

# КУБИЧЕСКИ-НЕЛИНЕЙНАЯ ТЕОРИЯ МУЛЬТИГАРМОНИЧЕСКИХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ В СЕКЦИИ УСИЛЕНИЯ ПРОДОЛЬНЫХ ВОЛН СУПЕРГЕТЕРОДИННОГО 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, Киев, Украина*

*E-mail: kulish2001@ukr.net;*

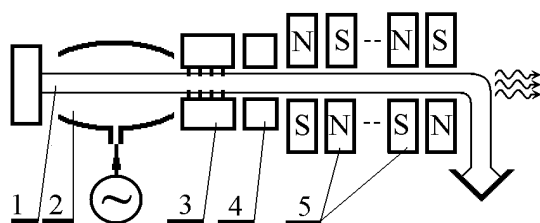
<sup>2</sup>*Сумский государственный университет, Сумы, Украина*

*E-mail: lysenko\_@ukr.net*

Построена кубически-нелинейная теория мультигармонических взаимодействий волн пространственного заряда (ВПЗ) в секции усиления супергетеродинного лазера на свободных электронах (ЛСЭ), использующего ондулятор с продольным электростатическим полем. Произведен учет мультигармонических резонансных взаимодействий ВПЗ двух типов. Определены длины и уровни насыщения. Выяснены условия, при которых происходит усиление мультигармонической ВПЗ без искажения ее частотного спектра.

## ВСТУПЛЕНИЕ

В последнее время внимание исследователей привлекают лазеры на свободных электронах, которые способны генерировать мощное мультигармоническое электромагнитное излучение, а также формировать ультракороткие (в том числе и фемто-секундные) кластеры электромагнитных волн [1 - 5]. К таким ЛСЭ относятся супергетеродинные ЛСЭ [6], в которых для усиления мультигармонических волн пространственного заряда предлагается применять ондулятор с продольным электростатическим полем. На Рис. 1 показана одна из возможных схем такого прибора. Здесь электронный пучок 1 проходит через нерезонансный модулятор 2, в котором происходит модуляция пучка, и формируются мультигармонические ВПЗ. Далее в секции 3, в которой размещен продольный электростатический ондулятор, происходит усиление мультигармонических ВПЗ. В секции 4 электронный пучок ускоряется, а в секции 5, которая содержит поперечное мультигармоническое Н-убитронное магнитное поле, происходит преобразование усиленной и ускоренной медленной мультигармонической ВПЗ в мультигармоническую электромагнитную волну. Таким образом, на выходе прибора получаем мощный электромагнитный сигнал с широким частотным спектром, в том числе и мощный ультракороткий электромагнитный кластер.



*Рис. 1. Схема супергетеродинного ЛСЭ с продольным электростатическим ондулятором:*

*1 – электронный пучок; 2 – нерезонансный модулятор; 3 – секция усиления мультигармонических ВПЗ; 4 – секция ускорения электронного пучка; 5 – Н-убитронный ондулятор*

Одним из ключевых элементов исследуемого супергетеродинного ЛСЭ является секция усиления

мультигармонических ВПЗ 3, в которой используется ондулятор с продольным электростатическим полем. Исследованию физических процессов в этой секции и посвящена данная работа. Здесь построена кубически-нелинейная теория мультигармонических взаимодействий волн, определены длины и уровни насыщения. Выяснены условия, когда происходит усиление мультигармонической ВПЗ без искажения ее спектра.

Отметим, что устройства, которые используют электростатические ондуляторы с продольным и поперечным электрическим полем для генерации мощного электромагнитного излучения в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах длин волн, изучаются достаточно давно [7 - 16]. Впервые такие устройства были предложены в [7]. Теоретические исследования различных модификаций устройств с электростатическими ондуляторами были проведены в [8 - 16]. Однако мультигармонические процессы [1, 5, 17], которые характерны для изучаемых систем, исследованы не были.

## МОДЕЛЬ

Рассмотрим качественно физические процессы в секции усиления ВПЗ (Рис. 1, позиция 3). Усиление мультигармонических ВПЗ происходит благодаря использованию ондулятора с продольным электростатическим полем [6], схема которого показана на Рис. 2. Предварительно промодулированный релятивистский электронный пучок 1 движется вдоль оси электростатического ондулятора и проходит через область периодически реверсивного продольного электрического поля, которое создается электродами 2. Электроды 2 подключены к источникам высокого напряжения таким образом, чтобы электрические поля 3 между любым электродом и его соседями справа и слева были направлены коллинеарно оси пучка и взаимно противоположно.

