

Активные ЛСЭ-клистроны как формователи фемтосекундных кластеров электромагнитного поля. Системы на базе двухпоточковой неустойчивости

В.В. Кулиш^{1,*}, А.В. Лысенко^{2,†}, А.Ю. Брусник¹

¹ *Национальный авиационный университет, пр. Космонавта Комарова, 1, 03680, Киев, Украина*

² *Сумский государственный университет, ул. Римского-Корсакова, 2, 40007, Сумы, Украина*

(Получено 24.10.2011; в отредактированной форме – 22.04.2012; опубликовано online 08.05.2012)

Проведен качественный анализ работы двухпоточковых активных ЛСЭ-клистронов, как нового класса электронных устройств, предназначенных для формирования фемтосекундных кластеров электромагнитного поля. Предложено три новые конструкционные схемы таких ЛСЭ. Детально проанализированы мультигармонические процессы в пролетной секции таких устройств.

Ключевые слова: двухпоточковая неустойчивость, клистроны, лазеры на свободных электронах, фемтосекундные кластеры электромагнитного поля.

PACS number: 41.60.Cr

ВВЕДЕНИЕ

Данная работа является четвертой частью цикла статей [1-3], которые посвящены анализу нового класса релятивистских электронных устройств – активных ЛСЭ-клистронов. Исключительной особенностью таких ЛСЭ, является то, что все они предназначены для формирования *фемтосекундных кластеров электромагнитного поля*.

В работе [1] впервые проведено общее качественное описание активных ЛСЭ-клистронов. Количественный анализ, в котором продемонстрирована принципиальная возможность создания таких устройств на базе мультигармонических секций традиционных «обычных» (параметрических) ЛСЭ, выполнен в [2, 3]. Показано, что, в принципе, такие устройства могут быть созданы на уже существующей технологической основе. Установлено, что необходимым условием для их практической реализации является наличие специального внешнего источника мультигармонического сигнала. Такой внешний источник должен генерировать мультигармонические электромагнитные сигналы заданной формы, что, в случае, например, сотен гармоник является не простой технической задачей. Кроме того, его характерной особенностью является то, что рабочая часть входного спектра (по крайней мере, в случае Н-убитронных мультигармонических систем) должна иметь явно выраженный «аномальный» характер: более высокие спектральные гармоники должны иметь более высокую амплитуду. Эта особенность обусловлена тем, что, как показал проведенный в [2, 3] анализ, гармоники входного сигнала с более высокими номерами в таком устройстве усиливаются меньше, чем гармоники с более низкими номерами. Таким образом, используемый здесь в качестве базового рабочий механизм «обычных» ЛСЭ не способен, как того требует описанный ранее в работе [1] принцип синтеза кластерных сигналов, сам по себе *эффективно генерировать высшие гармоники достаточной амплитуды*. Это объясняется, прежде всего, чисто параметрически-резонансной природой данно-

го базового механизма. Последний, как известно [4-9], обладает своеобразным механизмом «внутреннего фильтра». В результате, высшие гармоники взаимодействующих волн сигнала генерируются гораздо менее эффективно, чем нижние.

Таким образом, изучавшийся в [2, 3] класс активных ЛСЭ-клистронов функционально, по сути, является лишь *усилителем мощности* множественных спектральных гармоник внешних кластерных сигналов, но никак не формователем кластеров.

В данной статье анализируется другой тип активных ЛСЭ-клистронов, которые способны формировать мощный фемтосекундный электромагнитный кластер за счет эффективной генерации высших гармоник *в самой системе*. В таких приборах в качестве базового использован механизм мультигармонической генерации высших гармоник продольных волн пространственного заряда (ВПЗ) за счет двухпоточковой неустойчивости [10, 11]. Особенность двухпоточкового механизма состоит в том, что, в отличие от обсуждавшегося выше параметрического, он носит явно выраженную *нерезонансную* природу [4-6]. Как следствие, он не содержит того «внутреннего фильтра» высших гармоник, о котором упоминалось выше в связи с параметрической неустойчивостью [4-6]. В работе рассмотрены два варианта таких двухпоточковых ЛСЭ-клистронов: модели, в которых на вход поступает умеренно мощный монохроматический электромагнитный сигнал, а с выхода снимают сверхмощный кластерный и модели, в которых на вход поступает мультигармонический сигнал.

1. СХЕМЫ ЛСЭ-КЛИСТРОНОВ, БАЗОВЫЕ ПРИНЦИПЫ ДЕЙСТВИЯ И ОБОБЩЕННАЯ ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Пример версии конструкционной схемы, в котором реализована идея синтеза кластерной электромагнитной волны [1], при гармоническом (монохроматическом) входном электромагнитном сигнале, представлен на рис. 1.

* kulish2001@ukr.net

† lysenko_@ukr.net

Здесь монохроматический электромагнитный сигнал 1 (с частотой ω_1 и волновым числом k_1) поступает в рабочий объем первой системы накачки 8. Сюда же подается двухскоростной электронный пучок 7, формирующийся за счет слияния двух односкоростных пучков 3 и 6, источниками которых являются ускорители 4 и 5.

