

PACS number: 41.60.Cr

**АКТИВНЫЕ ЛСЭ-КЛИСТРОНЫ КАК ФОРМИРОВАТЕЛИ  
ФЕМТОСЕКУНДНЫХ КЛАСТЕРОВ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ.  
ОПИСАНИЕ МОДЕЛЕЙ НА БАЗЕ СЕКЦИЙ «ОБЫКНОВЕННОГО» ЛСЭ**

***В.В. Кулиш<sup>1</sup>, А.В. Лысенко<sup>2</sup>, А.Ю. Брусник<sup>1</sup>***

<sup>1</sup> Национальный авиационный университет,  
пр. Космонавта Комарова, 1, 03680, Киев, Украина  
E-mail: [kulish2001@ukr.net](mailto:kulish2001@ukr.net)

<sup>2</sup> Сумской государственной университет,  
ул. Римского-Корсакова, 2, 40007, Сумы, Украина

*Произведено качественное обсуждение особенностей фемтосекундных активных кластерных ЛСЭ-клистронов, построенных на базе секций «обычного» ЛСЭ. Предложены теоретические модели двух разновидностей таких устройств, отличающихся компоновкой блока ускорителя электронного пучка. А именно, в одной из моделей (модель с промежуточным ускорением) часть ускорительных секций размещено между секциями модуляции пучка и энергоотбора, соответственно. Произведена постановка задачи и получена базовая система укороченных уравнений в кубически нелинейном приближении для комплексных амплитуд гармоник резонансно взаимодействующих волн.*

***Ключевые слова:* ЛАЗЕРЫ НА СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНАХ, ФЕМТО-СЕКУНДНЫЕ КЛАСТЕРЫ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ, АКТИВНЫЕ КЛИСТРОНЫ.**

*(Получено 16.07.2010, в отредактированной форме – 09.09.2010)*

## **1. ВВЕДЕНИЕ**

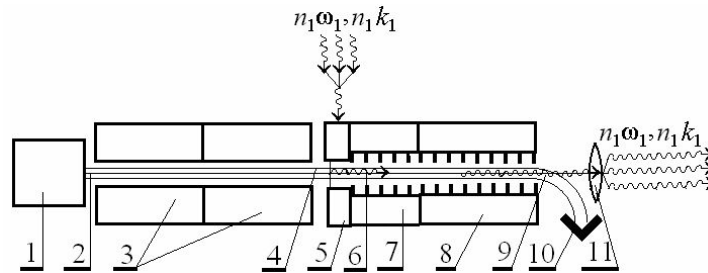
Данная работа является второй частью статьи [1], где произведено общее качественное описание нового класса релятивистских электронных устройств – активных ЛСЭ-клистронов, предназначенных для формирования фемтосекундных кластеров электромагнитного поля. В работе [1] проведено обсуждение серии возможных теоретических моделей таких лазеров на свободных электронах (ЛСЭ), а также конструктивных схем их реализующих.

В отличие от работы [1], где основной упор сделан на общее описание активных ЛСЭ-клистронов, как класса устройств, здесь главное внимание уделено гораздо более подробному анализу только двух их частных версий. Отличительной их чертой является использование, как основы, мультигармонических секций традиционных («обычных») параметрических ЛСЭ.

Данная работа состоит из двух частей. В первой (представленной) произведено обсуждение выбранных для изучения конструктивных схем и их теоретических моделей. Во второй – описаны результаты нелинейного мультигармонического численно-аналитического анализа этих теоретических моделей.

## 2. КОНСТРУКЦИОННЫЕ СХЕМЫ ИЗУЧАЕМЫХ ВЕРСИЙ АКТИВНЫХ ЛСЭ-КЛИСТРОНОВ

Примеры конструкционных схем ЛСЭ-клистронов обсуждаемого типа проиллюстрированы на рис. 1 и 2. Из рисунков видно, ключевое отличие между ними состоит, прежде всего, в исполнении секции ускорения электронного пучка. В том числе, в варианте, что приведен на рис. 1, весь ускорительный блок 3, как целое, размещен традиционно, т. е., между инжектором 1 и системой ввода мультигармонического входного сигнала 5.

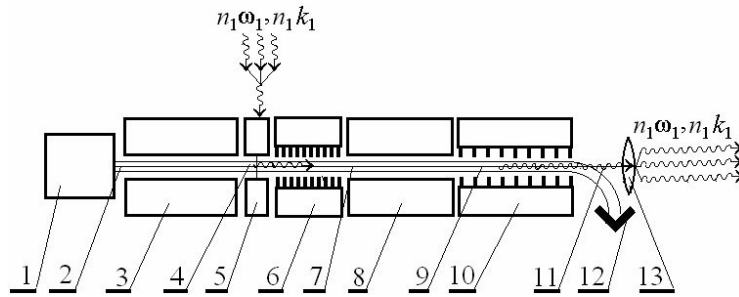


**Рис. 1** – Конструкционная схема активного ЛСЭ-клистрона с «традиционным» размещением ускорительных субблоков: 1 – электронный инжектор; 2 – инжектируемый электронный пучок; 3 – субблоки электронного ускорителя; 4 – ускоренный электронный пучок; 5 – система ввода мультигармонического сигнала с спектром  $n_1\omega_1, n_1k_1$  (где  $n_1$  – номера гармоник входного сигнала,  $\omega_1$  и  $k_1$  – его циклическая частота и волновое число); 7 – первая секция системы мультигармонической накачки; 8 – вторая секция системы мультигармонической накачки; 9 – выходной кластерный (мультигармонический) электромагнитный сигнал; 10 – система рекуперации и коллектор электронов; 11 – система вывода кластерного (мультигармонического) электромагнитного сигнала

В то же время, во втором варианте, представленном на рис. 2, размещение блоков системы ускорения выглядит несколько парадоксально. А именно, весь общий ускорительный блок поделен на два субблока 3 и 8. Причем, только субблок 3 (см. рис. 2), как и в первом случае, размещен традиционно (т.е., так же как в случае, проиллюстрированном на рис. 1). Второй же из них 8 размещен между двумя секциями мультигармонической системы накачки 6 и 10.

Оба обсуждаемых варианта активных ЛСЭ-клистронов на рис. 1 и 2, как отмечалось, являются частными реализациями обобщенной конструкционной схемы, обсуждавшейся уже в первой части данной работы [1]. Поэтому их базовые рабочие принципы, в главном, совпадают с уже описанными там. В этой связи здесь ограничимся лишь краткими комментариями одного из наиболее специфичных конструкционных аспектов, касающийся конструкции системы накачки на рис. 1.

На первый взгляд в конструкции, проиллюстрированной на рис. 1 не наблюдается «истинно клистронного» характера построения: обе секции мультигармонической накачки 7 и 8, выглядят так, что формально образуют одну «объединенную». Однако более внимательный анализ показывает, что в общем случае это далеко не всегда так. Прежде всего, потому, что, в действительности, обе секции системы выполняют несколько разные функции.