Считаем, что на вход секции усиления подается промодулированный пучок электронов, в котором распространяются медленная и быстрая ВПЗ соответственно:

$$\mathbf{E}_\alpha = \sum_{m=1}^N [E_{\alpha,m} \exp(ip_{\alpha,m}) + c.c.] \mathbf{e}_z, \quad (1)$$

$$\mathbf{E}_\beta = \sum_{m=1}^N [E_{\beta,m} \exp(ip_{\beta,m}) + c.c.] \mathbf{e}_z, \quad (2)$$

где  $E_{\alpha,m}$  и  $E_{\beta,m}$  – комплексные амплитуды напряженностей электростатического поля  $m$ -х гармоник медленной и быстрой ВПЗ соответственно;  $m = 1, 2, \dots, N$  – номера гармоник ВПЗ;  $p_{\alpha,m} = m \cdot \omega \cdot t - k_{\alpha,m} z$  и  $p_{\beta,m} = m \cdot \omega \cdot t - k_{\beta,m} z$  – фазы  $m$ -х гармоник медленной и быстрой ВПЗ соответственно;  $k_{\alpha,m}$  и  $k_{\beta,m}$  – их волновые числа;  $\omega$  – частота первой гармоники;  $\mathbf{e}_z$  – орт оси  $Z$ .

Электрическое поле ондулятора имеет следующий вид:

$$\mathbf{E}_2 = [E_2 \exp(ip_2) + c.c.] \mathbf{e}_z, \quad (3)$$

где  $E_2$  – комплексная амплитуда электрического поля ондулятора;  $p_2 = k_2 z$  – его фаза;  $k_2 = 2\pi/\Lambda$  – волновое число;  $\Lambda$  – период ондуляции.

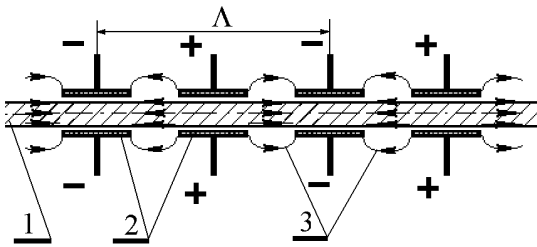


Рис. 2. Схема сечения усиления ВПЗ

Рассматриваем случай, когда в системе реализуется рамановский режим взаимодействия и выполняются следующие условия трехволнового параметрического резонанса для каждой тройки гармоник:

$$p_{\alpha,m} = p_{\beta,m} - p_2$$

или

$$k_{\alpha,m} = k_{\beta,m} + k_2. \quad (4)$$

Как известно, волновые числа медленной и быстрой ВПЗ имеют вид [1, 9]:

$$\begin{aligned} k_{\alpha,m} &= m \cdot \omega / v_0 + \omega_p / (\gamma_0^{3/2} v_0), \\ k_{\beta,m} &= m \cdot \omega / v_0 - \omega_p / (\gamma_0^{3/2} v_0), \end{aligned} \quad (5)$$

где  $v_0$  – постоянная составляющая скорости электронов пучка;  $\gamma_0$  – их релятивистский фактор;  $\omega_p$  – ленгмюровская частота. Подставив (5) в (4), нетрудно убедиться, что условия параметрических резонансов (4) будут выполнены, если период ондуляции электростатического поля будет равен:

$$\Lambda = \pi \gamma_0^{3/2} v_0 / \omega_p. \quad (6)$$

Анализируя условие (6), можем убедиться, что период ондуляции не зависит от номера гармоники  $m$ . Это значит, что если условие параметрического резонанса (4) будет выполняться для первых гармоник, то оно также будет справедливо и для всех  $m$ -х гармоник. При этом во всех резонансных процессах будет участвовать только первая пространственная гармоника поля электростатического ондулятора.

Таким образом, в сечении усиления ВПЗ одновременно возникает большое количество трехволновых параметрических резонансов между  $m$ -ми гармониками быстрой, медленной ВПЗ и первой гармоникой поля электростатического ондулятора. О таких взаимодействиях говорят как о множественных параметрических резонансах [1, 5, 17].