В соответствии с изложенным в работе [1], основным предназначением секции модулятора в данном кластерном активном клистроне является возбуждение в объеме двухскоростного пучка 7 мультигармонической волны пространственного заряда. В зависимости от особенностей модулятора, а именно того, является ли он резонансным или нерезонансным (см. подробнее в работе [1]), возможна реализация нескольких частных конструктивных вариантов исследуемых двухпоточковых ЛСЭ-клистронов (см. далее рис. 2-4).

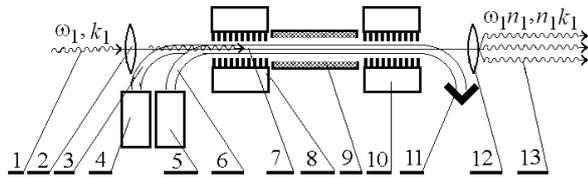


Рис. 1 – Конструктивная схема двухпоточкового кластерного ЛСЭ-клистрона с резонансным модулятором 8 и монохроматическим входным сигналом 1

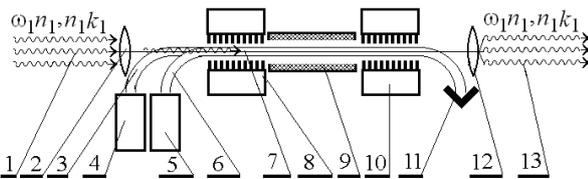


Рис. 2 – Конструктивная схема двухпоточкового кластерного ЛСЭ-клистрона с резонансным модулятором 8 и мультигармоническим входным сигналом 1

Сравнивая конструкции, приведенные на этих рисунках, видим, что отличительной особенностью схем, представленных на рис. 1-2, является *резонансная* компоновка модулятора [1]. Физический анализ показывает (см. ниже в данной работе), что, несмотря на внешнюю близость конструкций, они, все же, существенно отличаются физикой сценариев развития базовых процессов возбуждения мультигармонической ВПЗ в электронном пучке. В свою очередь, схема, представленная на рис. 1, также может иметь две модификации. А именно, случаи, когда система накачки 8 выполнена как гармоническая («монохроматическая») и мультигармоническая, соответственно. Это также оказывает существенное влияние как на физику процессов в модуляторе 8, так и работу устройства в целом.

Таким образом, для первой из возможных модификаций, приведенной на рис. 1, не только сигнал 1, но и система накачки 8 являются *монохроматическими*. Вследствие реализации эффекта параметрического резонанса монохроматическая волна сигнала 1 и накачки 8 возбуждают в электронном пучке 7 монохроматическую волну ВПЗ. Далее в пролетной секции 9 из-за эффекта двухпоточковой неустойчивости в пучке 7 генерируются высшие гармоники, то есть генерируется *мультигармоническая* ВПЗ, которая в оконечной ЛСЭ-секции 10 трансформируется в

фемтосекундную кластерную электромагнитную волну 13. Ключевые физические особенности такого типа процессов обсуждены далее в данной работе. А здесь же продолжим обсуждение технологических особенностей схем других конструктивных версий данного типа устройств.

Схема двухпоточкового кластерного ЛСЭ-клистрона с *мультигармоническим* входным сигналом, представлена на рис. 2. Ключевое отличие от схемы, приведенной на рис. 1, состоит в том, что здесь предусмотрено использование исходно мультигармонического входного сигнала 1. Поэтому первая система накачки 8 также должна быть мультигармонической. В итоге мультигармоническая ВПЗ формируется не в пролетной секции 9, а уже в области первой системы накачки 8. Изменяя форму входного мультигармонического сигнала 1, можем влиять на форму спектра мультигармонической ВПЗ, а значит, получаем еще одну возможность для оптимизации спектра выходного сигнала 13.

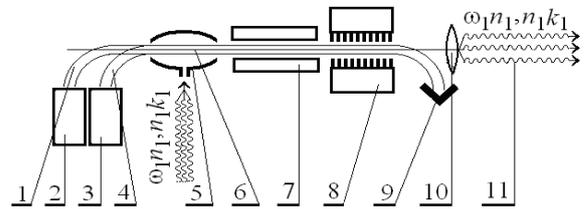


Рис. 3 – Конструктивная схема двухпоточкового кластерного ЛСЭ-клистрона с нерезонансным модулятором 5 и мультигармоническим (кластерным) входным сигналом

Конструктивные схемы, приведенные на рис. 3 и 4, представляют несколько иную ветвь технологической мысли в области двухпоточковых кластерных активных ЛСЭ-клистронов. Их главной отличительной особенностью является выбор *нерезонансной* конструкции для секции модуляции двухскоростного электронного пучка. Ключевая идея такого технического решения состоит в том, что нерезонансные модуляторы (см. подробнее рис. 13 в работе [1]) конструктивно намного проще, чем обсуждавшиеся выше резонансные. С другой стороны, когда базовым рабочим механизмом пролетной секции 7 (см. рис. 3 и 4) является двухпоточковая неустойчивость, известная в электродинамике своими исключительно высокими уровнями усиления [4-6, 12-14], необходимость применения именно резонансных секций модуляции перестает быть самоочевидной. Как показано далее и в последующих частях данной работы, использование нерезонансных модуляторов во многих практически интересных случаях оказывается намного более интересным с прикладной точки зрения.

