Подобные системы довольно давно исследуются и считаются перспективными для целей передачи большой высокочастотной мощности на значительные расстояния [18]. Другая возможность состоит в использовании в качестве электродинамической системы периодически расположенных в пространстве резонаторов с узкими (клистронными) зазорами [5]. Обратим внимание на то, что рассмотренная выше модель черенковского генератора в определенной мере применима и к описанию системы, предложенной в [5], если под синхронной волной понимать одну из пространственных гармоник полей в зазорах.

В заключение отметим, что предельно достижимая энергия ускоренных частиц сильно зависит от средней энергии частиц пучка в генераторе. Действительно, из-за разницы скоростей частиц в ЛИУ ($v_1 = c(1 - 1/2\gamma^2)$) и ускоряемых частиц второго пучка (для простоты примем $v_2 = c$) эти электронные пучки разойдутся в пространстве. Если считать длительность токового импульса в генераторе равной времени накопления энергии в ускоряющей структуре, то пучки полностью разойдутся в пространстве на пути $L \approx 2\gamma^2 c \tau_{\text{к}} = 500$ м ($\gamma=3$, $\tau_{\text{к}} = 100$ нс), а при такой длине ускорителя максимальная энергия ускоряемых частиц составит $eE_z L \approx 50$ ГэВ. Если же средняя энергия частиц в ЛИУ будет на уровне 3 МэВ ($\gamma=7$), то предельная энергия ускоренных частиц может уже достигать 250 ГэВ.

Авторы выражают благодарность В. Л. Братману и Э. А. Перельштейну за полезные обсуждения.

Литература

- [1] Pantell R. H., Edighoffer J. A. // J. Appl. Phys. 1980. Vol. 51. N 4. P. 1905–1909.
- [2] Fontana J. R., Pantell R. H. // J. Appl. Phys. 1983. Vol. 54. N 8. P. 4285–4297.
- [3] Sessler A. // Proc. 91 Laser Acceleration of Particles AIP Conf. New York, 1982. P. 154–159.
- [4] Sternbach E., Sessler A. // Nucl. Instr. and Methods in Phys. Res. 1986. Vol. A250. P. 464–475.
- [5] Sessler A., Yu S. // Phys. Rev. Lett. 1987. Vol. 58. N 23. P. 2439–2442.
- [6] Беляевский Е. Д. // РИЭ. 1971. Т. 16. № 1. С. 208–210.
- [7] Беляевский Е. Д. // Электронная техника. Сер. 1. Электроника СВЧ. 1973. Вып. 4. С. 30–31.
- [8] Беляевский Е. Д. // Изв. вузов. Радиофизика. 1984. Т. 27. № 1. С. 123–126.
- [9] Ковалев Н. Ф., Сморгонский А. В. // РИЭ. 1975. Т. 20. № 6. С. 1305–1307.
- [10] Гинзбург Н. С., Сергеев А. С., Сморгонский А. В. // Лекции на VII Зимней школе-семинаре инженеров. Саратов, 1987. Т. 2. С. 74–99.
- [11] Коломенский А. А. Физические основы методов ускорения заряженных частиц. М., 1980. 302 с.
- [12] Гинзбург Н. С., Крутин С. Ю. // ЖТФ. 1986. Т. 56. Вып. 7. С. 1269–1279.
- [13] Сергеев А. С., Сморгонский А. В. // ЖТФ. 1987. Т. 57. Вып. 5. С. 906–912.

- [14] Рабинович М. И., Трубецков Д. Н. Введение в теорию колебаний и волн. М.: Наука, 1984. 107 с.
- [15] Братман В. Л., Гинзбург Н. С., Петелин М. И. // ЖЭТФ. 1979. Т. 76. Вып. 3. С. 830—843.
- [16] Карлинер М. М., Нежевский О. А., Фомель Б. М. и др. Препринт ИЯФ СО АН СССР. № 86-146. Новосибирск, 1986.
- [17] СВЧ энергетика / Под ред. Э. Окресса. М.: Мир, 1971. Т. 3. 237 с.
- [18] Каценеленбаум Б. З. // РИЭ. 1963. Т. 8. № 7. С. 1111—1113.

Институт прикладной физики
АН СССР
Горький

Поступило в Редакцию
3 марта 1988 г.