

О ДВИЖЕНИИ ЭЛЕКТРОННОГО ПОТОКА В ВЫСОКОЧАСТОТНОМ ПОЛЕ ЗАМЕДЛЯЮЩЕЙ СИСТЕМЫ КЛИНОТРОНА

Ю. В. Корниенко, Д. С. Масалов

*Институт радиофизики и электроники им. А. Я. Усикова НАН Украины,
12, ул. Ак. Проскуры, Харьков, 61085, Украина
E-mail: mds@ire.kharkov.ua*

С целью изучения обмена энергией между электронным пучком и высокочастотным полем в клинотроне рассматривается движение первоначально однородного электронного пучка в продольном электрическом поле замедленной электромагнитной волны с амплитудой, экспоненциально нарастающей вдоль траектории электрона. Проведено сравнение решений: полученных численно и аналитически методом возмущений по малой амплитуде в шестом приближении. Показано, что погрешность приближённого решения мала при небольших значениях угла пролёта и катастрофически нарастает, начиная с некоторого его значения. Кратко обсуждается природа «клинотронного эффекта». Ил. 4. Библиогр.: 22 назв.

Ключевые слова: клинотрон, электронный пучок, генератор О-типа с длительным взаимодействием.

С первых дней развития радиотехники после изобретения радио А. С. Поповым в 1895 г. для неё было характерным стремление осваивать всё более коротковолновые диапазоны электромагнитных волн. В первых системах радиосвязи начала двадцатого века использовались волны длиной в десятки километров [1]. Для их генерации применялись искровые передатчики (с ударным возбуждением колебательного контура) и дуговые передатчики (дуга вносила отрицательное сопротивление в колебательный контур). Появление вакуумного триода открыло путь к укорочению волн. В начале 1920-х гг. уже использовались волны длиной в километры и сотни метров (длинноволновый и средневолновый диапазоны). В 1920-е гг. был освоен для связи и радиовещания коротковолновый диапазон (от 10 до 200 м).

Дальнейшее укорочение волн требовало новых технических средств для их генерации. В конце 1920-х гг. появился генератор Баркгаузена-Куртца с колебательным движением электронов сквозь сетку и магнетрон со сплошным анодом, который первоначально мыслился как магнитный аналог генератора Баркгаузена-Куртца. Эти приборы позволяли генерировать метровые и даже дециметровые волны.

В 1930-е гг. появился клистрон и магнетрон с разрезным анодом, в 1940-е гг. - лампа бегущей волны, а в начале 1950-х гг. - лампа обратной волны (ЛОВ). С помощью этих приборов удалось уверенно достичь 3-см диапазона. Однако дальнейшее продвижение в сторону более коротких волн опять потребовало новых идей. На повестке дня стояло освоение миллиметрового диапазона для радиолокации и связи. Под эту задачу в 1955 г. был создан Институт радиофизики и электроники Академии наук УССР.

Полвека назад, в 1956 г. в ИРЭ АН УССР в лаборатории А. Я. Усикова [2], при выполнении темы "Боксит" [3] был создан электронный гене-

ратор нового типа - клинотрон [4]. Он был предназначен для генерации миллиметровых волн с перестройкой частоты в широком диапазоне и представлял собой конструктивную разновидность ЛОВ [5,6], в которой электронный пучок направлен под углом к замедляющей системе. Такая конструкция позволяла получить заметно больший КПД, чем традиционная ЛОВ с пучком, параллельным замедляющей системе. Этот прибор получил широкое применение при решении многих прикладных задач и до сих пор остаётся непревзойдённым по ряду показателей. Однако история теоретического осмысления физических основ его работы сложилась менее благоприятно, и развитие теории клинотрона по-прежнему остаётся актуальной задачей.

Первые работы по теории клинотрона были выполнены в те же годы [7,8]. Это была линейная теория, отличающаяся математической корректностью, но не пригодная для описания стационарных режимов и оценки КПД. Несколько позже были выполнены работы [9-12], в которых затрагивались теоретические вопросы, относящиеся к стационарному режиму клинотрона. В дальнейшем был выполнен ещё ряд работ [13-17], направленных на достижение лучшего понимания физической природы «клинотронного эффекта» (как любил называть его Г. Я. Левин). Однако этот вопрос не исчерпан до конца и по сей день. Данная работа призвана продолжить исследования в этом направлении. Она посвящена исследованию характера движения электронного потока в поле замедленной волны с амплитудой, экспоненциально нарастающей вдоль траектории электрона.