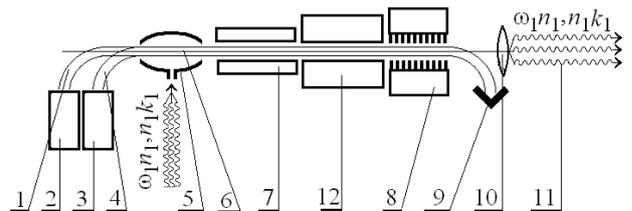


Рис. 4 – Конструктивная схема двухпоточкового кластерного ЛСЭ-клистрона с нерезонансным модулятором 7 и системой промежуточного ускорения электронного пучка 12

Как легко видеть из сравнения вариантов кон-

струкционных схем, проиллюстрированных на рис. 3 и рис. 4, их отличие заключается во введении во второе из устройств (рис. 4) системы *промежуточного ускорения* модулированного электронного пучка 12. Напомним, что аналогичный технический прием уже обсуждался нами ранее в теории однопотоковых активных ЛСЭ-клистронов, построенных на базе «обычных» ЛСЭ [2, 3]. Изменение энергии пучка существенно влияет на спектр выходного мультигармонического сигнала 11. В остальном же, в свете ранее сказанного в данной работе, принципы действия устройств, приведенных на рис. 3-4, на наш взгляд, достаточно самоочевидны и не требуют каких-либо дополнительных объяснений.

Обобщенная теоретическая модель двухпотокового кластерного ЛСЭ-клистрона для устройств, проиллюстрированных на рис. 1-4 представлена на рис. 5. Здесь единая область взаимодействия разбита на четыре части, каждая из которых функционально соответствует определенной секции устройств, конструкционные схемы которых представлены на рис. 1-4.

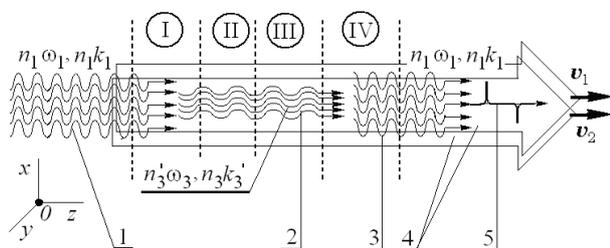


Рис. 5 – Обобщенная теоретическая модель двухпотокового кластерного ЛСЭ-клистрона для устройств, проиллюстрированных на рис. 1-4

Из рис. 5 следует, что электронный двухскоростной пучок со скоростями v_1 и v_2 парциальных пучков, направляемый в область взаимодействия кластерного ЛСЭ-клистрона, в процессе движения встречает первой секцию модуляции I (область резонансного или нерезонансного модулятора), затем последовательно проходит активную II и пассивную III части и пролетной секции. Далее он направляется в оконечную секцию IV. Количество вариантов конструкционных схем, различающиеся комбинациями секций, может быть достаточно большим, тогда как разнообразие различных их теоретических моделей оказывается гораздо меньшим. Это обстоятельство дает возможность рассматривать обобщенную теоретическую модель, представленную на рис. 5, как охватывающую если и не все, то хотя бы большинство вариантов.

2. АНАЛИЗ ДВУХПОТОКОВОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ В ПРОЛЕТНОЙ СЕКЦИИ

Прежде чем приступить к анализу физических процессов в резонансных модуляторах или оконечных секциях модели (рис. 5), сначала рассмотрим особенности физики двухпотоковой неустойчивости, как таковой. Такой порядок исследования мотивируем, прежде всего, тем, что двухпотоковая неустойчивость, фактически присутствует в каждой из секций каждого из кластерных ЛСЭ-клистронов, конструкционные варианты которых приведены выше на рис. 1-4.

Весь дальнейший анализ кластерного ЛСЭ, обобщенная модель которого представлена на рис. 5, далее построим следующим образом. Сначала рассмотрим физику базовых процессов в *пролетной* секции (область III, рис. 5), которые определяются исключительно двухпотоковой неустойчивостью. Внимание физике процессов в других секциях уделим в последующих частях данной работы.

Итак, невозмущенный пучок считаем однородным, двухскоростным (рис. 5), релятивистским и широким, так что влиянием границ на процессы взаимодействия волн на достаточном удалении от них можем пренебречь. Тепловым разбросом электронов по скоростям пренебрегаем. В качестве исходных принимаем квазигидродинамическое уравнение и уравнение непрерывности. Полагаем, что пучок, как целое, движется вдоль оси z в слабом фокусирующем магнитном поле (о классификации продольных магнитных полей в ЛСЭ более подробно см. в [4-6]).

