

УДК 621.385.6

ЛАЗЕР НА СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНАХ С ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИМ МОДУЛЯТОРОМ

А.А. КУРАЕВ, В.В. МАТВЕЕНКО, А.К. СИНИЦЫН

Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники, Республика Беларусь

Поступила в редакцию 18 мая 2018

Аннотация. Сформулирована неусредненная математическая модель на основе метода крупных частиц для исследования лазера на свободных электронах с продольным электростатическим периодическим ондулятором. Проведена оптимизация параметров и исследованы характеристики процессов взаимодействия в оптимальных режимах.

Ключевые слова: неусредненная математическая модель, лазер на свободных электронах, продольный электростатический периодический ондулятор.

Abstract. The unaveraged mathematical model is formulated on the large-particle method basis for researching a free-electron laser with a longitudinal electrostatic periodic undulator. The parameter optimization is realized and the characteristics of the interaction processes in optimal regimes are studied.

Keywords: unaveraged mathematical model, free-electron laser, longitudinal electrostatic periodic undulator.

Doklady BGUIR. 2018, Vol. 116, No. 6, pp. 59-64

Free electron laser with electrostatic modulator

A.A. Kurayev, V.V. Matveyenko, A.K. Sinitsyn

Введение

Проблема разработки источников СВЧ большой мощности на основе процессов взаимодействия релятивистского электронного потока (РЭП) с электромагнитной волной является актуальной, так как именно РЭП обладают большой мощностью.

Приборы релятивистской СВЧ-электроники в настоящее время представляют достаточно большой ряд модификаций, в которых реализуются те или иные механизмы и явления, позволяющие преобразовать энергию релятивистского электронного пучка в энергию электромагнитного излучения СВЧ-диапазона. Несмотря на большое разнообразие эффективных схем СВЧ электронных приборов, как реализованных, так и гипотетических, существует ряд физических явлений, а также принципов управления электронным потоком, позволяющих предложить новые, потенциально эффективные схемы приборов.

Лазеры на свободных электронах (ЛСЭ), основанные на излучении электронов, движущихся в периодическом поле накачки, в настоящее время интенсивно изучаются в связи с перспективой получения больших уровней мощности в миллиметровом диапазоне длин волн.

Наибольшее продвижение как в теоретическом исследовании, так и в экспериментальной реализации получили ЛСЭ с магнитным ондулятором – убитроны, а также ЛСЭ с модуляцией в поле волны накачки – скаттроны [1–4]. Недостатком убитрона являются большие массо-габаритные параметры и сложность конструкции, обусловленные использованием электромагнитов в системе ондуляторов. Для работы скаттрона требуется источник ВЧ-излучения большой мощности. В работах [5, 6] была предложена схема ЛСЭ с продольным электростатическим периодическим полем, свободная от указанных недостатков, и выполнены предварительные численные расчеты генератора, которые показали

достаточно высокую его эффективность при соответствующей форме распределения электростатического поля.

В работах [2–4] исследование процессов взаимодействия проводилось на основе аналитических усредненных моделей, хотя в реальных приборах не всегда реализуются условия, при которых эти модели справедливы. Выполненные в [6] расчеты показали возможность исследования таких приборов на основе решения полных уравнений движения для крупных частиц.

В настоящей работе сформулирована неусредненная математическая модель исследования ЛСЭ с продольным электростатическим полем на основе метода крупных частиц. Выполнен поиск оптимальных параметров взаимодействия и представлены характеристики процессов взаимодействия в генераторной схеме ЛСЭ в оптимальных режимах.