1. Уравнение движения электрона. Поле попутной пространственной гармоникой над гребёнкой экспоненциально убывает с высотой. При наклонной траектории электрона это приводит к появлению экспоненциально нарастающего мно-

жителя перед выражением для силы, действующей на электрон, и уравнение движения электрона под действием высокочастотного поля принимает вид

$$\ddot{x} = -\frac{e}{m} E_0 e^{\beta x} \sin(kx - \omega t), \quad (1)$$

где E_0 - начальная амплитуда волны; k и ω - волновой вектор и частота замедленной волны; β - коэффициент, показывающий скорость нарастания амплитуды волны. Здесь предполагается, что пучок помещён в однородное, постоянное во времени магнитное поле, напряжённость которого бесконечно велика, и потому электроны движутся прямолинейно вдоль силовых линий, реагируя только на составляющую высокочастотного электрического поля, направленную вдоль траектории.

Начальные условия имеют вид

$$x(t_0) = 0, \quad \dot{x}(t_0) = v_0, \quad (2)$$

где t_0 - момент влёта электрона в пространство взаимодействия; v_0 - начальная скорость электрона.

Это уравнение при $\beta = 0$ широко использовалось для описания движения электронов в приборах О-типа. В частности, оно детально рассмотрено в работах [18-20]. Переходом к безразмерным переменным

$$\Phi = kx - \omega t, \quad \tau = \delta \omega (t - t_0), \quad (3)$$

где

$$\delta = \frac{v_0 - v_p}{v_p}, \quad v_p = \frac{\omega}{k}, \quad (4)$$

(1), (2) приводятся к виду

$$\Phi'' = -p \sin \Phi, \quad (5)$$

$$\Phi(0) = \varphi, \quad \Phi'(0) = 1, \quad (6)$$

где штрих означает дифференцирование по τ ,

$$p = \frac{e}{m} \frac{kE_0}{\delta^2 \omega^2}, \quad \varphi = -\omega t_0. \quad (7)$$

Это уравнение решается в квадратурах и было впервые исследовано Гюйгенсом в связи с теорией маятниковых часов. При $\beta \neq 0$ оно приближённо приводится к виду

$$\Phi'' = -p e^{a\tau} \sin \Phi, \quad a = \frac{\beta}{\delta \omega} \quad (8)$$

с теми же начальными условиями (6). Рассмотрению решений этого уравнения и посвящена данная статья.

Обозначим решение уравнения (8) с начальными условиями (6) через $\Phi(\tau, a, p, \varphi)$. Интерес к этому решению связан прежде всего с тем, что КПД взаимодействия электронного пучка с высокочастотным полем можно приближённо, с точностью до членов порядка δ^2 , записать в виде [20,21]

$$\eta = 4\delta\psi(\tau, a, p), \quad (9)$$

где $\psi(\tau, a, p)$ - функция, связанная с решением уравнения (8) соотношением

$$\psi(\tau, a, p) = \frac{1}{4\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \Phi'(\tau, a, p, \varphi) d\varphi. \quad (10)$$

2. Применение метода возмущений.

Уравнение (8) не решается в квадратурах. Полагая параметр p малым, его можно решить методом возмущений по p . Для этого будем искать решение в виде ряда по степеням p

$$\Phi(\tau, a, p, \varphi) = \sum_i \Phi_i(\tau, a, \varphi) p^i. \quad (11)$$

Подставляя это выражение в (8), разлагая правую часть в степенной ряд по p и приравнявая слева и справа члены с одинаковыми степенями p , получим цепочку линейных дифференциальных уравнений для Φ_i . При этом в правую часть каждого из этих уравнений входят только функции Φ_j с $j < i$, и таким образом эти уравнения можно последовательно решить. Подчиняя Φ_0 начальным условиям (6), а остальные Φ_i - нулевым начальным условиям, получаем искомое решение (11). Выражения для $\Phi_i(\tau, a, \varphi)$ оказываются весьма громоздкими, и приводить их здесь не имеет смысла. Дифференцируя их по τ и интегрируя по φ от $-\pi$ до π , получим функции $\psi_i(\tau, a)$, через которые можно выразить интересующую нас функцию $\psi(\tau, a)$ в виде ряда по степеням p

