

Кулоновское взаимодействие образовавшихся в процессе распада e и p не учитывалось, но в силу центральной симметрии кулоновского поля трудно ожидать, что его учет изменит указанные корреляции.

Важно также подчеркнуть, что в формуле (8) переход к постоянному скрещенному полю ($E \perp H$, $E=H$ — постоянное поле, получаемое из поля волны предельным переходом $\lambda \rightarrow 0$, $\xi \rightarrow \infty$, $\lambda\xi = \text{const}$) невозможен, так как при разложении по параметру λ параметр ξ (а тем самым и q) предполагался конечным.

Наконец, заметим, что в условиях высокой интенсивности поля излучения рассмотренная задача может оказаться важной моделью для оценок хода бета-процессов в определенных стадиях коллапса массивных звезд. В этой связи представляется полезным продолжение исследования релятивистских эффектов.

Авторы благодарны за полезные обсуждения Л. Б. Окуню, Б. К. Керимову и В. Г. Багрову.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Гинзбург В. П. О физике и астрофизике. М.: Наука, 1980. [2] Тернов И. М., Родионов В. Н., Дорофеев О. Ф. ЖЭТФ, 1983, 84, с. 1225. [3] Тернов И. М., Родионов В. Н., Жулего В. Г., Студеникин А. И. Ядерная физика, 1978, 28, с. 1454. [4] Тернов И. М., Родионов В. Н., Лобанов А. Е., Дорофеев О. Ф. Письма в ЖЭТФ, 1983, 37, с. 288. [5] Тернов И. М. и др. Ядерная физика, 1984, 39, с. 1125. [6] Никишов А. И., Ригус В. И. ЖЭТФ, 1983, 85, с. 24. [7] Баранов И. Г. Деп. ВИНТИ № 6584-83. [8] Соколов А. А., Тернов И. М. Релятивистский электрон. М.: Наука, 1974. [9] Клименко Ю. И., Павлова О. С., Худомясов А. И. Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон., 1973, 14, № 6, с. 635. [10] Тернов И. М., Багров В. Г., Клименко Ю. И. Изв. вузов. Физика, 1968, № 2, с. 50. [11] Тернов И. М. и др. В кн.: Тр. VI Междунар. семинара «Проблемы физики высоких энергий и квантовой теории поля». Т. 1. Протвино, 1983, с. 326.

Поступила в редакцию
21.06.85

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1986, Т. 27, № 4

РАДИОФИЗИКА

УДК 621.385.6

РЕЛЯТИВИСТСКИЙ ГЕНЕРАТОР ПОВЕРХНОСТНОЙ ВОЛНЫ КОМБИНИРОВАННОГО ТИПА

Н. А. Гаруца, В. И. Канавец, А. И. Слешков

(кафедра радиофизики СВЧ)

В релятивистской сильноточной электронике при увеличении мощности релятивистских генераторов с поперечными размерами электродинамических структур порядка длины генерируемой волны возникли принципиальные трудности, приводящие к ограничению величины и длительности импульса излучения. Они обусловлены действием различных факторов, в том числе влиянием высокочастотного пробоя [1] и разрушением потока при генерации [2]. Для перехода к менее напряженным режимам работы, характеризваемым меньшими плотностями энергии у стенок, актуальным становится создание устройств с пространственно развитыми периодическими волноводами [3]. Работа таких устройств может быть основана на взаимодействии релятивистского электронного потока с замедленной волной, в том числе с замедленной поверхностной волной. Такие СВЧ-источники получили название

генераторов поверхностной волны (РГПВ). В качестве примера можно назвать одномодовый РГПВ, действующий при напряжениях пучка $V_0=500$ кВ и токе $I_0=3$ кА [4]. В настоящее время стоит задача увеличения мощности РГПВ путем перехода к более высоким напряжениям $V_0 \sim 1$ МВ и большим токам пучка $I_0 \sim 10$ кА.

Мощность релятивистских черенковских одномодовых генераторов зависит от величины магнитного фокусирующего поля, при этом может наблюдаться циклотронное увеличение или уменьшение выходного сигнала [5]. В связи с этим интересным представляется использование полученных результатов при исследовании генераторов поверхностной волны с повышенными значениями ускоряющего напряжения и тока пучка, в которых должны наблюдаться дополнительные особенности, обусловленные различными законами радиального изменения амплитуд пространственных гармоник.