**Рис. 2** – Конструкционная схема активного ЛСЭ-клистрона с промежуточным ускорением электронного пучка: 1 – электронный инжектор; 2 – инжектируемый электронный пучок; 3 – первый субблок электронного ускорителя; 4 – ускоренный в субблоке 3 электронный пучок; 5 – система ввода входного мультгармонического входного сигнала со спектром  $n_1\omega_1, n_1k_1$ ; 6 – первая секция системы мультгармонической накачки; 7 – промодулированный в секции 6 электронный пучок; 8 – второй субблок электронного ускорителя; 9 – ускоренный в субблоке 8 промодулированный электронный пучок; 10 – вторая секция системы мультгармонической накачки; 11 – выходной кластерный (мультгармонический) электромагнитный сигнал; 12 – система рекуперации и коллектор электронов; 13 – система вывода кластерного (мультгармонического) электромагнитного сигнала

Первая из них (секция 7 на рис. 1) играет роль ключевого элемента параметрически-резонансной системе мультгармонической модуляции пучка (см. рис. 12 в работе [1]). Соответственно, как частотный спектр поля накачки, так и распределение амплитуды поля здесь подбираются исходя из этого ее главного предназначения. Кроме того, во многих случаях предполагается, что между первой и второй секциями накачки, как эффективная мера подавления самовозбуждения данного ЛСЭ-формирователя, размещена специальная поглотительная вставка (см., например, рис. 12 в работе [1]). В ней происходит полное поглощение отрабатанного электромагнитного сигнала, так что в секции 8 (на рис. 1) генерирование кластерного электромагнитного сигнала начинается с нулевой величины его поля. Или, другими словами, обе секции накачки 7 и 8, в действительности, разделены как функционально, так и конструктивно.

Вторая из секций накачки 8 (см. рис. 1) играет ключевую роль в процессе энергоотбора, т.е., функционально она принадлежит системе формирования кластерной волны сигнала. И, соответственно, конструктивно ее оптимизация осуществляется именно под эту функцию. В том числе, например, в ней может быть предусмотрена изохронизация взаимодействия и, за счет этого, существенное увеличение электронного КПД взаимодействия. В рамках изучаемых здесь моделей мы будем использовать известный вариант синхронизации, который состоит во введении в область взаимодействия оптимального продольного электрического поля (методы и результаты изохронизации взаимодействия в «обычных» ЛСЭ см., например, в [2, 3]).

В остальном же, в силу самоочевидности самой клистронной идеи, более детальное описание базовых рабочих принципов исследуемого ЛСЭ-клистрона считаем целесообразным опустить.

### 3. О ТЕОРЕТИЧЕСКИХ МОДЕЛЯХ «ТОЧНЫХ» И «ГРУБЫХ»

Прежде чем приступить к описанию теоретической модели устройств, проиллюстрированных на рис. 1 и 2, в целом, сделаем несколько замечаний методического характера.

Прежде всего, заметим, что в теории ЛСЭ [2-10] известно два принципиально отличных типа теоретических моделей. Модели первого типа условно назовем «точными». Их наиболее характерной особенностью является достижение максимально возможного (для существующего уровня развития теории) уровня адекватности построенных теоретических моделей с изучаемыми экспериментальными системами. Очевидно, что, являясь наиболее точными, они автоматически оказываются и наиболее сложными и узко применимыми на практике. Т.е. данная теоретическая модель пригодна для приемлемого количественного описания конкретных конструкций ЛСЭ, содержащих конкретные конструкционные решения для систем накачки, электродинамических систем сигнала, электронных трактов для транспортировки электронного пучка и т.д. Как яркий пример такого рода здесь можно привести теоретические модели «обычных ЛСЭ» с магнитоиндуляторной накачкой (Н-убитронов, по нашей классификации) [8-10]. Достоинством таких «точных» моделей является возможность учета большого количества «мелких физических и конструкционных деталей», обуславливающих например, многомодовость пучковых и электромагнитных волновых процессов в области взаимодействия ЛСЭ вполне конкретной геометрии и т.д. Однако, их недостатки, «как и положено», оказываются продолжением достоинств. Такие сложнейшие и очень информативные модели оказываются наиболее эффективными в ситуациях, когда *предпроектный анализ уже произведен*, оптимальное конструкционное решение выбрано. И задача теоретического анализа в данном случае, состоит, прежде всего, в том, чтобы путем численно-аналитического моделирования всего происходящего в системе максимально точно отработать все ключевые физико-технологические элементы выбранного проектного решения. Следует подчеркнуть, при этом, что эксперименты в области техники ЛСЭ всегда очень дороги и возможные ошибки при проектировании обходятся впоследствии, что называется, «в копейку». В этом, по сути, и состоит практическая важность обсуждаемого здесь типа моделей.

Но как поступать в тех случаях, когда ставится задача проведения именно *предпроектного* анализа? Когда, прежде чем приступить к выше-описанному «точному анализу», необходимо предварительно хотя бы приближенно оценить перспективность того или другого конструкционного решения из довольно длинного списка возможных «претендентов» и выбрать такое, которое потом будем считать оптимальным? Очевидно, что сделать это с помощью «точных» моделей практически нереально, поскольку каждая из них, как говорилось, очень сложна и узко специализированна. А число возможных вариаций конструкционных решений, которые следует оценить, как отмечалось, слишком велико. Как результат объем необходимой работы на таком пути становится нереально большим. К тому же, значительное количество подробной информации, которая может быть при этом добыта, на практике оказывается избыточной. Действительно, зачем нам, скажем, информация о деталях модовой структуры электромагнитного поля в области взаимодействия, когда у нас вообще нет уверенности в том, что та или иная конструкция

вообще способна функционировать, если исходить из базовых физических принципов? В таких ситуациях на первый план выступают хотя и несколько «грубые», однако, в значительной мере гораздо более универсальные модели. Т.е., необходимые базовые характеристики при этом, в принципе, можно получить заметно более простым путем, а затем уже уточнять их физико-технологические особенности выбранного проектного решения с помощью использования более точных моделей. Например, большинство реально используемых в ЛСЭ систем накачки (в том числе, упомянутые в первой части работы [1] Н-убитронные, электромагнитные волноводные, лазерные, замедленные, плазменные и т.д.) удастся описать в рамках единой модели искусственного магнитодиэлектрика. Такого рода общий подход в свое время (в 70-х – 80-х годах) был развит нашей научной школой [2, 4, 6] и далее широко использовался во многих задачах предпроектного анализа.

Заметим, однако, что именно такого типа многовариантные задачи и были поставлены выше как в данной (второй) части, так и первой части работы [1]. Суть каждой такой задачи состоит в том, чтобы в рамках некоей универсальной многофункциональной модели произвести приближенную количественную и качественную оценку целой гаммы вариативных конструкционных версий активных кластерных ЛСЭ-клистронов. В рамках такого анализа надлежит, прежде всего, выяснить, когда и при каких условиях использование тех или иных конструкционных схем окажется целесообразным или даже оптимальным (с точки зрения критериев, сформулированных техническим заданием). В нашем случае такими критериями могут, например, быть мгновенная мощность выходного фемтосекундного кластера, средняя мощность генерируемой кластерной волны, электронный КПД и габариты ЛСЭ-йной части анализируемой системы и т.д. Очевидно также, что произвести такого рода полноценный анализ для *всех* описанных в [1] возможных конструкционных схем активных клистронов на базе «обычных ЛСЭ» в рамках настоящей (довольно ограниченной по объему) работы – задача явно нереальная. Поэтому далее в этой и последующих частях данного исследования, используя идеологию выше сформулированного «приближенного, но достаточно универсального» подхода, мы ограничимся изучением лишь некоторых из них, которые выглядят наиболее многообещающе для практики.