$$\psi(\tau, a, p) = \sum_i \psi_i(\tau, a) p^i. \quad (12)$$

В этом ряде нечётные члены оказываются равными нулю, поэтому его удобно представить в виде ряда по $q = p^2$

$$\Psi(\tau, a, q) = \sum_i \Psi_i(\tau, a) q^i, \quad (13)$$

где

$$\Psi_i(\tau, a) = \psi_{2i}(\tau, a). \quad (14)$$

В рамках данного исследования задача была решена в шестом приближении по p , в результате чего были получены первые три члена ряда (13). Аналитические вычисления производились с помощью системы компьютерной алгебры Maple 9.5.1 на компьютере Pentium 4 model 630.

Функция $\Psi_1(\tau, a)$ оказывается равной

$$\begin{aligned} \Psi_1(\tau, a) = & \\ = & \frac{(1 + a^2 \tau) e^{a\tau} \sin \tau + 2 e^{a\tau} \cos \tau - e^{2a\tau} - 1}{2a^4 + 4a^2 + 2}. \end{aligned} \quad (15)$$

Для функции $\Psi_2(\tau, a)$ получено выражение

$$\begin{aligned}
 \Psi_2(\tau, a) = & \left(-45 a - 522 a^9 \tau^3 e^{a\tau} \sin \tau + 1587 a^7 - 2055 a^5 + 1178 a^3 e^{a\tau} \cos \tau + 4170 a^5 e^{a\tau} \cos \tau + \right. \\
 & + 270 a^4 e^{a\tau} \sin \tau + 78 a e^{a\tau} \cos \tau - 222 a^2 e^{a\tau} \sin \tau + 46 a^2 \tau e^{a\tau} \cos \tau - 2006 a^6 \tau e^{a\tau} \cos \tau + \\
 & + 5764 a^5 \tau e^{a\tau} \sin \tau - 110 a^4 \tau e^{a\tau} \cos \tau + 63 a \tau e^{a\tau} \sin \tau + 1162 a^3 \tau e^{a\tau} \sin \tau - \\
 & - 472 a^5 \tau^2 e^{2a\tau} \cos 2\tau - 4 a \tau^2 e^{2a\tau} \cos 2\tau - 615 a^3 - 750 a^4 e^{2a\tau} \sin 2\tau + 2700 a^5 e^{2a\tau} \cos 2\tau - \\
 & - 4098 a^7 e^{a\tau} \cos \tau - 882 a^8 e^{a\tau} \sin \tau - 720 a^7 \tau^2 e^{2a\tau} \cos 2\tau + 4536 a^7 e^{2a\tau} - \\
 & - 90 a^8 e^{3a\tau} \sin \tau + 18 a e^{3a\tau} \cos \tau + 636 a^3 e^{2a\tau} \cos 2\tau - 1182 a^7 e^{3a\tau} \cos \tau + 416 a^3 \tau e^{2a\tau} \sin 2\tau - \\
 & - 4824 a^5 e^{2a\tau} - 72 a e^{2a\tau} - 1240 a^3 e^{2a\tau} - 20 e^{a\tau} \sin \tau - 2 a \tau^3 e^{a\tau} \sin \tau - 4 \tau e^{3a\tau} \cos \tau - \\
 & - 3294 a^6 e^{2a\tau} \sin 2\tau + 486 a^8 e^{2a\tau} \sin 2\tau + 36 a e^{2a\tau} \cos 2\tau - 972 a^7 e^{2a\tau} \cos 2\tau - \\
 & - 170 a^6 e^{3a\tau} \sin \tau - 42 a^2 e^{2a\tau} \sin 2\tau + 134 a^3 e^{3a\tau} \cos \tau + 1230 a^4 e^{3a\tau} \sin \tau - \\
 & - 42 a^5 e^{3a\tau} \cos \tau + 6758 a^6 e^{a\tau} \sin \tau + 306 a^2 e^{3a\tau} \sin \tau - 15 a e^{4a\tau} + 129 a^7 e^{4a\tau} - \\
 & - 93 a^3 e^{4a\tau} + 51 a^5 e^{4a\tau} - 70 a^2 \tau e^{3a\tau} \cos \tau - 114 a^7 \tau e^{3a\tau} \sin \tau - 360 a^3 \tau^2 e^{a\tau} \cos \tau - \\
 & - 1107 a^9 \tau e^{a\tau} \sin \tau + 24 a^2 \tau e^{2a\tau} \cos 2\tau - 236 a^6 \tau^2 e^{a\tau} \sin \tau - 2 a^2 \tau^2 e^{a\tau} \sin \tau + \\