1. Рассматривается взаимодействие потока с поверхностной волной пространственно-развитой электродинамической структуры, характерный поперечный размер которой D (рис. 1, а) много больше рабочей длины волны ($D \gg \lambda$). В таких условиях убывание амплитуды поверхностной волны в направлении, перпендикулярном стенкам волновода, приближенно описывается формулой теории плоских периодических решеток:

$$\frac{E_z(r)}{E_z(r_B)} = e^{-k_{\perp} \Delta r}, \quad k_{\perp} = \sqrt{k_z^2 - k^2} \simeq \frac{k_z}{\gamma_0}, \quad \Delta r = r - r_B,$$

где $E_z(r)$ и $E_z(r_B)$ — напряженности продольной компоненты электрического поля на радиусе r и на поверхности волновода $r=r_B$, k_z и k_{\perp} — продольное и поперечное волновые числа, γ_0 — релятивистский фактор, $\gamma_0 = 1 + \epsilon_0(\text{МэВ})/0,511$, ϵ_0 — энергия электронов. Убывание в e раз ($k_{\perp} \Delta r = 1$) достигается при $\Delta r \sim \gamma_0/k_z$. Упрощающие предположения справедливы при $\Delta r \ll D/2$, т. е. когда $D \gg 2r = 2\gamma_0/k_z$. При характерных значениях релятивистской поправки $\gamma_0 = 4 \div 5$ и взаимодействии потока и поля на частотах вблизи « π »-вида ($k_z d = \pi$) получаем $D \gg \lambda$, т. е. для рабочей длины волны $\lambda \sim 3$ см диаметр волновода РГПВ $D \geq 10$ см.

Оценку сопротивления связи поверхностной волны с потоком можно провести по упрощенным формулам для плоской системы в одноволновом приближении [6]:

$$R_{сз} = \frac{cW(k_{\perp})^2 e^{-2k_{\perp} \Delta r}}{(k_z)^2 v_{гр} k^2 \pi r_B},$$

где W — волновое сопротивление свободного пространства, $v_{гр}$ — групповая скорость основной волны в структуре, c — скорость света. Наибольшая связь потока и поля будет на частоте « π »-вида, когда $v_{гр} \rightarrow 0$. Однако в реальных условиях одноволновое приближение несправедливо, следует рассматривать одновременное взаимодействие с прямой и обратной волнами.

Более точный расчет требует многомодового рассмотрения, однако для достаточно длинной системы, согласованной на входе и выходе, можно ограничиться одномодовым приближением [7].

2. При рассмотрении поверхностных волн длина волны превышает удвоенный период гофрировки структуры. В этих условиях для конкретного расчета дисперсионных характеристик волновода можно перейти к эквивалентной системе с прямоугольной гофрировкой (см. рис. 1, а). Такой волновод характеризуется параметрами: D — диаметром гладкой части волновода, d — периодом структуры, h — высотой

гофра, δ — толщиной зубца. Переход от реальной гофрировки сложной формы к прямоугольной структуре может быть проведен различными путями, в том числе при сохранении объема возмущающих тел. Расчеты волновода с прямоугольной гофрировкой проводились по специально разработанной программе, основанной на сшивании полей в центрах канавок по методике [6].

Вычисление постоянных распространения проводилось в безразмерных параметрах: $D/\lambda=2-3$; $d/\lambda \approx 0,5$; $h/d \approx 0-0,6$. Конкретные результаты, представленные на рис. 1, б, относятся к диапазону сантиметровых волн (3 см), однако они могут быть использованы для качественного анализа процессов в других диапазонах и для волноводов с другой гофрировкой. Изменение глубины гофрировки изменяет вид