В данном параграфе ограничиваемся лишь слабосигнальным анализом, в рамках которого амплитуды ВПЗ считаем малыми. Рассматриваем два варианта развития двухпотоковой неустойчивости. В первом из них (стандартном) на вход поступает слабый *монохроматический* сигнал в форме ВПЗ, который далее усиливается в системе за счет эффекта двухпотоковой неустойчивости [4-6, 12-14]. В рамках второго (нестандартного) полагаем, что на вход поступает слабая *мультигармоническая* ВПЗ, каждая спектральная компонента которой далее взаимодействует с плазмой двухскоростного сильноточного пучка *независимо* от других компонент. Т.е. в рамках второго варианта предполагается *параллельное одновременное и независимое усиление* многих спектральных компонент входного сигнала.

Очевидно, что формально первый из двух вариантов можем считать частным случаем второго. Реальные различия между ними носят чисто технологический характер, отражающий те или иные особенности рассматриваемых здесь конструкций изучаемого кластерного ЛСЭ. Поэтому далее в расчетной части анализа в слабосигнальном приближении принимаем за основу второй из вариантов, как более общий. Первый из них же будем учитывать только при обсуждении физических особенностей той или иной конструкции пролетной секции.

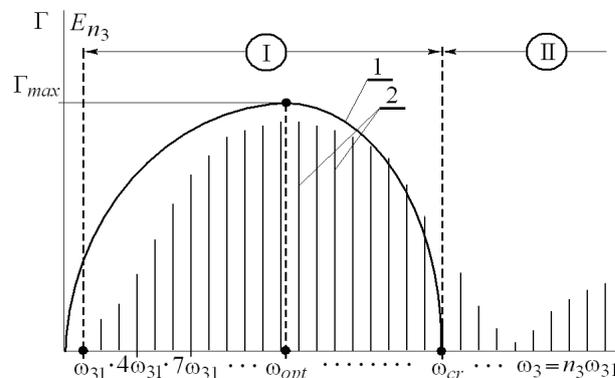


Рис. 6 – Зависимость инкремента нарастания ВПЗ (кривая 1) от ее частоты и типичный для кластерных ЛСЭ спектр 2 высших гармоник ВПЗ в двухпотоковом сильноточном релятивистском пучке

Следуя далее хорошо известному алгоритму тео-

рии слабосигнального приближения нетрудно получить известные дисперсионные соотношения для продольных электронных волн в двухскоростном пучке [4-6]. Частично некоторые особенности этих решений проиллюстрированы на рис. 6. Здесь учтена выше упомянутая характерная особенность развития двухпотоковой неустойчивости. А именно то, что в области пролетной секции, кроме первой, исходно могут присутствовать также и высшие гармоники ВПЗ. Формально обобщая известные дисперсионные соотношения [4-6, 12-14] не сложно получить выражение:

$$k_3(n_3\omega_{31}) = \frac{n_3\omega_{31}}{v_0} \pm \Gamma'(n_3\omega_{31}), \quad (1)$$

где: ω_{31} – циклическая частота первой гармоники ВПЗ, $n_3 = 1, 2, \dots, N'$ – текущий номер гармоники ВПЗ, N' – максимальный номер гармоники, учитываемый в расчете, $v_0 = (v_{01} + v_{02})/2$ – средняя скорость двухскоростной системы, v_{01} и v_{02} – начальные продольные скорости парциальных пучков на входе, Γ' – поправка к линейной части закона дисперсии (в общем случае комплексная).

Несложный анализ позволяет установить, что в случае исходно монохроматической на входе ВПЗ, в принятом здесь слабосигнальном приближении, эффект генерации высших гармоник (начиная с $n_3 = 2$), как и предполагалось выше, места не имеет. Аналогично, каждая из спектральных компонент в варианте с исходно мультигармоническим спектром на входе в пролетную секцию, как также отмечалось выше, усиливается независимо от других компонент. Пример такого линейно-мультигармонического спектра показан на рис. 6.

Далее отметим, что заметная взаимная связь между гармониками начинает проявляться лишь на длинах системы больших, чем это разрешено соответствующими критериями слабосигнальной теории [4-6]. Такого рода эффекты должны появляться в рамках теорий более высоких приближений по выбранному малому параметру задачи [4-6].

Сам по себе факт усиления ВПЗ трактуется как возникновение в исследуемой квазилинейной системе двухпотоковой неустойчивости. Как показывает элементарный анализ, результат усиления каждой из спектральных компонент ВПЗ существенно зависит как от номера ее гармоники n_3 , так и соотношений типа ω_{31}/ω_{opt} , ω_{31}/ω_{cr} (соответствующие определения для величин ω_{opt} и ω_{cr} даны ниже; см. также рис. 6).

При выполнении условия

$$|\Gamma'(v_{01} - v_{02})/\omega_p \ll 1|, \quad (2)$$

которое, как правило, выполняется в случае сильноточных релятивистских пучков (в том числе и потому, что при $v_{01}, v_{02} \rightarrow c$ имеет место соотношение $(v_{01} - v_{02}) \rightarrow 0$), явное выражение для поправки Γ' можно представить в относительно простой аналитической форме [4-6]:

$$\Gamma' \cong \pm \left(\frac{\omega_p}{v_0 \gamma^{3/2}} \right) \left\{ \left(\frac{\omega_3 \delta}{\omega_p} \right)^2 \gamma_0^3 + 1 \pm \left[4 \left(\frac{\omega_3 \delta}{\omega_p} \right)^2 \gamma_0^3 + 1 \right]^{1/2} \right\}^{1/2} \quad (3)$$

где ω_p – плазменная частота каждого из парциальных электронных пучков, $\delta = (v_{01} - v_{02})/v_0$ – нормированная раздвижка между их скоростями, $\gamma_0 = (1 - (v_0/c)^2)^{-1/2}$ – средний релятивистский фактор двухпотоковой системы, c – скорость света в вакууме, $\omega_3 = n_3\omega_{31}$.