 & + 22 a \tau e^{2a\tau} \sin 2\tau - 162 a^{10} \tau^2 e^{a\tau} \sin \tau - 1458 a^9 \tau^2 e^{a\tau} \cos \tau - 40 a^4 \tau^2 e^{a\tau} \sin \tau + \\
 & + 2376 a^6 \tau e^{2a\tau} \cos 2\tau + 1584 a^7 \tau e^{2a\tau} \sin 2\tau - 18 a \tau^2 e^{a\tau} \cos \tau - 360 a^8 \tau^2 e^{a\tau} \sin \tau + \\
 & + 2140 a^5 \tau e^{2a\tau} \sin 2\tau - 3240 a^7 \tau^2 e^{a\tau} \cos \tau + 456 a^4 \tau e^{2a\tau} \cos 2\tau + 3558 a^7 \tau e^{a\tau} \sin \tau - \\
 & - 2124 a^5 \tau^2 e^{a\tau} \cos \tau - 162 a^9 \tau e^{2a\tau} \sin 2\tau - 1854 a^8 \tau e^{a\tau} \cos \tau + 1944 a^8 \tau e^{2a\tau} \cos 2\tau + \\
 & + 20 e^{3a\tau} \sin \tau + 4 \tau e^{a\tau} \cos \tau + 80 a^4 \tau^2 e^{2a\tau} \sin 2\tau + 720 a^8 \tau^2 e^{2a\tau} \sin 2\tau + \\
 & + 324 a^{10} \tau^2 e^{2a\tau} \sin 2\tau + 4 a^2 \tau^2 e^{2a\tau} \sin 2\tau + 472 a^6 \tau^2 e^{2a\tau} \sin 2\tau - 90 a^8 \tau e^{3a\tau} \cos \tau - \\
 & - 135 a^9 \tau e^{3a\tau} \sin \tau - 80 a^3 \tau^2 e^{2a\tau} \cos 2\tau + 34 a^3 \tau e^{3a\tau} \sin \tau + 52 a^5 \tau e^{3a\tau} \sin \tau - \\
 & - 324 a^9 \tau^2 e^{2a\tau} \cos 2\tau + 3 a \tau e^{3a\tau} \sin \tau - 370 a^6 \tau e^{3a\tau} \cos \tau - 42 a^3 \tau^3 e^{a\tau} \sin \tau - \\
 & - 276 a^5 \tau^3 e^{a\tau} \sin \tau - 346 a^4 \tau e^{3a\tau} \cos \tau - 162 a^{11} \tau^3 e^{a\tau} \sin \tau - 596 a^7 \tau^3 e^{a\tau} \sin \tau \Big) / \\
 & / (2592 a^{15} + 13536 a^{13} + 28832 a^{11} + 31840 a^9 + 19040 a^7 + 5792 a^5 + 736 a^3 + 32 a).
 \end{aligned} \tag{16}$$

Выражение для $\Psi_3(\tau, a)$ приводить здесь нецелесообразно из-за его большого объёма: оно занимает 6,5 страниц формата А4. Всего вычисление шестого приближения по p потребовало 600 МБ оперативной памяти, тогда как пятое требовало немногим более 80 МБ. Для следующего ненулевого, т. е. восьмого приближения, по-видимому, не хватит имеющихся аппаратных средств.

При построении теории резонансного генератора О-типа [21] первое приближение по q по своим результатам эквивалентно линейной теории, т. е. позволяет найти порог мягкого возбуждения и инкремент нарастания, второе - позволяет найти амплитуду колебаний в стационарном режиме при мягком возбуждении и определить границу зоны жёсткого возбуждения, а третье - позволяет найти амплитуду при жёстком возбуждении, однако только в тех случаях, когда третий коэффициент в (13) меньше нуля, в противном случае потребуется член с q^4 .

Вопрос о границах применимости полученного приближения требует отдельного рассмотрения. Для случая, когда $\beta = 0$, он был детально рассмотрен в работе [19]. При $\beta > 0$ следует ожидать уменьшения области применимости.