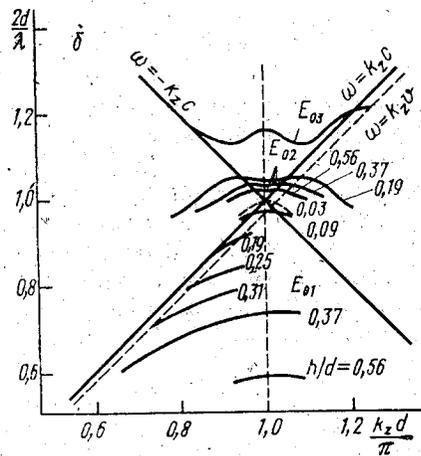
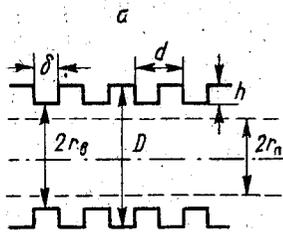


Рис. 1

дисперсионных характеристик прежде всего в области частот, близких к « π »-виду. Увеличение гофрировки (увеличение h) приводит к существенному опусканию линий, относящихся к моде низшего типа — E_{01} . Гофрировку с $h/d \approx 0,25$ следует считать достаточно сильной, обеспечивающей синхронизм потока и поля на удалении от « π »-вида границы полосы прозрачности; сопротивление связи потока и поля достаточно велико. В случае слабой гофрировки $h/d < 0,25$ дисперсионные кривые моды E_{01} прилегают к линиям $\omega = \pm k_z c$, взаимодействие потока и поля происходит вблизи « π »-вида границы полосы.

На рис. 1, б представлены точки пересечения дисперсионных кривых моды E_{01} и кинематических прямых, относящихся к потоку. При ускоряющих напряжениях 1—2 МВ замедление электронов характеризуется величинами $v/c = 0,94-0,98$. Точки пересечения лежат вблизи « π »-вида границы полосы. Такое условие синхронизма потока и поля определяет сложный режим работы устройства — усиление типа ЛБВ при наличии внутренней обратной связи типа ЛОВ, а результирующий процесс является процессом типа ЛОВ-ЛБВ [7].

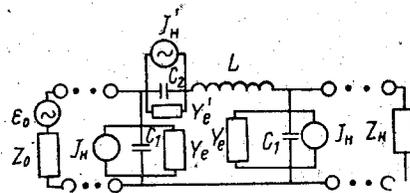


Рис. 2

3. Вихревое поле поверхностной волны в структуре описывается эквивалентной схемой, представленной на рис. 2. Электронный поток рассматривается в слабосигнальном приближении при помощи медлен-

ных и быстрых волн пространственного заряда (МВПЗ и БВПЗ) и циклотронных волн (МЦВ и БЦВ). Описание самосогласованного взаимодействия, потока и поля ведется с помощью подхода, основанного на разделении полей и токов на вихревые и потенциальные части [8]. Учитывается нагрузка волновода на входе Z_0 и выходе Z_n .

Параметры эквивалентной схемы определяются из системы уравнений, в которую входят частоты ω_0 и ω_n , соответствующие «0» ($k_z d = 0$) и «n»-виду колебаний, а также групповая скорость $v_{гр}$ в точке $k_{\perp} \rightarrow 0$:

$$\frac{C_1}{C_2} - \omega_0^2 LC_1 = 0, \quad \frac{C_1}{C_2} - \omega_n^2 LC_1 = -2, \quad C_2 = \frac{0,4\pi}{16W} \frac{\omega_0^2 (r_n)^4}{dv_{гр} e^2}$$

Первое и второе уравнения из этой системы следуют из дисперсионного уравнения эквивалентной цепочки $\varphi = k_z d = -\arccos(1 + C_1/C_2 - \omega^2 LC_1)$, записанного для частот $\omega = \omega_0$ и $\omega = \omega_n$, третье уравнение отражает условие равенства сопротивления связи $R_{св}^0$, выраженного через параметры эквивалентной схемы, сопротивлению $R_{св}$, найденному по методике [6] для малого замедления волн.