Таким образом, как следует из (3), в двухскоростном пучке может распространяться четыре типа собственных волн ВПЗ. Важно отметить, что физические особенности этих волн оказываются существенно различными. Физической границей между этими наборами волн служит критическая частота [4-6]

$$\omega_{cr} = \omega_p / (\sqrt{2} \delta \gamma_0^{3/2}),$$

начиная с которой условия для реализации двухпотоковой неустойчивости уже не выполняются и, соответственно, все корни (3) являются действительными. На данном этапе исследования основное внимание уделяем изучению области I на рис. 6, в которой реализуется противоположный случай, и существуют нарастающая, затухающая, быстрая и медленная волны.

При условии $\omega_3 < \omega_{cr}$ из (3) получаем два комплексно сопряженных решения. Эти решения соответствуют нарастающей ($\Gamma' = +i|\Gamma'|$) и затухающей ($\Gamma' = -i|\Gamma'|$) волнам. Несложный анализ выражения (3) на наличие экстремумов функции $\Gamma'(\omega_3)$ позволяет определить, что величина мнимой добавки Γ' в (2) (при этом $Re\{\Gamma'\} = 0$) достигает максимума для нарастающей волны

$$\Gamma_{max} = \omega_p / (2v_0 \gamma_0^{3/2}) \quad (4)$$

на частоте

$$\omega_{opt} = \sqrt{3} \omega_p \gamma_0^{3/2} (1 - \gamma_0^{-2}) / \Delta \gamma_0, \quad (5)$$

где $\Delta \gamma_0 = \gamma_{01} - \gamma_{02} \approx 2(v_0/c)^2 \gamma_0 \delta$, $\gamma_i = (1 - (v_i/c)^2)^{-1/2}$ – релятивистский фактор i -го парциального пучка.

Сравнивая выражения (4) и (5) с аналогичными, хорошо известными в литературе нерелятивистскими вариантами этих формул [12], можно сделать два важных вывода.

Первый из них состоит в том, что, как следует из (4), увеличение релятивизма пучка (описываемого релятивистским фактором γ_0) приводит к снижению максимального инкремента нарастания Γ_{max} . На практике негативное влияние релятивизма может быть заметно смягчено тем обстоятельством, что релятивистские пучки, как правило, являются более сильноточными и плотными (т.е., характеризуются большими значениями парциальной плазменной частоты ω_p), чем нерелятивистские. Однако в любом случае это означает, что использование существенно релятивистских пучков в двухпотоковых системах оказывается практически нецелесообразным.

Второй вывод также касается релятивизма, одна-

ко, на этот раз – его положительного влияния. Нетрудно видеть, что тот же релятивизм, как это следует из (5), позволяет существенно увеличить оптимальную частоту ω_{opt} , причем, вплоть до видимого диапазона частот. При этом большую роль также начинает играть то обстоятельство, что с ростом γ_0 также уменьшается величина релятивистской раздвижки $\Delta\gamma_0$ (поскольку, как уже отмечалось, при $v_{01}, v_{02} \rightarrow c$ имеет место соотношение $(v_{01} - v_{02}) \rightarrow 0$). Именно эта особенность двухпотоковой неустойчивости и делает ее на сегодня столь многообещающей для практики.

Далее напомним, что помимо нарастающей и затухающей волн, в области I (см. рис. 6) для каждой электронной гармоники также возбуждаются медленная и быстрая ВПЗ:

$$\Gamma' = \pm \Gamma_{1,2} = \pm \frac{\sqrt{15}}{2} \frac{\omega_p}{v_0 \gamma_0^{3/2}}. \quad (6)$$

Кроме того, анализируя (3) легко убедиться, что при $\omega_3 > \omega_{cr}$, т.е., при номерах гармоник $n > \omega_{cr}/\omega_{31}$, двухпотоковая неустойчивость уже места не имеет. При этом для каждой гармоники ВПЗ вместо четверки обсуждавшихся выше волн возбуждается четыре так называемых *закритических электронных волны*, являющиеся, в отличие от случая волн в области I, не нарастающими:

$$k_3^{(1,2)} = \frac{\omega_3}{v_{01}} \pm \frac{\omega_p}{v_0 \gamma_0^{3/2}}, \quad k_3^{(3,4)} = \frac{\omega_3}{v_{02}} \pm \frac{\omega_p}{v_0 \gamma_0^{3/2}}. \quad (7)$$

Выше описанный набор ВПЗ исчерпывает все типы собственных волн простейшей релятивистской двухпотоковой системы, которые могут быть описаны в рамках использовавшейся слабосигнальной теории. При переходе к следующим (квадратичному и более высоким) приближениям законы дисперсии упомянутых волн получают соответствующие нелинейные добавки, которые, как мы далее убедимся, существенно усложняют общую эволюцию двухпотоковой системы. Однако гораздо более важным при этом является то, что кроме того начинают появляться и другие типы неустойчивостей, преимущественно, резонансного типа, в том числе и волновые параметрические резонансы между указанными выше типами продольных волн.