Схема и принцип работы электростатического ЛСЭ с продольной модуляцией РЭП

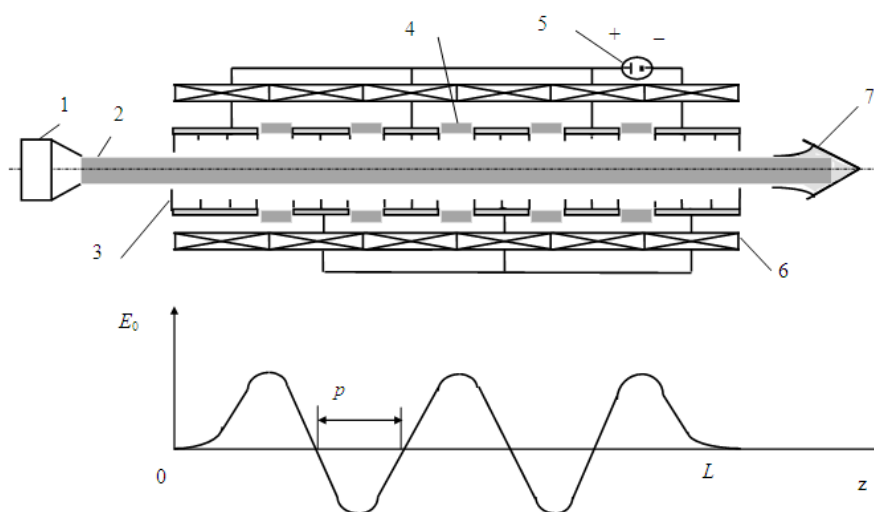


Рис. 1. Схема рассматриваемого прибора и распределение электростатического поля вдоль области взаимодействия

Здесь 1 – электронная пушка, формирующая широкий РЭП (трубчатый или сплошной цилиндрический). Далее РЭП проходит в отрезок диафрагмированного волновода 3, где взаимодействует с попутной усиливаемой волной E_{01} (усилителя) или же стоячей модой E_{01} (генератор). Фазовая скорость замедленной волны может быть выбрана (соответствующим подбором геометрических размеров системы) близкой к скорости света в пустоте. При этом продольная составляющая электрической напряженности E_z не будет зависеть от поперечных координат и, следовательно, высокочастотного расслоения РЭП не произойдет. Электродинамическая система 3 секционирована по статическому напряжению с помощью изолирующих диэлектрических шайб 4. Разность потенциалов на секциях задается источником напряжения 5. Благодаря периодическому электростатическому полю в РЭП возникают продольные колебания электронов, на доплеровской частоте которых и происходит их резонансное взаимодействие с полем E_z электродинамической системы. Магнитная система 6 обеспечивает фокусировку РЭП. Отработанный электронный поток осаждается на коллектор 7.

Математическая модель ЛСЭ

Поперечное движение электронов не учитывается (одномерная модель). В соответствии с методом крупных частиц электронный поток имитируется ансамблем из N крупных частиц, влетающих в область взаимодействия одна за другой равномерно в течение одного периода колебаний (через период все повторяется). Частицы находятся под действием электростатического поля и поля электромагнитной волны.

Информация о процессе генерации электромагнитных волн получается в результате исследования процесса взаимодействия ансамбля частиц с электромагнитным полем.

Для удобства расчетов введем безразмерные величины: $T = z/L$; $V_i = v_i / v_0$;
 $u_i = \omega t - \frac{\omega}{v_0} z$; $\theta_0 = \omega L / v_0$; $\beta_0 = v_0 / c$; $A_s = \frac{eLE_{ms}}{m_0 v_0^2}$; $A_0 = \frac{eLE_{m0}}{m_0 v_0^2}$; $n = L/p$; $\gamma_i = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta_0^2 V_i^2}}$.

Здесь v_i – скорости частиц; v_0 – начальная средняя скорость электронов; L – длина области взаимодействия; e , m_0 – заряд и масса покоя электрона; c – скорость света, ω – рабочая частота, E_{ms} – амплитуда ВЧ-поля, E_{m0} – амплитуда пространственных колебаний электростатического поля, p – расстояние между серединами соседних секций (может изменяться от секции к секции), γ_i – релятивистский фактор.