Дискретное взаимодействие i -й волны потока и поля в ячейках описывается при помощи коэффициентов продольного и поперечного взаимодействия

$$M_i = \mu_{ri} \mu_{zi}, \quad \mu_{zi} = \frac{\sin(\beta_i t_i / 2)}{\beta_i t_i / 2}, \quad i = 1 \div 4,$$

$\mu_{ri} = I_0(k_{\perp} r_n) / I_0(k_{\perp} r_b)$, $i=1$ (МВПЗ), $i=2$ (БВПЗ), $\mu_{ri} = I_1(k_{\perp} r_n) / I_1(k_{\perp} r_b)$, $i=3$ (МЦВ) и $i=4$ (БЦВ), β_i — постоянные распространения волн пучка, t_i — длина эквивалентной области взаимодействия поля и i -й волны потока, r_n — радиус потока, $I_0(x)$, $I_1(x)$ — модифицированные функции Бесселя. В эквивалентную схему вводятся наведенные точки $J_H = \sqrt{G_{0q}} (M_2 a_2 - M_1 a_1)$, $J_H = \sqrt{G_{0H}} (M_4 a_4 - M_3 a_3)$ (a_i — амплитуда i -й нормальной волны в потоке в области взаимодействия), а также электронные проводимости Y_e и Y_e' , определяемые изменением амплитуд волн в пучке в области пространства взаимодействия:

$$Y_e' = \left\{ \frac{G_{0q}}{8} (M_2^2 - M_1^2) + i \frac{G_{0q}}{4} \left[\frac{\varphi_2 - \sin \varphi_1}{\varphi_2^2} - \frac{\varphi_1 - \sin \varphi_2}{\varphi_1^2} \right] \right\},$$

$$Y_e = \left\{ \frac{G_{0H}}{8} (M_4^2 - M_3^2) + i \frac{G_{0H}}{4} \left[\frac{\varphi_2 - \sin \varphi_2}{\varphi_2^2} - \frac{\varphi_1 - \sin \varphi_1}{\varphi_1^2} \right] \right\},$$

где $\varphi_i = \beta_i t_i$, $G_{0H} = 2 \frac{\omega_H}{\omega} \frac{I_0}{V_0}$, $G_{0q} = 2 \frac{\omega_q}{\omega} \frac{I_0}{V_0}$, $\omega_H = \frac{\omega_{H0}}{\gamma}$ — релятивистская циклотронная частота, ω_q — редуцированная релятивистская плазменная частота.

4. В работе рассматриваются РГПВ, состоящие из двух секций, $V_0 = 1$ МВ, $I_0 = 7$ кА. Типичная геометрия устройства имеет вид, представленный на рис. 1, а. Исследование генераторов поверхностной волны показывает, что в области взаимодействия потока и поля наблюдается искажение дисперсионных характеристик. Без учета поперечного взаимодействия их вид аналогичен дисперсионным характеристикам, полученным в работе [7] при исследовании релятивистской ЛБВ-ЛОВ на гофрированном волноводе. Влияние структуры приводит к активной связи быстрой и медленной волн в пучке, смещению линии комплексного корня в область полосы прозрачности. Дисперсионные

характеристики системы при учете поперечного взаимодействия показаны на рис. 3 (φ — сдвиг фазы волны на ячейку, α — постоянная нарастания или затухания; пунктиром обозначены характеристики «холодной» системы). Наблюдается существенный сдвиг линии комплексного корня внутрь полосы. Этот сдвиг увеличивается из-за влияния поперечного взаимодействия, пассивные связи циклотронных волн с полем структуры могут приводить к внутренним обратным связям и облегчать самовозбуждение колебаний в системе или, наоборот,

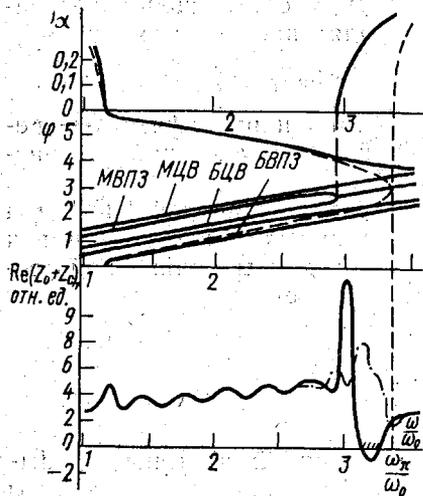


Рис. 3

препятствовать ему. Заметим, что положение линий циклотронных волн определяется индукцией фокусирующего магнитного поля B_0 . При рассматриваемых величинах магнитного поля быстрая циклотронная волна взаимодействует с полем структуры в области $\varphi = \beta_4 d \approx -\pi$,