3. НЕКОТОРЫЕ КЛЮЧЕВЫЕ ОСОБЕННОСТИ СИСТЕМ НА БАЗЕ ДВУХПОТОКОВОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ

Двухпотоковая неустойчивость в сильноточных релятивистских пучках обладает двумя ключевыми особенностями [10, 11, 14-18], которые, в основном, и делают ее столь интересной для использования в двухпотоковых кластерных ЛСЭ-клистроны. Обсудим кратко эти особенности, производя некоторые простейшие числовые оценки, которые иллюстрируют некоторые из выше описанных свойств двухпотоковых систем.

Полагаем, например, $\omega_p \sim 2 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}$ (что реально для сильноточных электронных пучков), $\gamma_0 \sim 10$ (что

соответствует энергии электронов $\sim 5 \text{ МэВ}$; при этом средняя скорость пучков приближается к скорости света $v_0 \sim c$). Тогда, используя выражение (4), для максимального инкремента нарастания нетрудно получить: $\Gamma_{\max} \sim 0,1 \text{ см}$. Последнее означает, что при длине области взаимодействия, например, три метра (что, в принципе, относительно несложно обеспечить для сильноточных ЛСЭ) линейный коэффициент усиления слабой входной монохроматической ВПЗ может достигать фантастических величин $\sim \exp(30)$! Вот почему двухпотоковая неустойчивость считается одной из самых сильных в электродинамике.

Важно отметить при этом, что на практике такого уровня линейные усиления в действительности реализованы быть не могут. Прежде всего, потому, что этому препятствуют нелинейные эффекты разного рода, появляющиеся при гораздо меньших длинах L (см. ниже в данной работе). Включая такие, например, как активная генерация мультигармоник ВПЗ [10, 11]. В данном случае, однако, последнее не так важно. Произведенная выше числовая оценка продемонстрировала главное – *потенциально высокие усилительные способности* двухпотоковых (следовательно, и плазменно-пучковых, как их частной разновидности) систем. Исторически именно это обстоятельство и стимулировало в свое время появление первых работ по двухпотоковым и плазменно-пучковым ЛСЭ.

Продолжим числовые оценки. Обратимся к обсуждению частотных особенностей двухпотоковой неустойчивости, взяв за основу формулу для оптимальной частоты ω_{opt} (5). А именно, при тех же, что и в первом случае, значениях параметров ω_p , γ_0 и полагая, кроме того, $\Delta\gamma_0 \sim 0,1 \div 0,01$ (что соответствует раздвижкам парциальных пучков по энергиям $(50 \div 5) \text{ кэВ}$) для оптимальной частоты ω_{opt} получаем: $\omega_{opt} \sim 10^{14} \div 10^{15} \text{ с}^{-1}$. Или, другими словами, приходим к выводу, что в случае достаточно сильноточных и качественных релятивистских пучков возможна ситуация, когда оптимальная частота ВПЗ двухпучковой системы лежит в оптическом диапазоне. Очевидно, что в технологическом плане на сегодня преобразование энергии таких продольных ВПЗ в энергию поперечных электромагнитных волн не является проблемой. Прежде всего, благодаря достижениям современной техники сильноточных ЛСЭ, построенных именно на физических механизмах взаимного преобразования поперечных электромагнитных волн и продольных ВПЗ. Поэтому можно сказать, что именно эта уникальная особенность релятивистской версии двухпотоковой неустойчивости (работать в видимом диапазоне) и делает ее перспективной физико-технологической основой для создания целой гаммы двухпотоковых ЛСЭ различного назначения, включая обсуждаемые здесь кластерные фемтосекундные активные ЛСЭ-клистроны.

Таким образом, как это следует из выше произведенного рассмотрения (и наглядно проиллюстрировано на рис. 6), двухпотоковая неустойчивость реализуется в области частот I (т.е., при $\omega_3 \leq \omega_{cr}$). Это означает, что слабый входной ВПЗ сигнал с частотой ω_{31} усиливается всегда, если он попадает в область двухпотоковой неустойчивости I (см. рис. 5). В моно-

хроматических двухпотоковых ЛСЭ [4-6, 14-18] частоту первой гармоники ВПЗ ω_{31} при этом традиционно выбирают близкой к оптимальной ω_{opt} , поскольку именно в этом случае, согласно (4) можно рассчитывать на максимум усиления. И это естественно, потому что одной из главных целей при создании любого монохроматического усилителя или генератора является достижение максимального усиления при минимальной длине.