#### **4. ПОПЕРЕЧНО-НЕОГРАНИЧЕННАЯ МОДЕЛЬ ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА**

Следуя выше изложенной логике, далее произведем обоснование такого рода «приближенной, но достаточно универсальной» модели электронного пучка, которую впоследствии будем широко использовать в анализе.

Заметим, что на сегодня поперечно-неограниченная модель релятивистского электронного пучка большинством специалистов почему-то считается устаревшей и такой, что не адекватно описывает физику реальных процессов в ЛСЭ. Вместе с тем, еще в монографии [3] ее автор Т.С. Маршалл с неким удивлением констатировал, что, не смотря на очевидную грубость такого рода упрощенных моделей, они «почему-то» довольно достоверно описывают ключевые особенности базового рабочего механизма в ЛСЭ, которые дает эксперимент. Более внимательный анализ показывает, что, в действительности, выше сформулированный

устоявшийся стереотип оказывается верным только отчасти. А именно, в случае относительно узких «умеренточных» ЛСЭ, которые, как известно, на сегодня являются наиболее «популярными» объектами изучения в данной области [11, 12], модель поперечно-неограниченного пучка действительно является мало применимой. В случае же сильноточных систем с широкими пучками ситуация оказывается далеко не столь однозначной и очевидной. Дело в том, что существует достаточно обширная область комбинаций параметров пучка (плотность его плазмы, поперечный размер и геометрическая конфигурация, диапазон волновых чисел ВПЗ и т.д.), когда использование более полных и совершенных поперечно-ограниченных сильноточных моделей оказывается практически нецелесообразным. Прежде всего потому, что при резком возрастании общего объема вычислений, как уже отмечалось выше в данной работе, мы, однако, не получаем за это равнозначной компенсации в форме принципиально новых знаний. Большинство наиболее значимых для практики результатов здесь удастся получить гораздо более простым путем с использованием намного более простой и достаточно критерияльно обоснованной поперечно-неограниченной модели.

Далее пунктирно обозначим ключевые вехи того критериального анализа, который и позволяет «легализовать» применение поперечно-неограниченных моделей для изучения физики интересующего нас класса процессов в сильноточных ЛСЭ.

Как известно, влияние факта реальной поперечной ограниченности пучка сводится, в основном, к проявлению трех базовых эффектов [13]. Первый состоит в появлении «провисания» кулоновского поля пучка за пределы его поперечной границы и появлением связанного с ним поперечного разброса энергии электронов по его радиусу. Это, в свою очередь, приводит к появлению радиально-неоднородного ослабления поля ВПЗ внутри пучка. Данное явление в традиционной электронике СВЧ [14, 15] называют депрессией пучковых волн. Его удобно описывать в помощью так называемой редуцированной плазменной частоты  $\omega_{pr}$ . Второй из упомянутых эффектов состоит в появлении многомодовости пучка, что, в общем случае, сводится к появлению дополнительно (по отношению к продольным ленгмюровским волнам) поперечных и смешанных продольно-поперечных электронных волн. И, наконец, эффекты третьей группы связаны с определенной «деформацией» законов дисперсии интересующих здесь нас продольных волн за счет влияния границ.

Как известно, зависимость редуцированной частоты от равновесного радиуса  $R_b$  зарядово-скомпенсированного пучка можно грубо оценить следующим образом [14]:

$$\omega_{pr} \approx R_r \frac{\omega_p}{\gamma^{1/2}} \tag{1}$$

где для коэффициента плазменной редукции  $R_r(R_b)$  можем принять:

$$R_r \sim 1 - \exp\{-0.7\omega_3 R_b / v_0\}, \tag{2}$$

$\omega_p / \gamma^{1/2} = \sqrt{4\pi e^2 n_e / m_e \gamma}$  – «релятивистская» плазменная частота пучка,  $e$  и  $m_e$  – величины заряда и масса покоя электрона,  $v_0$  – его невозмущенная

аксиальная скорость,  $n_e$  – плотность электронной плазмы равновесного пучка,  $\gamma = E/(m_e c^2)$  – общий релятивистский фактор,  $E$  – энергия пучка. Легко видеть, что при

$$R_b \gg 1/k_3 \approx v_0/\omega_3, \quad (3)$$

где  $k_3 \approx \omega_3/v_0$  – волновое число ВПЗ в пучке, влиянием эффекта плазменной редукции можем пренебречь. Численные оценки показывают, что в типичных для сильноточных ЛСЭ ситуациях условие (3) может быть выполнено, например, в случае однородных цилиндрических пучков [13, 16].

Специфика выбранной в данной работе модели состоит в том, что при выполнении условия (3) влиянием упомянутого выше эффекта многомодовости пучка можем пренебречь. Это обусловлено тем, что исследуемый кластерный ЛСЭ-клистрон, как система с множественными трехволновыми параметрическими резонансами, в области энергоотбора одновременно работает также как своеобразный активный фильтр набора рабочих ВПЗ. А в качестве таковых в данном случае выступают только продольные медленные и быстрые ВПЗ частоты  $\omega_3$  и их гармоники. В тоже время эффект возбуждения поперечных и продольно-поперечных типов волн здесь носит нерезонансный характер. Справедливости ради, следует заметить, что сказанное не гарантирует того, что за счет нелинейной связи волн такая заметная связь не появится в рамках теории высших приближений. Однако, как следует из анализа, в рассматриваемом здесь (и далее в остальных частях работы) кубическом приближении, такие эффекты существенной роли не играют.

И, наконец, несколько слов о влиянии эффекта «деформации» дисперсионных свойств продольных ВПЗ, обусловленных наличием поперечных границ. Как показывает несложный анализ, соответствующие «деформационные» поправки к законам дисперсии, полученные в рамках модели поперечно-неограниченного цилиндрического пучка, являются пропорциональными величине  $\omega_p$  [16]. Как правило, в интересующем нас случае широких сильноточных пучков, они оказываются меньшими (во всяком случае, не превышают), раздвижки по волновым векторам медленной и быстрой ВПЗ. С другой стороны, из теории ЛСЭ известно [2], что влияние этой раздвижки на процессы в ЛСЭ физически проявляется только в случае, когда полуширина резонансной линии ВПЗ в процессе резонансного взаимодействия становится меньше ее. Этот случай соответствует так называемому рамановскому режиму взаимодействия в ЛСЭ [2]. В обратном случае, когда эта полуширина больше, чем величина раздвижки, система как бы «не замечает» эту раздвижку, т. е., «не видит» отдельно быструю и медленную ВПЗ. Это – комптоновский режим работы ЛСЭ [2]. Из сказанного следует вывод, что, при условии выполнения остальных выше обсужденных критериев, по крайней мере при реализации комптоновского режима влиянием эффекта «деформации» закона дисперсии продольных ВПЗ можем пренебречь. Рамановский режим работы ЛСЭ оказывается более чувствительным к влиянию данного эффекта «деформации», однако и в этом случае можно подобрать достаточно широкие интервалы вариации параметров, при которых мы также можем использовать законы дисперсии, полученные в рамках теории поперечно-неограниченного пучка.