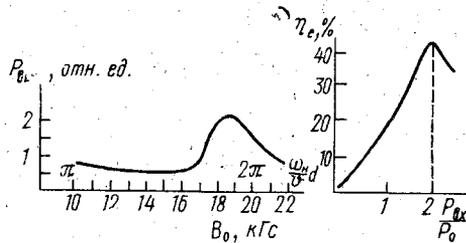


Рис. 4

Рис. 5

а медленная волна — в области $\varphi \approx 3\pi$. Ввиду возможности переноса кривых на 2π получается картина волн, показанная на рис. 3. Небольшое изменение B_0 вблизи резонанса приводит к сильному изменению вида дисперсионных характеристик — переходу от пассивной связи к активной и наоборот.

Зависимость усиления в системе от величины магнитного поля представлена на рис. 4. Она характеризуется резонансным увеличением выходной мощности при значениях $B_0 \approx 17-21$ кГс — это находится в соответствии с выводами, следовавшими из анализа дисперсионных характеристик.

Анализ условий самовозбуждения удобно проводить с использованием обычного подхода при анализе электронных приборов: самовозбуждение возникает в том случае, когда суммарное значение эквивалентных сопротивлений входного устройства Z_0 и структуры, связанной с электронным пучком, Z_c становится меньше нуля. Зависимости $\text{Re}(Z_0 + Z_c)$ от частоты представлены на рис. 3. При отсутствии поперечного взаимодействия ток пучка меньше стартовой величины (во всей полосе частот $\text{Re}(Z_0 + Z_c) > 0$ — штрих-пунктир). Введение поперечного взаимодействия в системе увеличивает обратные связи, которые приводят к самовозбуждению устройства ($\text{Re}(Z_0 + Z_c) < 0$ при $3,1 < \omega/\omega_0 < 3,25$), при этом самовозбуждение наблюдается прежде всего на частотах в непосредственной близости к границе полосы прозрачности.

5. Релятивистский генератор поверхностной волны по своему принципу действия пригоден для реализации высокоэффективного взаимодействия, особенно при использовании секционированного перио-

дического волновода. Дело в том, что в РГПВ в принципе может быть получено распределение поля, возрастающее по координате по требуемому закону. Предварительный анализ соответствующих режимов РГПВ удобно проводить в приближении индуцированного излучения потока заряженных частиц в поле с заданным распределением вихревого поля вдоль структуры. Продольное распределение поля можно, например, приближенно находить по данным линейной самосогласованной теории.

При исследовании энергообмена частицы, пролетающей через зазор взаимодействия, находится изменение релятивистской поправки

$$\Delta\gamma_{s,i} = \gamma_{s,i} - \gamma_{s-1,i} = M(\gamma_0 - 1)(V_s/V_0) \cos(\omega t_{is} + \varphi_i + \psi_s),$$

где V_s — напряжение в s -м зазоре, ψ_s — стационарная фаза s -го резонатора, φ_i — фаза влета i -й частицы в s -й зазор, ω — рабочая частота, M — коэффициент взаимодействия.

На рис. 5 представлены результаты расчета значений КПД для разных уровней входного сигнала. Распределение поля вдоль секции и модуляция потока на входе секции брались из данных линейной теории. Электронный КПД рассчитывался по формуле

$$\eta_e = \frac{\sum_{i=1}^I (\gamma_{s,i} - \gamma_0)}{I(\gamma_0 - 1)},$$

где $\gamma_{s,i}$ — значение релятивистской поправки для i -й частицы на выходе из секции, I — число частиц на электронную длину волны ($I=16$). Расчеты показали, что во второй секции или на выходном участке двухсекционной системы достигается большой уровень нелинейности в потоке и образуются электронные сгустки. При торможении сгустков в последовательности зазоров может реализовываться режим высокоэффективного взаимодействия с КПД $\eta > 40\%$.

Заключение. В многомодовых электродинамических структурах выбором вида периодических неоднородностей можно добиться условий существования поверхностной волны. При взаимодействии слаботампленной поверхностной волны с релятивистским электронным потоком вблизи границы полосы прозрачности ее мощность может быть распределена во всем объеме структуры, что может уменьшить высокочастотные пробои.