Совершенно иная ситуация возникает в случае мультигармонических двухпотоковых ЛСЭ [10, 11]. Здесь разные гармоники ВПЗ соответствуют разным значениям инкремента Γ' (рис. 6), т.е., все гармоники усиливаются по-разному. В случае кластерных ЛСЭ это обстоятельство играет ключевую роль, поскольку здесь основной задачей является формирование узких пучков мультигармонических поперечных кластеров электромагнитного поля. В силу базовой физики процесса трансформации продольной ВПЗ в поперечный электромагнитный сигнал, выполнение поставленной задачи оказывается возможной технологически лишь в том случае, когда в спектре ВПЗ присутствует достаточно длинный «аномальный» участок. А именно, участок, на котором спектральные компоненты с большими номерами гармоник обладают и большими амплитудами. Пример такого аномального участка качественно представлен на рис. 6 – см. интервал частот от ω_{31} до примерно ω_{opt} .

Необходимость наличия «аномального» участка объясняется тем, что спектр магнитных осцилляторов, чаще всего используемых для накачки в кластерных ЛСЭ, как правило, оказывается явно ниспадающим [1]. Далее учтем, что, как показано в последующих частях данной работы, основной вклад в формирование каждой m -ой спектральной компоненты сигнала E_{1m} (вдали от насыщения) вносят квадратичные слагаемые укороченных уравнений пропорциональные $\sim E_{3m}H_{2m}$ (где E_{3m} и H_{2m} – амплитуды m -ых гармоник электрического поля сигнала и магнитного поля накачки). В этой связи становится очевидным, что только в случае «аномальной» зависимости $E_{3m}(m)$ при ниспадающей аналогичной зависимости $H_{2m}(m)$ удастся получить достаточно длинный участок спектра с примерно одинаковыми спектральными амплитудами E_{1m} . Напомним, что именно такой характер спектра присущ фемтосекундным кластерным электромагнитным волнам [1].

Как отмечалось ранее в работе [1], на базе некоторых систем с доплерotronной накачкой, в принципе, возможно создание кластерных каскадных ЛСЭ, в которых требование к «аномальности» спектра ВПЗ не стоит так жестко. К сожалению, на сегодня такого рода модели практически не исследованы. Поэтому, как показывает уже произведенный анализ большинства наиболее интересных для практики специальных моделей Н-убитронного типа, чем более длинным оказывается «аномальный» участок спектра ВПЗ, тем более узкими являются кластеры, тем более «интересными» оказываются практические задачи, которые может решать исследуемая система.

Однако в свете вышесказанного не до конца ясным оказывается ответ на вопрос: как и за счет каких особенностей обсуждаемых физических механизмов такая задача может быть реально выполнена? Адекватный физический ответ был предложен еще в работах [5, 10]. А именно, для этого следует переходить к моделям, в которых частота первой гармоники ВПЗ ω_{31} оказывается много меньшей, чем оптимальная частота ω_{opt} . В таком случае, как это проиллюстрировано на рис. 6, каждая последующая гармоника (вплоть до гармоники $n_3 \approx \omega_{opt}/\omega_{31}$) усиливается с большим инкрементом усиления Γ , чем предыдущая. Беря за основу, например, выше обсуждавшийся вариант числовых оценок формул (4), (5) ($\omega_{opt} \sim 10^{15} \text{ c}^{-1}$) легко видеть, что при выборе частоты первой гармоники, скажем, в субмиллиметровом диапазоне ($\omega_{31} \sim 10^{13} \text{ c}^{-1}$) «аномальная» часть спектра кластерной ВПЗ может содержать ~ 100 гармоник. В таком случае для полуширины кластера $\tau_{p2} \approx \pi/(n_3\omega_{31}) \sim \pi/\omega_{opt}$ (см. подробнее в работе [1]) можно получить числовую оценку именно в интересующем нас фемтосекундном диапазоне: $\tau_{p2} \sim \pi \cdot 10^{15} \text{ c}^{-1}$ (при периоде кластерной волны $T_{31} \sim 2\pi \cdot 10^{-13} \text{ c}$). Коэффициент компрессии f_{com} (см. выражение (1) в работе [1]) в данном случае достигает значений $f_{com} \sim 50$.

Таким образом, произведенные оценки наглядно иллюстрируют две ключевых особенности двухпотоковой неустойчивости в сильноточных релятивистских электронных пучках. Первая из них состоит в способности двухпотоковых ЛСЭ работать в видимом диапазоне ($\omega_{opt} \sim 10^{14} - 10^{15} \text{ c}^{-1}$). Вторая – проявляется в виде явно выраженной склонности к генерации большого числа высших гармоник ВПЗ. С одной стороны, сделанные выводы во многом проясняют физический смысл базовых принципов конструирования кластерных ЛСЭ, обсуждавшихся ранее в работе [1]. С другой же – они демонстрируют то обстоятельство, что даже в рамках такой простейшей (слабосигнальной) теории двухпотоковых сильноточных систем физика базовых процессов оказывается далеко не столь простой. Очевидно поэтому, что дальнейшее развитие теории в направлении более полного учета влияния разного типа нелинейностей более высокого порядка должно привести к еще большему усложнению как общей физической картины взаимодействия, так и самой теории.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе, произведен анализ двухпотоковых кластерных ЛСЭ-клистронов, как нового класса устройств. Из четырех рассмотренных конструктивных схем и их теоретических моделей три (системы с мультигармоническим входным сигналом, с нерезонансным модулятором и промежуточным ускорением) рассмотрены впервые. Детально в слабосигнальном приближении проанализированы мультигармонические процессы в пролетной секции двухпотокового кластерного ЛСЭ-клистрона.