Безразмерные уравнения движения крупных частиц (взаимодействие между частицами здесь не учитывалось) в этих обозначениях имеют вид [6]:

$$\frac{dV_i}{dT} = -\frac{\theta_0}{V_i \gamma_i^3} A_s E_s(T, u_i) + A_0 E_0(T) ; \quad (1)$$

$$\frac{du_i}{dT} = \theta_0 (1/V_i - 1) ; 0 \leq T \leq 1.$$

Начальные условия для частиц: при $T = 0$: $V_i(0) = 1$; $u_i(0) = -\pi/2 + 2\pi(i-0,5)/N$; $i = 1 \dots N$.
 $E_s(T, u) = E'_s / E_{ms}$ – безразмерная E_z – составляющая ВЧ-поля.

Для стоячей волны:

$$E_s(T, u) = \cos(u_i + \theta_0 T + \vartheta_s) \cos(\theta_0 T / V_\phi). \quad (2)$$

Здесь $V_\phi = \frac{v_\phi}{v_0}$, где v_ϕ – фазовая скорость E_{01} -волны в волноводе.

При этом выполняется условие резонанса для E_{01} моды:

$$\theta_0 = l\pi V_\phi. \quad (3)$$

Для бегущей (попутной ‘-’ или встречной ‘+’ парциальной) волны:

$$E_s(T, u) = \cos(u_i \mp \theta_0 (1/V_\phi - 1)T + \vartheta_s). \quad (4)$$

Безразмерное электростатическое поле $E_0(T) = E'_0 / E_{m0}$ в первом приближении можно представить в виде

$$E_0(T) = \sin(n(T)\pi T + \vartheta_0). \quad (5)$$

Здесь изменение периода вдоль области взаимодействия задавалось следующим образом: $n(T) = (1 + \alpha T)n_0$, причем α и n_0 находились из условия максимума КПД. При $\alpha > 0$ период p сокращается к концу области взаимодействия.

Рассматривается также случай более сложной зависимости электростатического поля:

$$E_0(T) = \sin(n(T)\pi T + \vartheta_0) + \xi \sin(3(n(T)\pi T + \vartheta_0)). \quad (6)$$

Выходная мощность излучения ЭМВ определяется по величине волнового КПД η_v , представляющего собой отношение средней за период выходной мощности волны к мощности РЭП на входе. Волновой КПД рассчитывается по формуле

$$\frac{d\eta_v}{dT} = A_s \frac{\gamma_0 + 1}{\gamma_0^2} \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N E_s(T, u_i). \quad (7)$$

Электронный КПД представляет собой отношение приращения энергии РЭП на входе и выходе области взаимодействия к выходной энергии РЭП:

$$\eta_e = \frac{\gamma_0 - \gamma(T)}{\gamma_0 - 1}. \quad (8)$$

Эффективность взаимодействия определяется величиной суммарного КПД, который представляет собой отношение выходной мощности излучения к мощности РЭП на входе без мощности, возвращенной в электростатическую систему:

$$\eta_s = \frac{\eta_v}{1 - \eta_e + \eta_v}, \text{ если } \eta_e > \eta_v, \text{ иначе } \eta_s = \eta_v. \quad (9)$$

Для качественного исследования и оптимизации процесса взаимодействия в ЛСЭ на основе приведенной математической модели (1)–(9) была создана программа, включающая в себя возможность оптимизации параметров по выходному КПД.

Условие синхронизма

Эффективная работа прибора возможна при создании условий синхронизма движения электронов и электромагнитной волны. В этом случае воздействие силы ВЧ-поля на электроны потока происходит в течение достаточно длительного промежутка времени, и энергетический эффект взаимодействия накапливается.

Условия синхронизма могут быть получены из следующих соображений.