Также следует отметить, что дисперсионные зависимости быстрой и медленной ВПЗ являются линейными и смещены относительно друг друга на постоянную величину (см. соотношения (5)). Поэтому между их гармониками реализуются также и множественные параметрические резонансные взаимодействия другого типа:

$$\begin{aligned} k_{\alpha,n-m+l} \Big|_{n-m+l>0} &= k_{\beta,n} - k_{\beta,m} + k_{\alpha,l}, \\ k_{\alpha,n-m+l} \Big|_{n-m+l>0} &= k_{\alpha,n} - k_{\alpha,m} + k_{\alpha,l}, \\ k_{\alpha,n+m+l} &= k_{\alpha,n} + k_{\beta,m} + k_{\alpha,l}, \\ k_{\beta,n-m+l} \Big|_{n-m+l>0} &= k_{\alpha,n} - k_{\alpha,m} + k_{\beta,l}, \\ k_{\beta,n-m+l} \Big|_{n-m+l>0} &= k_{\beta,n} - k_{\beta,m} + k_{\beta,l}, \\ k_{\beta,n+m+l} &= k_{\beta,n} + k_{\alpha,m} + k_{\beta,l}. \end{aligned} \quad (7)$$

Здесь  $n, m, l$  – целые числа.

Известно, что медленная ВПЗ характеризуется отрицательной энергией, а быстрая – положительной [1, 9]. Поэтому в результате множественных параметрических волновых резонансов происходит усиление как быстрой, так и медленной мультигармонических ВПЗ за счет кинетической энергии электронного пучка.

## ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

В качестве исходных используем релятивистское квазигидродинамическое уравнение [1, 5], уравнение непрерывности и уравнения Максвелла. Применим иерархический асимптотический подход к теории колебаний и волн [1, 5], метод медленно меняющихся амплитуд и получим для амплитуд напряженности электрического поля волн пространственного заряда  $\alpha$  и  $\beta$ , которые участвуют в параметрических резонансах, систему дифференциальных уравнений в кубически-нелинейном приближении:

$$\begin{aligned} C_{2,\alpha,m} \frac{d^2 E_{\alpha,m}}{dz^2} + C_{1,\alpha,m} \frac{dE_{\alpha,m}}{dz} + D_{\alpha,m} E_{\alpha,m} &= \\ = C_{3,\alpha,m} E_{\beta,m} E_2^* + F_{\alpha,m}, \\ C_{2,\beta,m} \frac{d^2 E_{\beta,m}}{dz^2} + C_{1,\beta,m} \frac{dE_{\beta,m}}{dz} + D_{\beta,m} E_{\beta,m} &= \\ = C_{3,\beta,m} E_{\alpha,m} E_2 + F_{\beta,m}. \end{aligned} \quad (8)$$

Коэффициенты этого уравнения определяются параметрами системы, соответствующими волновыми числами и частотами  $m$ -х гармоник:

$$\begin{aligned} D_{\chi,m} &= -ik_{\chi,m} \left( 1 - \frac{\omega_p^2}{(m\omega_\chi - k_{\chi,m} v_0)^2 \gamma_0^3} \right), \\ C_{1,\chi,m} &= \partial D_{\chi,m} / \partial (-ik_{\chi,m}), \\ C_{2,\chi,m} &= \partial^2 D_{\chi,m} / \partial (-ik_{\chi,m})^2 / 2, \\ C_{3,\alpha,m} &= \frac{k_{\alpha,m} \cdot \omega_p^2 e / m_e}{\Omega_{\alpha,m} \Omega_{\beta,m} k_2 v_0 \gamma_0^6} \times \\ &\times \left( \frac{k_{\alpha,m}}{\Omega_{\alpha,m}} + \frac{k_{\beta,m}}{\Omega_{\beta,m}} - \frac{k_2}{k_2 v_0} - \frac{3v_0 \gamma_0^2}{c^2} \right), \\ C_{3,\beta,m} &= -k_{\beta,m} C_{3,\alpha,m} / k_{\alpha,m}, \quad \Omega_{\chi,m} = m\omega_\chi - k_{\chi,m} v_0, \end{aligned} \quad (9)$$

индекс « $\chi$ » принимает значения  $\alpha$  и  $\beta$ ;  $e$  и  $m_e$  – заряд и масса электрона;  $F_{\chi,m} = F_{\chi,m}(\mathbf{E}_\alpha, \mathbf{E}_\beta, \mathbf{E}_2)$  – функции, которые учитывают кубически-нелинейные слагаемые, в том числе и связанные с множественными параметрическими резонансными взаимодействиями.