3. О границах применимости приближённого решения. В связи с вопросом о границах применимости приближённого решения интересно более подробно рассмотреть, в чём состоит различие между приближённым решением (12) и точным решением. Для случая $\beta = 0$ этот вопрос был подробно рассмотрен в работе [19]. Там было отмечено, что решения уравнения (1) бывают двух типов в соответствии с характером движения электрона, которое может быть скользящим или колебательным. В первом случае фаза Φ , в которой находится электрон, неограниченно нарастает, а его скорость относительно замедленной волны колеблется вокруг некоторого ненулевого значения. Во втором случае электрон колеблется вокруг некоторой фиксированной фазы

Φ_0 , а его относительная скорость колеблется вокруг нулевого значения. Первый случай соответствует вращательному (т. е. инфинитному) движению физического маятника, а второй - колебательному, т. е. финитному. Тип решения определяется значением параметра p : при $p < 0,25$ решение, скользящее для всех значений начальной фазы φ , при $p > 0,25$ в некотором интервале значений φ решение становится колебательным. Применимость решения (11) зависит от малости параметра p : при $p > 0,25$ это решение в принципе неприменимо для пучка в целом, так как предполагает скользящее движение всех электронов; в то время как в этом случае для некоторых значений φ имеет место колебательное движение.

Этот вывод легко получается из анализа точного решения уравнения (5). Однако уравнение (8) не решается в квадратурах, и определение поведения его решения требует сложного качественного исследования. Такое исследование провёл в 1959 г. студент ХГУ Цой Сун Чер. Ему удалось показать, что при любых значениях p и φ , если движение электрона первоначально является скользящим, при некотором значении τ оно прекращается и сменяется колебательным движением. Численное решение уравнения (8) подтверждает этот вывод. На рис. 1 показаны решения уравнения (8), полученные численно при $a = 0,15$, $\varphi = 0$ и различных значениях p от 0,02 до 0,16. Виден захват электрона, т. е. переход скользящего движения в колебательное. Он происходит позже при меньших значениях p . На рис. 2 показана функция $\psi(\tau, a, p)$, найденная численно методом Рунге-Кутты (пунктирная линия) и с помощью ряда (12) с учётом первых трёх членов (сплошная линия). Видно, что хорошее совпадение с правильным решением имеет место только в области, где амплитуда волны мала.

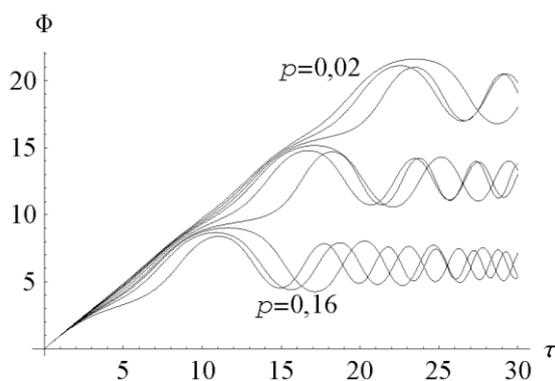


Рис. 1. Движение электрона в поле замедленной волны с экспоненциально нарастающей амплитудой при $a = 0,15$, $\varphi = 0$ и различных значениях p - от 0,02 до 0,16

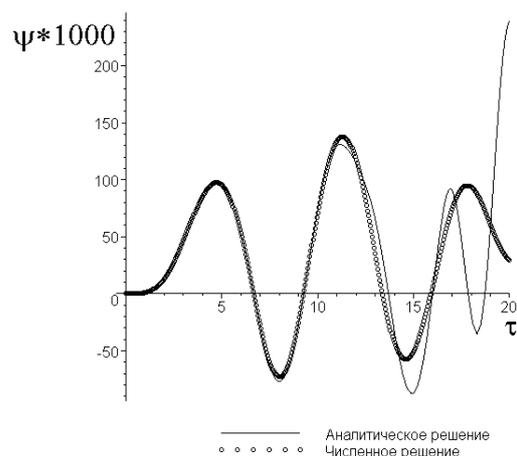


Рис. 2. Сравнение аналитического решения (6) в шестом приближении с численным решением при $a = 0,01$ и $p = 0,16$