К сказанному следует только добавить, что ширина комптоновской резонансной линии не должна быть слишком большой. А именно, она должна быть меньшей, чем «расстояние» до ближайших поперечных и продольно-поперечных пучковых мод.

В качестве остальных критериев выбираем хорошо известные в теории ЛСЭ [2] предположения: поперечный размер пучка много больше дебаевского радиуса экранирования, период плазменных колебаний много меньше времени пролета электроном области взаимодействия и т.д. Кроме того, считаем, что пучок движется в аксиальном однородном магнитном поле, величину которого, в соответствии с введенной в [2, 4] классификацией, полагаем малой (так называемый случай слабого магнитного поля). Последнее физически означает малость циклотронной частоты его вращения в масштабе частот ВПЗ.

Итак, электронный пучок полагаем холодным, пространственно-неограниченным, достаточно широким, поперечно однородным, релятивистским, сильноточным и таким, что удовлетворяет всем выше упомянутым критериям применимости поперечно-неограниченных моделей.

### 5. МОДЕЛЬ МУЛЬТИГАРМОНИЧЕСКОГО (КЛАСТЕРНОГО) МАГНИТНОГО ОНДУЛЯТОРА

В качестве базового принимаем конструкционное решение, предложенное в работе [1] для случая линейно-поляризованной мультигармонической (кластерной) магнито-ондуляторной накачки (см. там рис. 15). А именно, полагаем, что данный ондулятор отличается от стандартных, широко известных в технике ЛСЭ [2-10, 12], прежде всего, тем, что здесь ширина каждого магнитного полюса оказывается много меньшей, чем расстояние до соседней пары полюсов:  $2d \ll \lambda_2$  (см. рис. 3).

Далее произведем формальное описание поля, представленного на рис. 3, используя метод описанный в монографии [2]. Последний, в свою очередь, есть планарная периодическая версия другого, хорошо известного в теории бетатронов [18, 19] метода аппроксимации магнитного поля, создаваемого парой цилиндрических магнитных полюсов. Следуя описанному в [2] алгоритму, для  $y$ -компоненты магнитного поля  $B_{2y}$  в областях поля  $II$  и  $IV$  (см. рис. 3) получаем следующие аппроксимации:

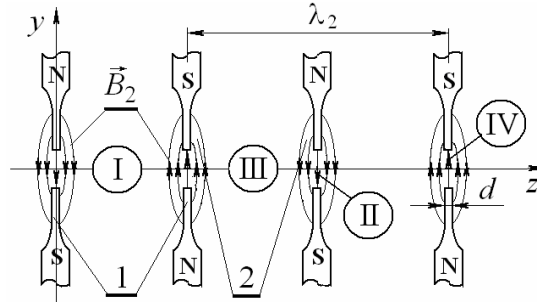
$$B_{2y} = \begin{cases} B_{2m}, & |z| \leq d/2 \\ B_{2m} \left( \frac{d}{|z|} \right)^n, & |z| > d/2 \end{cases}, \quad (4)$$

где  $B_{2m}$  – максимальное значение  $y$ -компоненты магнитного поля, а величина

$$n = \lambda_2/2d. \quad (5)$$

Впредь величину  $n$  будем именовать как *форм-фактор*.





**Рис. 3** – Конфигурация мультигармонического поля магнитного ондулятора (Нубитрона) системы накачки: 1 – магнитные полюса; 2 – кластеры магнитного поля; I и III области магнитного поля между соседними парами полюсов; II и IV области магнитного поля между полюсами 1;  $\lambda_2$  – период ондулятора;  $d$  – ширина магнитного полюса;  $\vec{B}_2$  – силовые линии вектора индукции магнитного поля

Далее используем уравнения Максвелла, выражения (4) и факт периодичности данного кластерного магнитного поля. В итоге ряда несложных преобразований для его компонент  $\vec{B}_2 = \{B_{2x}, B_{2y}, B_{2z}\}$  получаем следующий результат:

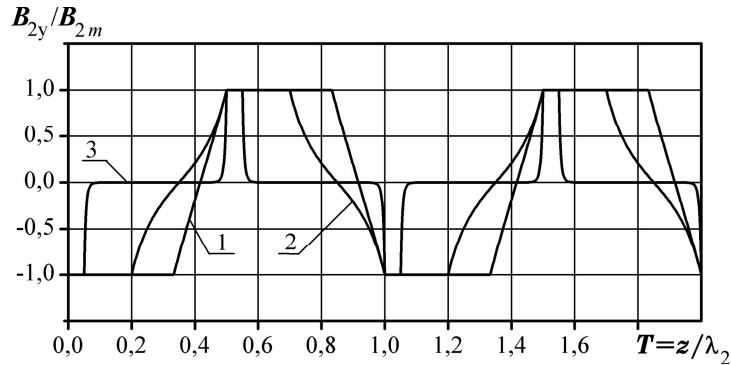
$$\begin{aligned}
 B_{2x} &= 0, \\
 B_{2y} &= \begin{cases} B_{2m}; & \lambda_2 j \leq z \leq d + \lambda_2 j; \\ K_1 B_{2m} \left\{ \left( \frac{d}{z - \lambda_2 j} \right)^n - \left( \frac{d}{d + \frac{1}{2} \lambda_2 - z - \lambda_2 j} \right)^n \right\}; & \lambda_2 j + d \leq z \leq \frac{1}{2} \lambda_2 + \lambda_2 j; \\ -B_{2m}; & \lambda_2 j + \frac{1}{2} \lambda_2 \leq z \leq d + \frac{1}{2} \lambda_2 + \lambda_2 j; \\ -K_1 B_{2m} \left\{ \left( \frac{d}{z - \frac{1}{2} \lambda_2 - \lambda_2 j} \right)^n - \left( \frac{d}{d + \lambda_2 (1 - j) - z} \right)^n \right\}; & \lambda_2 j + d + \frac{1}{2} \lambda_2 \leq z \leq \lambda_2 (j + 1); \end{cases} \quad (6) \\
 B_{2z} &= y \frac{\partial B_{2y}}{\partial z},
 \end{aligned}$$

где  $K_1 = (1 - (2d/\lambda_2)^n)^{-1}$ . Напомним, что здесь  $\lambda_2$  период следования магнитных кластеров,  $j = 0, 1, 2, \dots, \infty$  – текущий период ондуляций кластерного магнитного поля (см. рис. 3).