Active FEL-Klystrons as Formers of Femto-Second Clusters of Electromagnetic Field. Systems on the Basis of Two-Stream Instability

V.V. Kulish¹, A.V. Lysenko², A.Ju. Brusnik¹

¹ National Aviation University, 1, Kosmonavta Komarova ave., 03680, Kiev, Ukraine

² Sumy State University, 2, Rymsky Korsakov Str., 40007 Sumy, Ukraine

A general analysis of the two-stream cluster FEL-klystrons, as a new high efficient class of electronic devices, intended for generation of femto-second clusters of electromagnetic field has been performed. Three models are described firstly in the article. Detail weak-signal analysis of multi-harmonic processes within the FEL-klystron transition section is accomplished.

Keywords: Femto-second clusters of electromagnetic field, Free-electron lasers, Klystrons, Two-stream instability.

Активні ЛВЕ-клістроны як формувачі фемтосекундних кластерів електромагнітного поля. Системи на основі двопотокової нестійкості

В.В. Кулиш¹, О.В. Лисенко², А.Ю. Бруснік¹

¹ Національний авіаційний університет, пр. Космонавта Комарова, 1, 03680, Київ, Україна

² Сумський державний університет, вул. Римського-Корсакова, 2, 40007, Суми, Україна

Проведено якісний аналіз роботи двопотокових активних ЛВЕ-клістронов, як нового класу електронних пристроїв, які призначені для формування фемтосекундних кластерів електромагнітного поля. Запропоновано три нові конструкційні схеми таких ЛВЕ. Детально проаналізовані мультигармонічні процеси у пролітній секції таких пристроїв.

Ключові слова: двопотокова нестійкість, клістроны, лазери на вільних електронах, фемтосекундні кластери електромагнітного поля.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. В.В. Кулиш, А.В. Лысенко, А.Ю. Брусник, *Ж. нано-електрон. фіз.* **2** №2, 50 (2010) (V.V. Kulish, A.V. Lysenko, A.Ju. Brusnik, *J. Nano- Electron. Phys.* **2** No2, 96 (2010)).
2. В.В. Кулиш, А.В. Лысенко, А.Ю. Брусник, *Ж. нано-електрон. фіз.* **2** №3, 54 (2010) (V.V. Kulish, A.V. Lysenko, A.Ju. Brusnik, *J. Nano- Electron. Phys.* **2** No3, 48 (2010)).
3. В.В. Кулиш, А.В. Лысенко, А.Ю. Брусник, *Ж. нано-електрон. фіз.* **3** №3, 100 (2011) (V.V. Kulish, A.V. Lysenko, A.Ju. Brusnik, *J. Nano- Electron. Phys.* **3** No3, 100 (2011)).
4. V.V. Kulish, *Hierarchical Electrodynamics and Free Electron Lasers* (CRC Press: Taylor & Francis Group: 2011).
5. V.V. Kulish, *Hierarchical methods: Undulative electrodynamic systems, Vol.2* (Dordrecht/Boston/London: Kluwer Academic Publishers: 2002).
6. V.V. Kulish, *Methods of averaging in nonlinear problems of relativistic electrodynamic* (Atlanta: World Federation Publishers: 1998).
7. T.C. Marshall, *Free electron laser* (MacMillan: New York, London: 1985).
8. H.P. Freund, and T.M. Antonsen, *Principles of Free Electron Lasers* (Springer: Berlin-Heidelberg-New York-Tokyo: 1996).
9. F.P. Miller, A.F. Vandome, J. McBrewster. *Free Electron Laser* (VDM Publishing House Ltd: 2010).
10. V.V. Kulish, O.V. Lysenko, V.I. Savchenko, I.G. Majornikov, *Laser Physics* **15**, 1629 (2005).
11. В.В. Кулиш, А.В. Лысенко, М.Ю. Ромбовский, *Физика плазмы* **36**, 637 (2010) (V.V. Kulish, A.V. Lysenko, M.Yu. Rombovsky, *Plasma Phys. Rep.* **36**, 594 (2010)).
12. М.И. Рабинович, Д.И. Трубецков, *Введение в теорию колебаний* (Ижевск: НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика»: 2000).
13. King-Yuen Ng, *Physics of Intensity Dependent Beam Instabilities* (World Scientific Publishing Co.: Singapore: 2006).
14. C.N. Lashmore-Davies, *Phys. Plasmas* **14**, 092101 (2007).
15. О.Н. Болонин, В.В. Кулиш, В.П. Пугачев, *Укр. физ. журнал* **33**, 1465 (1988).
16. В.В. Кулиш, В.П. Пугачев, *Физика плазмы* **17**, 696 (1991).
17. W. Liu, Z. Yang, Z. Liang, *Int. J. Infrared Milli.* **27**, 1073 (2006).
18. H. Mehdian, N. Abbasi, *Phys. Plasmas* **15**, 013111 (2008).