Система уравнений (8) учитывает множественные параметрические резонансные взаимодействия ВПЗ двух типов: (4) и (7). Она позволяет исследовать в кубическом приближении широкий круг нелинейных процессов в плазме релятивистского электронного пучка, который проходит через периодически реверсивное продольное электрическое поле.

### АНАЛИЗ

Рассмотрим динамику ВПЗ в слабосигнальном приближении. Уравнения, которые описывают динамику волн в этом приближении, легко получить из системы (8), удалив из нее кубические слагаемые. В результате получим:

$$\begin{aligned} C_{1,\alpha,m} \frac{dE_{\alpha,m}}{dz} &= C_{3,\alpha,m} E_{\beta,m} E_2^*, \\ C_{1,\beta,m} \frac{dE_{\beta,m}}{dz} &= C_{3,\beta,m} E_{\alpha,m} E_2. \end{aligned} \quad (10)$$

Здесь также учтено, что  $D_{\chi,m} = 0$ . Из полученной системы (10) легко определить инкременты нарастания гармоник волн на начальном этапе взаимодействия волн:

$$\Gamma = |E_2| \sqrt{\frac{C_{3,\alpha,m} C_{3,\beta,m}}{C_{1,\alpha,m} C_{1,\beta,m}}} \approx \frac{3|eE_2|}{8m_e \gamma_0 v_0^2}. \quad (11)$$

Анализируя полученное выражение (11), видим, что инкременты нарастания разных гармоник волн пространственного заряда (разные  $m$ ) являются одинаковыми. Таким образом, в электростатическом ондуляторе с монохроматическим полем (3) оказывается возможным осуществить множественные трехволновые параметрические резонансные взаимодействия (4) между гармониками ВПЗ, и при этом их инкременты нарастания не зависят от их частот. Благодаря этому свойству появляется возможность усилить ВПЗ со сложным мультигармоническим спектром без искажений.

Используя систему кубически-нелинейных уравнений (8), определим уровни и длины насыщения ВПЗ, область, в которой происходит усиление мультигармонических ВПЗ без искажения. На Рис. 3 представлена зависимость амплитуд гармоник медленной волны пространственного заряда  $E_{\alpha,m}$  от продольной координаты  $z$ . Расчет произведен для случая, когда на входе в секцию усиления медленная ВПЗ имеет 10 одинаковых по модулю гармоник в субмиллиметровом диапазоне длин волн, быстрая ВПЗ – отсутствует. Плазменная частота пучка равна  $\omega_p = 1,2 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}$ , релятивистский фактор –  $\gamma = 2,5$ . При этом, как следует из (6), период ондуляции электростатического поля равен  $\Lambda = 2,8 \text{ см}$ .

Из Рис. 3 следует, что действительно на начальном этапе взаимодействий все гармоники усиливаются одинаково, на длинах  $z < 0,8 z_{sat}$  амплитуды

всех гармоник имеют одно и то же значение (напомним, что на входе в усилитель амплитуды всех гармоник были одинаковыми). При насыщении амплитуды всех гармоник напряженности электрического поля медленной ВПЗ оказываются соизмеримыми и имеют значения порядка 3 МВ/м.

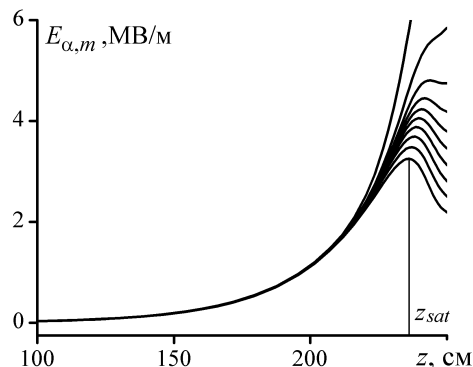


Рис. 3. Зависимости амплитуд гармоник медленной ВПЗ  $E_{\alpha,m}$  от продольной координаты  $z$

Зависимости начальных фаз гармоник медленной волны пространственного заряда  $\Phi_{\alpha,m}$  от координаты  $z$  представлены на Рис. 4. Видим, что разность начальных фаз между гармониками изменяется несущественно вплоть до процессов насыщения.