4. О КПД клинотрона. Указанное выше обстоятельство имеет отношение к вопросу о КПД клинотрона. Из изложенного видно, что приближённое решение (11) ни в каком приближении не годится для решения задачи об оптимизации клинотрона по КПД, так как наибольшая степень передачи энергии от электрона к высокочастотному полю достигается в области захвата электрона волной, т. е. при немалых значениях pe^{at} . Иногда можно встретить мнение, будто непригодность приближённого решения (11) является свойством определённого порядка приближения, а не метода возмущений по p , как такового, и может быть преодолена путём использования приближения более высокого порядка. Это мнение ошибочно: поведение выражения (11) в случае $a = 0$ при немалых p и в случае $a \neq 0$ при любых p и достаточно больших τ качественно противоречит поведению истинного решения. Это противоречие не может быть устранено никаким порядком приближения.

В то же время при любом a и достаточно малых p всегда существует область значений τ , в которой точность решения (11) будет как угодно высокой. Это делает решение (11) полезным для некоторых целей. Однако в этой области КПД прибора будет далёк от максимального, достижимого при оптимизации прибора.

Всё же приближённое решение (11) оказывается полезным при решении ряда задач, в частности, как показано в работе [21] (хотя и только для случая $a = 0$), оно позволяет точно (а не приближённо) найти, где начинаются зоны жёсткого возбуждения генератора.

5. О природе клинотронного эффекта. Этот вопрос требует детального изучения, выходящего далеко за рамки данной статьи, однако

некоторые содержательные выводы можно сделать, рассматривая семейство решений уравнения (8) при фиксированных значениях безразмерной амплитуды высокочастотного поля p и безразмерной длины замедляющей системы

$$\tau_0 = \delta k L \quad (15)$$

(L - длина замедляющей системы) и различных значениях угла наклона α , связанного с параметром a приближённым соотношением

$$a = \frac{\alpha}{\delta}. \quad (16)$$

Пусть геометрия пространства взаимодействия клинотрона имеет вид, представленный на рис. 3. Бесконечно тонкий электронный пучок П входит в пространство взаимодействия на высоте h над замедляющей системой. Движение электрона ограничено коллектором К при $\alpha < \alpha_0$ и замедляющей системой ЗС при $\alpha > \alpha_0$, где

$$\alpha_0 \approx \frac{h}{L}. \quad (17)$$

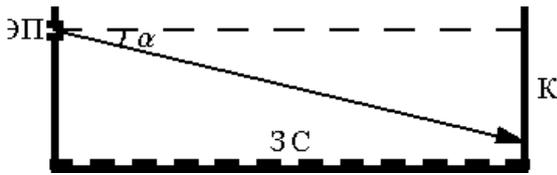


Рис. 3. Условная схема клинотрона: ЭП - электронная пушка; ЗС - замедляющая система; К - коллектор; α - угол наклона пучка.

Будем считать, что безразмерная амплитуда поля на поверхности замедляющей системы pe^{-kh} и безразмерная длина замедляющей системы τ_0 лежат недалеко от тех значений, при которых относительная энергия, передаваемая электроном высокочастотному полю при $a=0$, достигает в типичных условиях наибольшего значения. Конкретно будем рассматривать значение относительной энергии, передаваемой пучком волне

$$\eta = 1 - \Psi(\tau, a, q) \quad (18)$$

при $kh=1$ (типичный случай для реальных конструкций клинотрона), $\tau_0=5$ и значениях $q = p^2$ от 0,05 до 0,5. Зависимость η от α в этом случае состоит из двух ветвей: при $\alpha < \alpha_0$ $\tau_k \approx \tau_0$, и зависимость от α входит в (10) только через a ; при $\alpha > \alpha_0$ появляется дополнительная зависимость η от α через τ_k , равное теперь

$$\tau_k = \tau_0 \frac{\alpha_0}{\alpha}. \quad (19)$$

При значениях параметров, типичных для реального клинотрона, оказывается, что при $\alpha < \alpha_0$ η возрастает с ростом α из-за того, что пучок попадает в область со всё большей амплитудой поля, и его взаимодействие с полем становится всё более эффективным. При $\alpha > \alpha_0$ дальнейшее увеличение амплитуды поля прекращается, зато происходит уменьшение длины взаимодействия и обусловленное этим уменьшение энергии, передаваемой пучком полю. В результате оптимальным оказывается угол α_0 .