Изменяя диаметр потока и величину магнитного поля, можно изменять условия взаимодействия потока и поля структуры, изменять соотношение между продольным и поперечным взаимодействиями. При определенных значениях магнитного поля поперечное взаимодействие может носить резонансный характер, что облегчает самовозбуждение колебаний в РГПВ.

В двухсекционных РГПВ могут быть получены достаточно высокие электронные КПД, достигающие 40%.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Александров А. Ф. и др. В кн.: IV Всесоюз. симп. по сильноточной электронике. Т. 2. Томск, 1982, с. 168. [2] Бугаев С. П., Кошелев В. И., Канавец В. И., Черепенин В. А. Письма в ЖТФ, 1983, 9, № 22, с. 1385. [3] Канавец В. И. В кн.: IV Всесоюз. симп. по сильноточной электронике. Т. 2. Томск, 1982, с. 140. [4] Александров А. Ф., Галузо С. Ю., Канавец В. И., Плетюшкин В. А. ЖТФ, 1981, 51, с. 1727. [5] Канавец В. И., Слепков А. И. В кн.: IV Всесоюз. симп. по сильноточной электронике. Т. 2. Томск, 1982, с. 172. [6] Тараненко З. И., Трохименко Я. К. Замедляющие системы. Киев, 1965.

ОПТИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ

УДК 621.378.325

ВЛИЯНИЕ СИНХРОНИЗАЦИИ МОД НА ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ВСТРЕЧНЫХ ВОЛН В ТВЕРДОТЕЛЬНОМ КОЛЬЦЕВОМ ЛАЗЕРЕ

Е. Л. Клочан, Е. Г. Ларионов

(НИИЯФ)

Синхронизация мод в твердотельном кольцевом лазере (ТКЛ) представляет значительный интерес в связи с возможностью ослабления конкуренции встречных волн. При теоретическом исследовании активной синхронизации мод в ТКЛ в работах [1—3] использовался метод разложения по модам. В этих работах рассмотрена устойчивость стационарного режима активной синхронизации мод [2] и получены решения, описывающие режим биений встречных волн [3].

В настоящей работе для описания активной синхронизации мод в ТКЛ применяется пространственно-временной подход, аналогичный использовавшемуся в работах [4, 5] для линейных лазеров. Получена система разностных уравнений для параметров ультракоротких импульсов света (УКИ), учитывающая связь между встречными волнами за счет обратных отражений на модуляторе. Проанализированы решения этих уравнений в области захвата частот встречных волн. Найденны условия, позволяющие ослабить наблюдаемое в эксперименте [6, 7] подавление одной из встречных волн при изменении частоты модуляции.

1. Вывод системы уравнений. Будем исследовать поле излучения ТКЛ в фиксированном сечении резонатора, соответствующем середине модулятора ($z=0$). В этом случае напряженности полей встречных волн можно записать в виде

$$E_{1,2} = \frac{1}{2} e \{ \tilde{\mathcal{E}}_{1,2} e^{-\gamma_{1,2}(t-t_{1,2})^2 + j\omega_{1,2}(t-t_{1,2})} + \text{к. с.} \}.$$

Здесь e — единичный вектор, характеризующий поляризацию встречных волн; $\tilde{\mathcal{E}}_{1,2} = E_{1,2} e^{j\phi_{1,2}}$ — комплексные амплитуды встречных волн; параметры $\gamma_{1,2}$ характеризуют длительность УКИ ($\tau_{1,2} = 2 \ln 2 / \gamma_{1,2}$); $\omega_{1,2}$ — несущие частоты, которые могут быть смещены относительно центра линии усиления ω_0 .

Аналогично авторам работ [4, 5] рассмотрим изменение напряженности полей $E_{1,2}$ за один проход резонатора. С учетом связи встречных волн и вращения ТКЛ для $E_{1,2}$ можно записать следующее соотношение:

$$E_{1,2}(t+T) e^{\pm j\Omega T/2} = \sqrt{R} F \hat{K} E_{1,2}(t) + M_{1,2}(t). \quad (1)$$

Здесь $T=L/c$ — время обхода светом резонатора (L — периметр резонатора); Ω — разница собственных частот вращающегося резона-