Таким образом, секция усиления, длина которой определяется соотношением  $z < 0,8 z_{sat}$ , позволяет усиливать сложный мультигармонический сигнал без искажений.

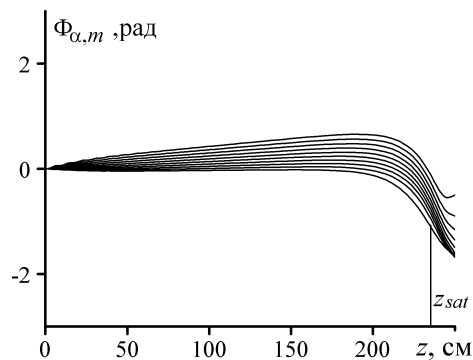


Рис. 4. Зависимости начальных фаз гармоник медленной ВПЗ  $\Phi_{\alpha,m}$  от продольной координаты  $z$

Следует также отметить, что благодаря множественным параметрическим резонансным взаимодействиям происходит возбуждение быстрой волны пространственного заряда  $\beta$ . Зависимости амплитуд и начальных фаз гармоник этой волны от продольной координаты  $z$  подобны аналогичным зависимостям медленной ВПЗ  $\alpha$ , которые представлены на Рис. 3 и 4.

Выясним, как влияют на динамику волн множественные параметрические резонансы (7). Построим зависимости амплитуд и начальных фаз гармоник от продольной координаты  $z$  без учета параметрических резонансов (7). Для этого в системе уравнений (8) из слагаемого  $F_{\chi,m}$  удалим компоненты, связанные с параметрическими резонансами (7). В результате получим зависимости, которые представлены на Рис. 5 и 6.

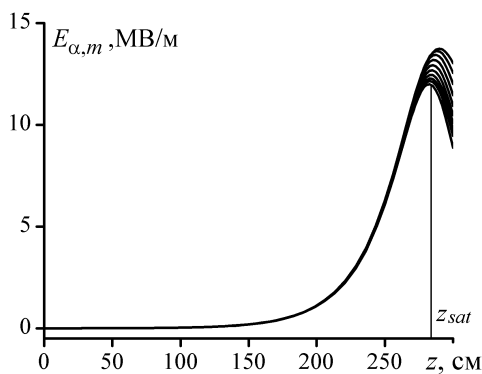


Рис. 5. Зависимости амплитуд гармоник медленной ВПЗ  $E_{\alpha,m}$  от продольной координаты  $z$  без учета параметрических резонансов (7)

Сравним зависимости амплитуд гармоник медленной ВПЗ  $E_{\alpha,m}$  от продольной координаты  $z$  без учета параметрических резонансов (7) (Рис. 5) и с учетом таких резонансов (см. Рис. 3). Видим, что в случае отсутствия учета резонансов (7) во всей области взаимодействия, в том числе и при насыщении, амплитуды гармоник имеют практически одинаковые значения, зависимости амплитуд гармоник от координаты  $z$  практически одинаковы. Различия между Рис. 3 и Рис. 5 объясняются резонансными взаимодействиями (7). Из этого следует, что разброс амплитуд при насыщении вызван именно параметрическими резонансными взаимодействиями (7). Также следует заметить, что учет параметрических резонансов (7) приводит к уменьшению уровня насыщения почти в четыре раза (сравните Рис. 3 и 5).

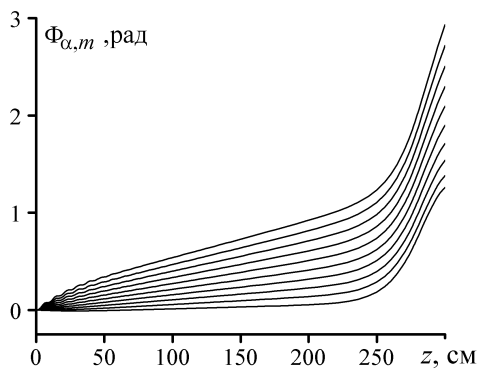


Рис. 6. Зависимости начальных фаз гармоник медленной ВПЗ  $\Phi_{\alpha,m}$  от продольной координаты  $z$  без учета параметрических резонансов (7)

Сравним зависимости начальных фаз гармоник медленной ВПЗ  $\Phi_{\alpha,m}$  от продольной координаты  $z$  без учета параметрических резонансов (7) (Рис. 6) и с учетом таких резонансов (см. Рис. 4). Видим, что учет множественных резонансных взаимодействий (7) приводит к уменьшению нарастания начальных фаз гармоник, к уменьшению разброса между ними, что способствует усилению мультигармонического сигнала без искажений.