На рис. 4 показана зависимость η от α для различных значений q . Видно, что с ростом q увеличивается передаваемая мощность, однако характер зависимости от α до определённых значений q не меняется, и оптимальным остаётся угол наклона α_0 . При дальнейшем увеличении q картина изменяется: длина взаимодействия τ_0 при некотором q становится оптимальной, а при дальнейшем увеличении q оптимальными становятся меньшие значения τ_k , и максимум функции $\eta(\alpha)$ достигается в правой ветви (рис. 4) при $\alpha > \alpha_0$. Однако это происходит уже при нетипичных значениях параметров, и оптимальный угол наклона скоро достигает значений порядка 10° , что в эксперименте обычно не наблюдается.

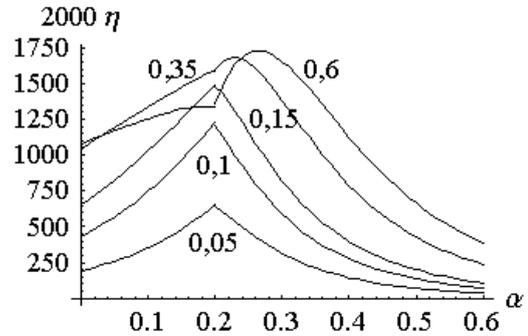


Рис. 4. Зависимость относительной энергии, передаваемой электроном полю, от угла наклона при указанных на графике значениях q

Выводы. Таким образом, возвращаясь к давней дискуссии о том, какому объяснению клинотронного эффекта следует отдать предпочтение, геометрическому или физическому, из сказанного здесь можно сделать вывод в пользу геометрического объяснения. Этот вывод, однако, не следует считать абсолютным: когда максимум мощности достигается в правой ветви графика на рис. 4, это уже следует рассматривать как физический, а не геометрический эффект.

Такое объяснение можно найти ещё в работах А. Я. Кириченко, например, [4,10,22], хотя в то время состояние вычислительной техники не позволяло легко проверить его правильность.

1. 50 лет радио // Под ред. Фортуненко. - М., 1945.
2. Дзюбенко М. И., Корниенко Ю. В. Отдел Квантовой электроники и нелинейной оптики № 33 // Институт радиофизики и электроники им. А. Я. Усикова НАН Украины. 50 лет. - Харьков. - 2005. - С.378-405.
3. Разработка методов создания широкодиапазонных измерительных генераторов миллиметрового диапазона волн (шифр «Боксит»). Научно-технический отчёт ИРЭ АН УССР. - Харьков. Научн. рук. А. Я. Усиков. - 1957. - 168 с.
4. Клинонотрон // Под ред. А. Я. Усикова. - Киев: Наук. думка, 1992. - 200 с.
5. А. с. 172364 (363460/26-а) СССР. Генераторное устройство микроволнового диапазона / М. Ф. Стельмах // Открытия. Изобретения. - 1965. - №13.
6. Альциулер Ю. Г., Татаренко А. С. Лампы малой мощности с обратной волной. - М.: Сов. радио, 1963. - 296 с.
7. Конторович В. М., Малеев В. Я. Взаимодействие наклонного электронного пучка с поверхностной волной (теория клинонотрона) // Тр. Ин-та радиофизики и электрон. АН УССР. - Харьков. - 1959. - 7. - С.32-52.
8. Конторович В. М., Малеев В. Я. Об устойчивости наклонного пучка над импедансной плоскостью // Тр. Ин-та радиофизики и электрон. АН УССР. - Харьков. - 1961. - 9. - С.217-221.
9. Кириченко А. Я. Влияние конечной длины замедляющей системы на пусковые характеристики клинонотрона // Тр. Ин-та радиофизики и электрон. АН УССР. - Харьков. - 1965. - 12. - С.174-180.
10. Кириченко А. Я. Влияние пульсаций границы электронного потока на пусковые характеристики ЛОВ // Тр. ИРЭ АН УССР. - Харьков. - 1965. - 12. - С.162-173.
11. Бородкин А. И., Чурилова С. А., Левин Г. Я., Вигдорчик В. И. Нелинейные режимы клинонотрона. Ч. I. Усиленный режим // Тр. ИРЭ АН УССР. - Харьков. - 1969. - 16. - С.53-64.
12. Бородкин А. И., Чурилова С. А., Левин Г. Я., Вигдорчик В. И. Нелинейные режимы клинонотрона. Ч. II. Генераторный режим // Тр. ИРЭ АН УССР. - Харьков. - 1969. - 16. - С.65-75.
13. Победоносцев А. С., Тагер А. С. Анализ взаимодействия электронного потока с электромагнитной волной в приближении «заданного поля» // Электрон. - 1958. - №5. С.15-25.
14. Одаренко Е. Н., Шматько А. А. Самовозбуждение колебаний в резонансных генераторах О-типа с длительным взаимодействием при наклонном магнитостатическом поле // Радиотехника и электроника. - 1992. - 37, №2. - С.303-310.
15. Manzhos S., Schunemann K., Vavriv D. M. Plasma Frequency Depression Coefficients for an Electron Beam Scattering on Metallic Surfaces // Радиофизика и радиоастрономия. - 1999. - 4, №1. - P.5-12.
16. Schunemann K., Vavriv D. M. Theory of the Clinotron: A Grating Backward-Wave Oscillator with Inclined Electron Beam // IEEE TRANSACTIONS ON ELECTRON DEVICES. - 1999. - 46, N11. - P.1-8.
17. Manzhos S., Schunemann K., Sosnitsky S., Vavriv D. M. Clinotron: a Promising Source for THz Regions // Радиофизика и радиоастрономия. - 2000. - 5, №3. - С.265-273.
18. Корниенко Ю. В. О взаимодействии электронного потока с замедленной электромагнитной волной в генераторах