Предположим, пространственный период колебаний электрона, определяемый периодом распределения (длина секции) электростатического поля продольного ондулятора, равен $2p$; время, за которое электрон проходит этот период, $t_e = 2p / v_\phi$. Время, за которое то же расстояние проходит попутная или встречная волна $+m$ полных периодов ВЧ колебаний $\tau = 2\pi / \omega$, обозначим $t_w = m2\pi / \omega \pm 2p / v_\phi$. Верхний знак относится к попутной, нижний – к встречной парциальной волне стоячего поля.

Условием синхронизма будет равенство двух отрезков времени: $t_l = t_w$. Из этого равенства имеем $\frac{2p}{v_\phi} = m \frac{2\pi}{\omega} \pm \frac{2\pi}{v_\phi}$ или $K = \beta_0 \left(\frac{m\pi}{p} \pm h \right)$, где $K = \omega / c$, $h = \omega / v_\phi$.

Приведенное условие в используемых безразмерных переменных можно переписать в виде

$$1 \mp \frac{1}{V_{tm}} = m \frac{\beta_0 \lambda}{2p} = \frac{m\pi}{\theta_0}. \quad (10)$$

Здесь $\lambda = 2\pi c / \omega$ – длина волны в вакууме. Кроме того, должна учитываться дисперсионная зависимость $h(k)$ для E_{01} волны:

$$h^2 = k^2 - \chi_{01}^2, \quad V_\phi = \frac{1}{\sqrt{1 - \chi_{01}^2 / \omega^2}}, \quad (11)$$

где χ_{01} – собственное число для E_{01} волны в волноводе с заданным импедансом стенки (в гладком идеально проводящем волноводе $\chi_{01} = 2,405/a$, a – радиус волновода).

Оптимальные режимы ЛСЭ

Расчеты показали, что использование периодической регулярной структуры электростатического поля (5) (при $n = \text{const}$) не дает эффективного результата по КПД. Еще в работе [5] было предложено использование более сложной структуры электростатического поля E_0 с присутствием третьей гармоники (6), что делает продольные колебания электронов неизохронными, обеспечивая эффективную фазовую группировку. Как показали расчеты, это дает возможность при оптимизации получить волновой КПД более 20 %, что недостижимо при более простой периодической регулярной системе (5).

Эффективность взаимодействия может быть значительно повышена, если использовать нерегулярное расположение электростатических линз ($n \neq \text{const}$).

В табл. 1 приведены параметры четырех оптимальных вариантов нерегулярного ЛСЭ, рассчитанных для попутной парциальной волны (4) (варианты N 1–3) и для стоячей волны (2) (вариант N 4) с $V_\phi = 2$ и $\beta_0 = 0,6$.

Таблица 1. Параметры четырех оптимальных вариантов нерегулярного ЛСЭ, рассчитанных для попутной парциальной волны

N	1	2	3	4
A_s	0,089	0,073	0,071	0,131
A_0	0,117	0,086	0,086	0,145
θ_0	59,34	131,631	660,61	131,3
ϑ_s	0,142	-0,472	-0,082	0
ϑ_0	0,760	1,194	1,062	1,34
n_0	12,41	20,10	100,9	10
α	-0,117	0,922	0,922	0,92
ξ	0	0,955	0,927	0,98
η_e	0,6467	0,424	0,521	0,601
η_v	0,190	0,277	0,468	0,380
η_s	0,350	0,325	0,494	0,488

Вариант N 1 рассчитан для $\xi = 0$ (без учета третьей гармоники распределения электростатического поля), и в нем суммарный КПД достигает 35 %, но это увеличение идет за счет увеличения η_e и уменьшения η_v . Более эффективен вариант N 2, включающий в себя при нерегулярном расположении линз также третью гармонику (6) и большее n_0 .

При увеличении рабочей длины волновода θ_0 и количества вариаций электростатического поля n_0 КПД возрастает. Так, в варианте N 3 было получено $\eta_s = 49$ % при $\eta_v \approx 0,47$. Следует отметить, что при взаимодействии с полным полем резонатора (2), когда учитывается попутная и встречная волны, эффективность прибора повышается, как это видно из сопоставления вариантов N 1 и N 4.