Отметим, что генерация высших гармоник ВПЗ в электронном пучке происходит исключительно из-за множественных параметрических резонансов (7). Так, на Рис. 7 представлены зависимости амплитуд гармоник медленной ВПЗ  $E_{\alpha,m}$  от продольной коор-

динаты  $z$ , когда на входе в секцию усиления медленная ВПЗ имеет только одну основную гармонику. При этом учитывались резонансные взаимодействия как (4), так и (7). Остальные параметры такие же, как и в случае Рис. 3 - 6. Анализируя Рис. 7, видим, что, несмотря на то, что на вход подается только одна первая гармоника (см. Рис. 7, позиция 1), в области насыщения происходит генерация высших гармоник ВПЗ (см. Рис. 7, позиция 2). При тех же условиях, но без учета резонансов (7), аналогичная зависимость не содержит кривых высших гармоник.

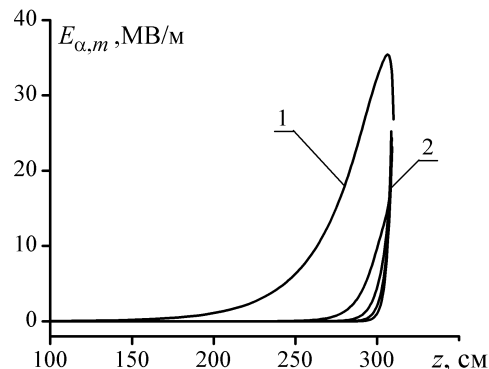


Рис. 7. Зависимости амплитуд гармоник медленной ВПЗ  $E_{\alpha,m}$  от продольной координаты  $z$ . Случай, когда на входе в секцию усиления медленная волна ВПЗ имеет только одну основную гармонику

Сравнивая Рис. 7 и 3, следует отметить, что в случае подачи на вход мультигармонического сигнала (на Рис. 3 представлен случай, когда на вход подается 10 одинаковых гармоник) уровень насыщения уменьшается с  $\sim 40$  до  $\sim 4$  МВ/м, то есть уменьшается почти в 10 раз.

Таким образом, множественные параметрические резонансные взаимодействия (7) существенно влияют на динамику мультигармонических взаимодействий волн пространственного заряда.

## ВЫВОДЫ

В работе построена кубическая нелинейная теория взаимодействия мультигармонических ВПЗ в секции усиления супергетеродинного ЛСЭ с продольным электростатическим ондулятором. Показано, что в исследуемой системе реализуются множественные параметрические резонансы двух типов, которые определяются условиями (4) и (7) соответственно. Изучено влияние этих резонансов на динамику мультигармонических волн пространственного заряда. Продемонстрировано, что резонансные взаимодействия (7) существенно уменьшают уровни насыщения ВПЗ. Выяснено, что генерация высших гармоник ВПЗ определяется исключительно множественными резонансными взаимодействиями (7). Показано, что на длинах, меньших длины насыщения ( $z < 0,8 z_{sat}$ ), инкременты нарастания не зависят от частот усиливаемых волн, разность начальных фаз практически не меняется. Предложено использовать это свойство для усиления мультигармонической ВПЗ с широким частотным спектром без искажений.

## БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. V.V. Kulish. *Hierarchical Electrodynamics and Free Electron Lasers*. Boca Raton, London, New York: CRC Press, 2011.
2. П.Г. Крюков. *Лазеры ультракоротких импульсов и их применения*. Долгопрудный: Интеллект, 2012.
3. J.C. Diels, W. Rudolph. *Ultrashort laser pulse phenomena*. New York: Academic Press, 2006.
4. V.V. Kulish, O.V. Lysenko, V.I. Savchenko, I.G. Majornikov. The two-stream free electron laser as a source of electromagnetic femto-second wave packages // *Laser Physics*. 2005, v. 15, №12, p. 1629-1633.
5. V.V. Kulish, A.V. Lysenko, A.Ju. Brusnik. Hierarchical asymptotic methods in the theory of cluster free electron lasers // *J. Infrared Milli. Terahz Waves*. 2012, v. 33, №2, p. 149-173.
6. В.В. Куліш, О.В. Лисенко, І.В. Губанов, А.Ю. Бруснік. Патент 87750 (Україна). Супергетеродинамічний параметричний лазер на вільних електронах з повздовжнім електричним ондулятором. Опубл. 10.08.2009, Бюл. № 15.
7. G. Bekefi, R.E. Shefer. Stimulated Raman scattering by an intense relativistic electron beam subjected to a rippled electric field // *J.Appl.Phys.* 1979, v. 50, №8, p. 5158 (7).
8. G. Bekefi. Electrically pumped relativistic free-electron wave generators // *J. Appl. Phys.* 1980, v. 51, №6, p. 3081 (9).
9. М.В. Кузелев, А.А. Рухадзе, П.С. Стрелков. *Плазменная релятивистская СВЧ-электроника*. М.: Изд-во МГТУ им. Баумана, 2002.
10. I.N. Kartashov, M.V. Kuzelev, N.S. Javan. Unsteady processes during stimulated emission from a relativistic electron beam in a quasi-longitudinal electrostatic pump field // *Plasma Phys. Rep.* 2005, v. 31, №3, p. 244-252.
11. A. Anselmo, J.A. Nation. Parametric growth of space charge waves using a self-biased electrostatic wiggler // *Phys. Fluids*. 1988, v. 31, №7, p. 2037 (10).
12. V.V. Kulish, S.A. Kuleshov, A.V. Lysenko. Nonlinear self-consistent theory of superheterodyne and parametric electron laser // *Int. J. Infrared Millim. Waves*. 1993, v. 14, №3, p. 451-567.
13. V.V. Kulish, S.A. Kuleshov, A.V. Lysenko. Nonlinear self-consistent theory of two-stream superheterodyne free electron lasers // *Int. J. Infrared Millim. Waves*. 1994, v. 15, №1, p. 77-120.
14. Shi-Chang Zhang. Amplification of a fast wave by extracting both the kinetic energy and electrostatic potential energy of a large-orbit relativistic electron beam in a coaxial electrostatic wiggler // *Phys. Plasmas*. 2010, v. 17, №5, p. 053102 (7).
15. N.S. Javan. Free electron laser with bunched relativistic electron beam and electrostatic longitudinal wiggler // *Phys. Plasmas*. 2010, v. 17, №6, p. 063105(13).
16. N.S. Javan. Threshold conditions for lasing of a free electron laser oscillator with longitudinal electrostatic wiggler // *Phys. Plasmas*. 2012, v. 19, №12, p. 123106 (8).
17. V.V. Kulish, A.V. Lysenko, M.Yu. Rombovsky. Effect of parametric resonance on the formation of waves with a broad multiharmonic spectrum during the development of two-stream instability // *Plasma Physics Reports*. 2010, v. 36, №7, p. 594-600.

Article received 22.09.2013

## CUBIC-NONLINEAR THEORY OF MULTIHARMONIC INTERACTIONS IN SECTION OF SUPERHETERODYNE FEL LONGITUDINAL WAVE AMPLIFIER

V.V. Kulish, A.V. Lysenko, A.Yu. Brusnik

Cubic-nonlinear theory of space charge waves (SCW) multiharmonic interactions in amplifier section of superheterodyne free electron laser (FEL), which use the undulator with longitudinal electrostatic field, has been constructed. Multiharmonic resonance interactions of two types of SCW waves have been considered. Saturation lengths and levels have been determined. The conditions of multiharmonic SCW amplification without deformation of its spectrum have been found.

## КУБИЧНО-НЕЛІНІЙНА ТЕОРІЯ МУЛЬТИГАРМОНІЧНИХ ВЗАЄМОДІЙ В СЕКЦІЇ ПІДСИЛЕННЯ ПОВЗДОВЖНІХ ХВИЛЬ СУПЕРГЕТЕРОДИННОГО ЛВЕ

В.В. Куліш, О.В. Лисенко, А.Ю. Бруснік

Побудована кубічно-нелінійна теорія мультигармонічних взаємодій хвиль просторового заряду (ХПЗ) у секції підсилення супергетеродинамічного лазера на вільних електронах (ЛВЕ), який використовує ондулятор з повздовжнім електростатичним полем. Враховані мультигармонічні резонансні взаємодії ХПЗ двох типів. Визначено довжини та рівні насичення. З'ясовано умови, за яких відбувається підсилення мультигармонічної ХПЗ без спотворення її частотного спектра.