О-типа // Радиофизика и электроника. - Харьков: Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. - 2001. - 6, №1. - С.144-149.

19. Корниенко Ю. В., Масалов Д. С. О движении электронного потока в генераторе О-типа с длительным взаимодействием // Радиофизика и электроника. - Харьков: Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. - 2004. - 9, спец. вып. - С.75-85.
20. Корниенко Ю. В. Исследования по нелинейной динамике резонансного генератора О-типа с длительным взаимодействием // Радиофизика и электроника. - Харьков: Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. - 2005. - 10, спец. вып. - С.530-549.
21. Корниенко Ю. В., Масалов Д. С. К теории жёсткого возбуждения колебаний в резонансных генераторах О-типа с длительным взаимодействием // Радиофизика и электроника. - Харьков: Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. - 2001. - 6, №2-3. - С.314-319.
22. Кириченко А. Я. Влияние конечной длины замедляющей системы на пусковые характеристики клинонотрона // Тр. ИРЭ АН УССР. - Харьков. - 1965. - 12. - С.174-180.

ON THE MOTION OF ELECTRON BEAM IN THE HF-FIELD OF KLYNOTRON SLOW-WAVE STRUCTURE

Yu. V. Kornienko, D. S. Masalov

In order to explore the energy exchange between an electron beam and the HF-field in a klynotron an analysis is made of an originally homogeneous electron beam motion in the longitudinal electric field of a slow electromagnetic wave where an amplitude grows exponentially along the electron trajectory. A comparison is made of the solutions found numerically and analytically by the perturbation method in terms of a small amplitude at the sixth approximation. An error of the approximate solution is shown to be insignificant at small transit angle values, and dramatically increases starting with its certain value. The "klynotron effect" is briefly discussed.

Key words: klynotron, electron beam, O-type prolonged interaction oscillator.

ПРО РУХ ЕЛЕКТРОННОГО ПОТОКУ У ВИСОКОЧАСТОТНОМУ ПОЛІ СПОВІЛЬНЮЮЧОЇ СИСТЕМИ КЛІНОТРОНА

Ю. В. Корнієнко, Д. С. Масалов

З метою вивчення обміну енергією між електронним пучком та високочастотним полем у клінонотроні розглянуто рух однорідного на початку електронного пучка у повздовжньому електричному полі уповільненої електромагнітної хвилі з амплітудою, що експоненціально наростає вздовж траєкторії електрона. Виконано порівняння розв'язків: одержаних числовим шляхом та аналітично методом збуджень за малою амплітудою у шостому наближенні. Показано, що похибка наближеного розв'язку мала при невеликих значеннях кута прольоту і катастрофічно наростає, починаючи з деякого його значення. Коротко обговорюється природа "клінонотронного ефекту".

Ключові слова: клінонотрон, електронний пучок, генератор О-типа з тривалою взвємодією.

Рукопись поступила 5 февраля 2007 г.