Иллюстративные количественные примеры трех типов пространственной конфигурации исследуемого поля при разных значений форм-фактора показаны на рис. 4.

Более детальный анализ полученных результатов (4)-(6) показывает, что:

1. Моделируемое кластерное ондуляторное магнитное поле, в общем случае, содержит как поперечную, так и продольную компоненты.
2. Поперечная компонента является практически поперечно-однородной, тогда как продольная компонента оказывается поперечно-неоднородной.



**Рис. 4** – Иллюстративные примеры различного типа пространственной конфигурации ондуляторного магнитного поля для разных значений форм-фактора. Здесь: кривая 1 соответствует форм-фактору  $n = 1,5$ , кривая 2 –  $n = 2,5$ , кривая 3 –  $n = 10$ ,  $\lambda_2$  – период магнитного поля;  $B_{2m}$  – максимальное значение  $y$ -компоненты магнитного поля

3. Факт присутствия и величина поперечно-неоднородной продольной компоненты поля заметно проявляется лишь на значительном удалении от плоскости  $XZ$ , а именно, в непосредственной близости поверхностей полюсов в зазоре. В случае же, когда диаметр пучка является заметно меньшим ширины зазора, то влиянием продольной компоненты поля можем пренебречь, что мы и будем делать далее.

Таким образом, учитывая выше сказанное, для вектора индукции магнитного поля кластерного ондулятора, приведенного на рис. 3, можно записать:

$$\vec{B}_2 \approx B_{2y} \vec{e}_y. \quad (7)$$

Далее разлагаем полученные выражения (6), (7) в ряд Фурье получаем искомую запись величины кластерного линейно поляризованного поля через его пространственные гармоники:

$$\vec{B}_2 = \sum_{n_2=1}^N [B_{2,n_2} \exp(in_2 p_2) + \text{с.с.}] \vec{e}_y, \quad (8)$$

где  $B_{2,n_2}$  – комплексная амплитуда индукции магнитного  $n_2$ -ой гармоники поля накачки,

$$B_{2,n_2} = \frac{1}{\lambda_2} \int_0^{\lambda_2} B_2 \exp(-in_2 k_2 z) dz \quad (9)$$

$n_2 = 1, 2, \dots, N$  – номера гармоник,  $p_2 = k_2 z$  – фаза первой гармоники поля накачки,  $k_2 = 2\pi/\lambda_2$  – волновое число,  $\vec{e}_y$  – единичный вектор вдоль оси  $y$ . Следует при этом отметить, что в случае использования представлений (8), (9) в теории изохронных ЛСЭ с оптимальной вариацией вигглера, следует учитывать возможную медленную зависимость его периода  $\lambda_2$  (или, что тоже самое, волнового числа  $k_2$ ) от координаты  $z$ .

Далее в данной работе и во всех последующих ее частях представления для кластерного магнитного поля вида (7), (8) принимаем как базовые.

## 6. МОДЕЛИ МОДУЛЯТОРА, ОКОНЕЧНОЙ И УСКОРИТЕЛЬНОЙ СЕКЦИЙ ЛСЭ-КЛИСТРОНА

Считаем, что в качестве модулятора используется секция мультигармонического кластерного ЛСЭ, идея которой проиллюстрирована на рис. 5. Здесь поперечно-неограниченный пучок 1 движется вдоль оси  $z$  со скоростью  $v_0$  через линейно поляризованную кластерную магнитоондуляторную (Н-убитронную) накачку, форму представления которой выбираем в виде (7)-(9).

Полагаем, что на вход модулятора, представленного на рис. 4, поступает мультигармонический электромагнитный сигнал (кластерная волна):

$$\vec{E}_1 = \sum_{n_1=1}^N \left[ E_{1,n_1} \exp(in_1 p_1) + c.c. \right] \vec{e}_x, \quad (10)$$

где  $E_{1,n_1}$  – амплитуда напряженности электрического поля  $n_1$ -ой гармоники поля сигнала,  $n_1 = 1, 2, \dots, N$  – номера гармоник,  $p_1 = \omega_1 t - s_1 k_1 z$  – фаза первой гармоники поля сигнала,  $\omega_1, k_1$  – частота и волновое число первой гармоники,  $s_1 = \pm 1$  – знаковая функция,  $\vec{e}_x$  – единичный вектор вдоль оси  $x$ .

В результате взаимодействия полей накачки (4) и сигнала (10) в системе возбуждается спектр волн пространственного заряда (кластерная ВПЗ):

$$\vec{E}_3 = \sum_{\chi} \vec{E}_{3\chi} = \sum_{n_3=1}^N \left[ E_{3,\chi,n_3} \exp(ip_{3,\chi,n_3}) + c.c. \right] \vec{e}_z, \quad (11).$$

где  $\chi = \pm 1$  – знак, обозначающий тип поля ВПЗ ( $\chi = +1$  соответствует медленной, а  $\chi = -1$  – быстрой ВПЗ),  $E_{3,\chi,n_3}$  – амплитуда напряженности электрического поля  $n_3$ -ой гармоники поля  $\chi$ -ой ВПЗ,  $n_3 = 1, 2, \dots, N$  – номера гармоник,  $p_{3,\chi,n_3} = n_3 \omega_3 t - k_{3,\chi,n_3} z$  – фаза, а  $n_3 \omega_3, k_{3,\chi,n_3}$  – частота и волновое число  $n_3$ -ой гармоники поля  $\chi$ -ой ВПЗ,  $\vec{e}_z$  – единичный вектор вдоль оси  $z$ .

Взаимодействие волн в системе полагаем квазистационарным и установившимся, т.е., считается, что все переходные процессы в системе давно закончились. При этом используем граничное условие:

$$E_{3,\chi,n_3} \Big|_{z=0} = 0, \quad E_{1,n_1} \Big|_{z=0} = E_{10,n_1}. \quad (12)$$

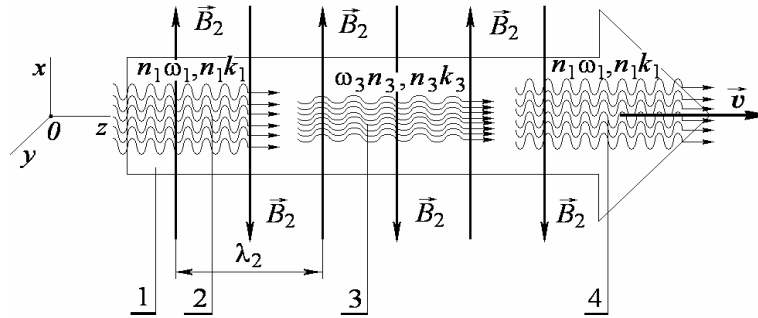
Считаем, что в системе реализуется комптоновский режим множественного параметрически-резонансного взаимодействия. Это означает, что система в таком состоянии не различает быстрых и медленных ВПЗ:

$$k_{3,\chi,n_3} (\chi = +1) \approx k_{3,\chi,n_3} (\chi = -1) \approx n_3 k_3. \quad (13)$$

Условия для реализации такого множественного вырожденного параметрического резонанса в выбираем в форме [2, 4, 6]:

$$n_1 \omega_1 \approx n_3 \omega_3, \quad n_1 k_1 \approx n_2 k_2 + n_3 k_3. \quad (14)$$

Также учитываем трехволновые параметрические резонансные взаимодействия между гармониками волны одного и того же типа.