Заключение

Приведенные оптимальные варианты иллюстрируют достаточно высокую эффективность электростатического ЛСЭ с нерегулярным ондулятором и его конкурентоспособность с традиционными ЛСЭ с магнитными ондуляторами – убитронами.

Список литературы

1. Генераторы когерентного излучения на свободных электронах / Под ред. А.А. Рухадзе. М: Мир, 1983. 258 с.
2. Убитроны и скаттроны / В.Л. Братман [и др.] // Сб. «Релятивистская высокочастотная электроника». 1979. С. 217–248.
3. Экспериментальное исследование индуцированного рассеяния волн на электронных пучках в релятивистских СВЧ-генераторах / В.П. Губарев [и др.] // Сб. «Релятивистская высокочастотная электроника». 1984. С. 178–192.
4. Бессонов Е.Г. Лазеры на свободных электронах // Сб. «Генераторы и усилители на релятивистских электронных потоках». 1987. С. 45–67.
5. Кураев А.А., Парамонов Б.М., Сеницын А.К. О некоторых модификациях приборов релятивистской СВЧ-электроники // РиЭ. 1992. Т. 37, № 2. С. 316–321.
6. Кураев А.А. Мощные приборы СВЧ. Методы анализа и оптимизации параметров. М.: Радио и связь, 1986. 208 с.

References

1. Generatory kogerentnogo izlucheniya na svobodnyh jelektronah / Pod red. A.A. Ruhadze. M: Mir, 1983. 258 s. (in Russ.)

2. Ubitrony i skatatrony / V.L. Bratman [i dr.] // Sb. «Reljativistskaja vysokochastotnaja jelektronika». 1979. S. 217–248. (in Russ.)
3. Jeksperimental'noe issledovanie inducirovannogo rassejanija voln na jelektronnyh puchkah v reljativistskih SVCh-generatorah / V.P. Gubarev [i dr.] // Sb. «Reljativistskaja vysokochastotnaja jelektronika». 1984. S. 178–192. (in Russ.)
4. Bessonov E.G. Lazery na svobodnyh jelektronah // Sb. «Generatory i usiliteli na reljativistskih jelektronnyh potokah». 1987. S. 45–67. (in Russ.)
5. Kuraev A.A., Paramonov B.M., Sinicyn A.K. O nekotoryh modifikacijah priborov reljativistskoj SVCh-jelektroniki // RiJe. 1992. T. 37, № 2. S. 316–321. (in Russ.)
6. Kuraev A.A. Moshhnye pribory SVCh. Metody analiza i optimizacii parametrov. M.: Radio i svjaz', 1986. 208 s. (in Russ.)

Сведения об авторах

Кураев А.А., д.ф.-м.н., профессор, профессор кафедры информационных радиотехнологий Белорусского государственного университета информатики и радиоэлектроники.

Матвеенко В.В., к.ф.-м.н., доцент, доцент кафедры вычислительных методов и программирования Белорусского государственного университета информатики и радиоэлектроники.

Адрес для корреспонденции

220013, Республика Беларусь,
г. Минск, ул. П. Бровки, 6,
Белорусский государственный университет
информатики и радиоэлектроники
тел. +375-17-293-89-56
e-mail: vladimir66@bsuir.by
Матвеенко Владимир Владимирович

Information about the authors

Kurayev A.A., D.Sci, professor, professor of information radiotechnologies department of Belarusian state university of informatics and radioelectronics.

Matveyenka V.V., PhD., associate professor, associate professor of computational methods and programming department of Belarusian state university of informatics and radioelectronics.

Address for correspondence

220013, Republic of Belarus,
Minsk, P. Brovka, st., 6,
Belarusian state university of
informatics and radioelectronics
tel. +375-17-293-89-56
e-mail: vladimir66@bsuir.by
Matveyenka Vladimir Vladimirovich