**Рис. 5** – Теоретическая модель мультигармонической секции модулятора кластерного ЛСЭ-клистрона: 1 – релятивистский электронный пучок; 2 – мультигармонический электромагнитный сигнал (кластерная волна сигнала) на входе в систему со спектром  $n_1\omega_1, n_1k_1$ ; 3 – мультигармоническая волна пространственного заряда (кластерная ВПЗ) со спектром  $\omega_3 n_3, n_3 k_3$ ; 4 – мультигармонический электромагнитный сигнал (кластерная волна сигнала) на выходе из системы;  $\vec{B}_2$  – вектор индукции мультигармонического магнитного поля накачки с пространственным периодом  $\lambda_2$

Легко видеть, что, например, в частном случае  $n_1 = n_2 = n_3$  и при выполнении условия пренебрежимо малой дисперсии (13), резонансное условие (14) может быть выполнено одновременно для любого числа гармоник. Именно это наблюдение и составляет главную идею механизма множественных трехволновых параметрических резонансов на гармониках. Впервые она была сформулирована в нашей работе [17] для случая двухпоточковых ЛСЭ и здесь, как было показано выше, обобщена на случай однопучкового «обычного» ЛСЭ.

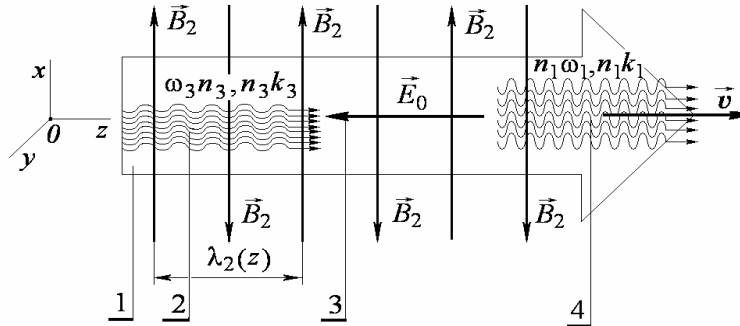
Модель оконечной секции исследуемого ЛСЭ-клистрона показана на рис. 6. Нетрудно видеть, что она, в главных чертах, подобна выше описанной модели модулятора, приведенной на рис. 5. Наблюдающиеся не принципиальные (для расчетов) отличия здесь касаются лишь трех вещей. Первое состоит в выборе граничных условий в несколько иной, чем (12), форме, а именно:

$$E_{3,n_3} \Big|_{z=L_{с1}} = E_{3L_{с1},n_3}, \quad E_{1,n_1} \Big|_{z=L_{с1}} = 0. \quad (15)$$

Кроме того, здесь с целью увеличения электронного КПД предусмотрена принципиальная возможность проведения изохронизации процесса взаимодействия используя два хорошо известные в теории «обычных» ЛСЭ метода [2-6]. Первый из них состоит во введении в область взаимодействия тянущего электрического поля подпора (см. рис. 6):

$$\vec{E}_0 = -E_0 \vec{e}_z. \quad (16)$$

При этом путем варьирования величины подпора (16) по координате  $z$  достигается максимум электронного КПД [2, 4, 6]. Во втором случае, как уже отмечалось выше, осуществляется варьирование периода ондулятора  $\lambda_2 = 2\pi/k_2$  (метод переменного вигглера [2-6]). Как показал эксперимент, оба метода на практике оказываются достаточно эффективными. В следующей части данной работы мы, однако, ограничились обсуждением лишь варианта с оптимальным электрическим полем (16).



**Рис. 6** – Теоретическая модель мультигармонической оконечной секции кластерного ЛСЭ-клистрона: 1 – релятивистский электронный пучок; 2 – мультигармоническая волна пространственного заряда (кластерная ВПЗ) со спектром  $n_3 \omega_3, n_3 k_3$ ; 3 – продольное электрическое поле подпора с напряженностью  $\vec{E}_0$ ; 4 – мультигармонический электромагнитный сигнал (кластерная волна сигнала) на выходе системы со спектром  $n_1 \omega_1, n_1 k_1$ ;  $\vec{B}_2$  – вектор индукции мультигармонического магнитного поля накачки с пространственным периодом  $\lambda_2$

И, наконец, кратко остановимся на модели ускорительной секции, введенной в промежутке между модулятором и оконечной секцией в конструктивной версии ЛСЭ-клистрона с промежуточным ускорением (см. рис. 2, позиция 8). В общем случае физика процессов в рабочем объеме такой секции оказывается далеко не простой. Это определяется, прежде всего, тем обстоятельством, что в данном случае речь идет об ускорении достаточно сильно промодулированного мультигармонического электронного пучка. В следующей части настоящей работы, однако, ограничимся лишь обсуждением простейшей модели с тянущим продольным однородным (или квазиоднородным) электрическим полем

$$\vec{E}_{ac} = -E_{ac} \vec{e}_z. \quad (17)$$

Физические особенности процесса промежуточного ускорения, которые проявляются в случае использования для ускорения продольно-неоднородных электрических полей, в особенности таких, что содержат периодическую продольную компоненту, будут рассмотрены в других работах авторов.

## 7. БАЗОВЫЕ УКОРОЧЕННЫЕ УРАВНЕНИЯ ДЛЯ АМПЛИТУД ГАРМОНИК ВОЛН

В качестве исходных выбираем систему уравнений Максвелла и релятивистское квазигидродинамическое уравнение движения пучка. Далее используем выше предложенные теоретические модели, стандартную постановку задачи и методы теории иерархических колебаний и волн, описанные, например, в монографиях [2, 4, 6]. В итоге довольно громоздких аналитических преобразований для комплексных амплитуд гармоник полей (8), (10) и (11) в кубически-нелинейном приближении получаем следующую систему так называемых укороченных уравнений:

$$K_{1,n_1} \frac{d^2 E_{1,n_1}}{dz^2} + K_{2,n_1} \frac{d E_{1,n_1}}{dz} + D_{1,n_1} E_{1,n_1} = K_{3,n_1} B_{2,n_1} E_{3,n_1} + F_{1,n_1}, \quad (18)$$

$$C_{1,n_3} \frac{d^2 E_{3,n_3}}{dz^2} + C_{2,n_3} \frac{dE_{3,n_3}}{dz} + D_{3,n_3} E_{3,n_3} = C_{3,n_3} E_{1,n_1} B_{2,n_2}^* + C_{4,n_3} \langle E_3 E_3^{\text{int}} \rangle_{n_3 p_3} + F_{3,n_3}.$$

В этих уравнениях:

$$D_{1,n_1} = (n_1^2 / c^2) [k_1^2 c^2 - \omega_1^2 - (\omega_p^2 / n_1^2 \bar{\gamma})], \quad D_{3,n_3} = -i(n_3 k_3) \cdot \left( 1 - \frac{\omega_p^2}{\Omega_3^2 n_3^2 \bar{\gamma}^3} \right),$$

$$K_{1,n_1} = \partial^2 D_{1,n_1} / \partial (-in_1 k_1)^2 / 2, \quad C_{1,n_3} = \partial^2 D_{3,n_3} / \partial (-in_3 k_3)^2 / 2,$$

$$K_{2,n_1} = \partial D_{1,n_1} / \partial (-in_1 k_1), \quad C_{2,n_3} = \partial D_{3,n_3} / \partial (-in_3 k_3),$$

$$K_{3,n_1} = \frac{\omega_p^2 \omega_1 e}{2n_1^2 \Omega_3 m_e \bar{\gamma}^4 k_1 k_2 c^3} \left( \frac{\bar{v} \bar{\gamma}^2}{c^2} - \frac{k_3}{\Omega_3} \right), \quad C_{3,n_3} = \sum_{q=1,2} \left( \frac{\omega_p^2 e k_3}{n_3^2 \Omega_3^2 m_e \bar{\gamma}^2 c^2 k_2} \left( \frac{\bar{v}}{c} - \frac{k_3 c}{\omega_3} \right) \right),$$

$$C_{4,n_3} = \frac{3\omega_p^2 e k_3}{in_3 \Omega_3^3 m_e \bar{\gamma}^6} \cdot \left( \frac{k_3}{\Omega_3} - \frac{\bar{v} \bar{\gamma}^2}{c^2} \right), \quad \bar{\gamma} = \frac{1}{\sqrt{1 - (\bar{v}/c)^2}}, \quad \omega_p^2 = \frac{4\pi \bar{n} e^2}{m_e},$$

$\Omega_\chi = \omega_\chi - k_\chi \bar{v}$ , индекс  $\chi$  принимает значения 1,3.

Также здесь использованы обозначения

$$\langle \dots \rangle_{n_\chi p_\chi} = \frac{1}{(2\pi)^3} \int_0^{2\pi} (\dots \exp(-in_\chi p_\chi) dp_1 dp_2 dp_3),$$

$$E_{\chi n_\chi}^{\text{int}} = \sum_{m=1}^N \left[ E_{\chi n_\chi} \frac{\exp(in_\chi p_\chi)}{in_\chi} + c.c. \right], \quad (\chi = 1, 3).$$

В уравнениях (18)  $F_{1,n_1}$ ,  $F_{3,n_3}$  – функции, содержащие кубические нелинейные слагаемые, которые имеют следующий вид

$$\begin{aligned} F_{1,n_1} = & K_{5,n_1} E_{3,n_1}^{\text{int}} B_{2,n_1} + K_{6,n_1} B_{2,n_1} \langle E_3 E_3^{\text{int}} \rangle_{n_1 p_3} + K_{7,n_1} B_{2,n_1} \langle E_3^{\text{int}} E_3^{\text{int}} \rangle_{n_1 p_3} + \\ & + K_{8,n_1} \langle E_1 E_1^{\text{int}} E_1^{\text{int}} \rangle_{n_1 p_1} + \left\langle E_1 \sum_{l=1}^N (K_{9,n_1,l} E_{3,l} B_{2,l} e^{ilp_1} + c.c.) \right\rangle_{n_1 p_1} + \\ & + E_{1,n_1} \sum_{l=1}^N (K_{10,n_1,l} |E_{3,l}|^2 + K_{11,n_1,l} |B_{2,l}|^2). \end{aligned} \quad (19)$$

$$\begin{aligned} F_{3,n_3} = & C_{5,n_3} E_{1,n_3}' B_{2,n_3}^* + C_{6,n_3} \langle E_3 E_3^{\text{int}} E_3^{\text{int}} \rangle_{n_3 p_3} + \\ & + \left\langle E_3 \sum_{l=1}^N (C_{7,n_3,l} E_{1,l} B_{2,l}^* e^{ilp_3} + c.c.) \right\rangle_{n_3 p_3} + E_{3,n_3} \sum_{l=1}^N (C_{8,n_3,l} |E_{1,l}|^2 + C_{9,n_3,l} |B_{2,l}|^2) + \\ & + C_{10,n_3} \langle E_3' E_3^{\text{int}} \rangle_{n_3 p_3} + C_{11,n_3} \langle E_3 E_3' \text{int} \rangle_{n_3 p_3} + C_{12,n_3} \langle E_3^{\text{int}} E_3' \text{int} \rangle_{n_3 p_3}. \end{aligned} \quad (20)$$

В соотношениях (19)-(20) использовано обозначение

$$E_\chi' = \sum_{m=1}^N \left[ \frac{dE_{\chi,m}}{dz} \exp(im p_\chi) + c.c. \right].$$

Коэффициенты  $C$  и  $K$  зависят от волновых чисел, частот, постоянных составляющих скорости  $\bar{v}$  и концентрации  $\bar{n}$  электронного пучка. Систему уравнений (18) дополним уравнениями для постоянных составляющих

$$\begin{aligned} \frac{d\bar{v}}{dz} = & V_1 \langle E'_1 E_1 \rangle_0 + \sum_{l=1}^N (V_{2,l} E_{3,l} E_{1,l}^* B_{2,l} + c.c) \\ & + V_{3,3} \langle E'_3 E_3 \rangle_0 + V_{4,3} \langle E_3 E_3^{\text{int}} E_3^{\text{int}} \rangle_0 + V_{5,3} \langle E_3 E_3 E_3^{\text{int}} \rangle_0. \end{aligned} \quad (21)$$

$$\begin{aligned} \frac{d\bar{n}}{dz} = & N_1 \langle E'_1 E_1 \rangle_0 + \sum_{l=1}^N (N_{2,l} E_{3,l} E_{1,l}^* B_{2,l} + c.c) + \\ & + N_{3,3} \langle E'_3 E_3 \rangle_0 + N_{4,3} \langle E_3 E_3^{\text{int}} E_3^{\text{int}} \rangle_0 + N_{5,3} \langle E_3 E_3 E_3^{\text{int}} \rangle_0. \end{aligned} \quad (22)$$

Коэффициенты  $V$  и  $N$  зависят от волновых чисел, частот, постоянных составляющих скорости  $\bar{v}$  и концентрации  $\bar{n}$  электронного пучка.

Уравнения (18)-(22) описывают динамику множественного параметрически-резонансного взаимодействия гармоник волн как в рабочей области модулятора, так и в рабочей области оконечной секции ЛСЭ-клистрона. Причем, как для модели представленной на рис. 6, так и для модели показанной на рис. 5. Далее, используя систему уравнений (18)-(22) как базовую, а также граничные условия (12) и (15), произведем сравнительный анализ процесса формирования фемтосекундных электромагнитных кластеров с использованием конструктивных версий кластерного ЛСЭ-клистрона, представленных на рис. 1, 2. Результаты произведенного количественного анализа описаны в следующей части данной работы.

## 8. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в работе произведено качественное обсуждение особенностей фемтосекундных активных кластерных ЛСЭ-клистронов, построенных на базе традиционных параметрических ЛСЭ. Предложены теоретические модели двух типов таких устройств, которые отличаются компоновкой блока ускорителя электронного пучка. А именно, в одной из моделей (модель с промежуточным ускорением) часть ускорительных секций размещена между секциями модуляции пучка и энергоотбора. Описана модель мультигармонического магнитного ондулятора. Произведена постановка задачи и получена базовая система укороченных уравнений в кубически нелинейном приближении для комплексных амплитуд гармоник резонансно взаимодействующих волн в исследуемых фемтосекундных активных кластерных ЛСЭ-клистронах.

### ACTIVE FEL-KLYSTRONS AS FORMERS OF FEMTO-SECOND CLUSTERS OF ELECTROMAGNETIC FIELD. DESCRIPTION OF THE MODELS BASED ON "ORDINARY" FEL SECTIONS

*V.V. Kulish<sup>1</sup>, A.V. Lysenko<sup>2</sup>, A.Ju. Brusnik<sup>1</sup>*

<sup>1</sup> National Aviation University,  
1, Kosmonavta Komarova ave., 03680, Kiev, Ukraine  
E-mail: [kulish2001@ukr.net](mailto:kulish2001@ukr.net)

<sup>2</sup> Sumy State University,  
2, Rimsky-Korsakov St., 40007, Sumy, Ukraine

*The qualitative properties discussion of the Femto-second active cluster FEL-klystrons, which are designed on the basis of "ordinary" FEL sections, is performed. Theoretical models of two different types of such devices are proposed. The main difference between them consists in the acceleration block arrangement. Namely, in the model with intermediate acceleration, a part of the acceleration sections is placed between the modulation and energy-transformation sections. The formulation of the problem is done. The basic system of truncated equations (in the cubic-nonlinear approximation) for the complex amplitudes of harmonics of resonantly-interacting waves is obtained.*

**Keywords:** FREE ELECTRON LASERS, FEMTO-SECOND CLUSTERS OF ELECTROMAGNETIC FIELD, ACTIVE KLYSTRONS.

**АКТИВНІ ЛВЕ-КЛІСТРОНИ ЯК ФОРМУВАЧІ ФЕМТОСЕКУНДНИХ  
КЛАСТЕРІВ ЕЛЕКТРОМАГНІТНОГО ПОЛЯ. ОПИС МОДЕЛЕЙ НА БАЗІ  
СЕКЦІЙ «ЗВИЧАЙНОГО» ЛВЕ**

**В.В. Кулиш, А.В. Лисенко, А.Ю. Бруснік**

<sup>1</sup> Національний авіаційний університет,  
пр. Космонавта Комарова, 1, 03680, Київ, Україна  
E-mail: [kulish2001@ukr.net](mailto:kulish2001@ukr.net)

<sup>2</sup> Сумський державний університет,  
вул. Римського-Корсакова, 2, 40007, Суми, Україна

*Проведено якісне обговорення властивостей фемтосекундних активних ЛВЕ-клістронів, побудованих на базі секцій «звичайного» ЛВЕ. Запропоновано теоретичні моделі двох різновидів таких пристроїв, які відрізняються компоновкою блока прискорювача електронного пучка. А саме, в одній з моделей (модель з проміжним прискоренням) між секціями модуляції пучка та енерговідбору розміщено частину прискорювальних секцій. Зроблено постановку задачі та в кубічно-нелінійному наближенні отримано систему вкорочених рівнянь для комплексних амплітуд гармонік резонансно взаємодіючих хвиль.*

**Ключові слова:** ЛАЗЕРИ НА ВІЛЬНИХ ЕЛЕКТРОНАХ, ФЕМТОСЕКУНДНІ КЛАСТЕРИ ЕЛЕКТРОМАГНІТНОГО ПОЛЯ, АКТИВНІ КЛІСТРОНИ.

**СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ**

1. В.В. Кулиш, А.В. Лысенко, А.Ю. Брусник, *Ж. нано-електрон. фіз.* **2** №2, 50 (2010).
2. V.V. Kulish, *Hierarchical methods: Undulative electrodynamic systems, Vol. 2* (Dordrecht/Boston/London: Kluwer Academic Publishers: 2002).
3. T.C. Marshall, *Free electron laser* (New York, London: Mac Millan: 1985).
4. V.V. Kulish, *Methods of averaging in nonlinear problems of relativistic electrodynamics* (Atlanta: World Federation Publishers: 1998).
5. C. Brau, *Free electron laser* (Boston: Academic Press: 1990).
6. V.V. Kulish, *Hierarchic Methods: Hierarchy and Hierarchic Asymptotic Methods in Electrodynamics, Vol.1* (Dordrecht/Boston/London: Kluwer Academic Publishers: 2002).
7. H.P. Freund and T.M. Antonsen, *Principles of Free Electron Lasers* (Springer: Berlin-Heidelberg-New York-Tokyo: 1996).
8. E.L. Saldin, E.V. Scheidmiller and M.V. Yurkov, *The physics of Free Electron Lasers* (Springer: Berlin-Heidelberg-New York-Tokyo: 2000).



9. T. Shiozawa, *Classical Relativistic Electrodynamics: Theory of Light Emission and Application to Free Electron Lasers* (Springer: Berlin-Heidelberg-New York-Tokyo: 2004).
10. P. Schmuser, M. Ohlus and J. Rossbach, *Ultraviolet and Soft X-Ray Free Electron Lasers: Introduction to Physical Principles, Experimental Results, Technological Challenges* (Springer: Berlin-Heidelberg-New York-Tokyo: 2008).
11. C. Hernandez-Garcia, M.L. Stutzman, P. G. O'Shea, *Phys. Today* **61** No2, 44 (2008).
12. M.J. Kelley, G.R. Neil, *The Landolt-Bornstein Database – Advanced Materials and Technologies Laser Physics and Applications Laser Systems. Part 2*, **12**, 189 (Springer: Berlin Heidelberg: 2008).
13. А.А. Рухадзе, Л.С. Богданкевич, С.Е. Росинский, В.Г. Рухлин, *Физика сильноточных релятивистских электронных пучков* (Москва: Атомиздат: 1980).
14. Д.И. Трубецков, А.Е. Храмов, *Лекции по сверхвысокочастотной электронике для физиков, Т. 1* (Москва: ФИЗМАТЛИТ: 2003).
15. Д.И. Трубецков, А.Е. Храмов, *Лекции по сверхвысокочастотной электронике для физиков, Т. 2* (Москва: ФИЗМАТЛИТ: 2003).
16. Р. Девидсон, *Теория заряженной плазмы* (Москва: Мир: 1978).
17. V.V. Kulish, O.V. Lysenko, V.I. Savchenko, I.G. Majornikov *Laser Phys.* **15**, 1629 (2005).
18. Ю.А. Быстров, И.А. Иванов, *Ускорительная техника и рентгеновские приборы* (Москва: Высш. школа: 1983).
19. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц, *Теория поля* (Москва: Наука: 1974).