

01:09;10

©1993 г.

МОНОТРОННЫЙ МЕХАНИЗМ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ И АВТОМОДУЛЯЦИИ ЭЛЕКТРОННОГО ПОТОКА В РЕЛЯТИВИСТСКИХ ПЛОСКИХ ДИОДАХ

А.Ф.Александров, В.А.Кубарев, В.А.Черепенин

Обсуждается монотронный механизм генерации электромагнитного излучения и автомодуляции электронного пучка в релятивистских диодах. Для плоской геометрии путем релятивистского обобщения метода полного тока получены и проанализированы выражения для импеданса диода, а также стартовые условия монотронной генерации.

За последние годы достигнуты заметные успехи в вопросах формирования сильноточных релятивистских электронных пучков, их транспортировки и генерации мощных импульсов СВЧ излучения [1-3]. Однако имеется ряд экспериментальных фактов, не нашедших пока достаточного объяснения. К ним относятся наличие мощного широкополосного излучения в диоде, а также наблюдающаяся сильная модуляция тока пучка [4,5]. К этим эффектам может приводить монотронная генерация электромагнитного излучения в пространстве КДМИ с одновременной автомодуляцией РЭП. Этот механизм применительно к плоским диодам мы обсудим в настоящей работе.

Генерация РЭП в ускорителях прямого действия сопровождается, особенно на фронте импульса, возбуждением сильных электромагнитных полей в широком диапазоне частот — качественно от $1/\tau_i$ до $1/\tau_f$, где τ_i , τ_f — длительности импульса напряжения и его фронта. При этом в объеме диода, представляющего собой объемный резонатор сложной формы, ударно наиболее сильно возбуждаются моды, имеющие наибольшую добротность. При характерных размерах диода порядка 1 м эти колебания лежат в метровом и дециметровом диапазонах. При отсутствии связи с пучком они затухают за время порядка $\tau_n = Q_n/\omega_n$, где ω_n , Q_n — резонансная частота и добротность n -го колебания, что в метровом диапазоне составляет порядка Q (нс). При ее наличии эволюция зависит от знака вносимой пучком активной мощности (или его активной проводимости). Таким образом, если для наносекундных пучков эти процессы могут не иметь значения, то для пучков микросекундных длительностей они могут играть существенную роль.

В нерелятивистском случае известно, что проводимость плоского диода отрицательна за счет пролетных эффектов при углах пролета в первой

зоне $2\pi < \varphi < 3\pi$. Исследуем этот эффект при релятивистских напряжениях. Предлагаемая методика является релятивистским обобщением метода полного тока [6]. Будем использовать обычное приближение: ток ограничен пространственным зарядом, электроны на катоде имеют нулевые скорости и далее движутся одномерно, собственное магнитное поле пучка и краевые эффекты не учитываются.

Статический случай

Будем использовать безразмерные переменные $\bar{z} = z/d$; $\bar{t}, \bar{\tau} = c/dt, \tau$; $u = eU/mc^2$; $\bar{j} = 4\pi ed^2/mc^3 j$; $\Omega = \omega d/c$; $p = \beta\gamma$; $\beta = v/c$; $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$. Здесь d — ширина диодного промежутка; c — скорость света; U, j — напряжение на диоде и плотность тока; ω — частота переменной составляющей тока; β, p, γ — безразмерные скорость, импульс и релятивистский фактор электронов; нормировка тока записана в гауссовой системе. Ниже черточки над безразмерными величинами будем опускать.

Уравнения движения в статическом случае имеют простой вид

$$\frac{dp}{d\tau} = j\tau; \quad \frac{dz}{d\tau} = \beta = \frac{p}{\gamma} = \frac{j\tau^2}{2\gamma}; \quad \gamma = (1 + p^2)^{1/2}. \quad (1)$$

Решение $z(\tau)$ выражается через эллиптические интегралы первого и второго рода $F(\varphi, k)$, $E(\varphi, k)$; полагая в нем $z(\tau) = 1$ (координата анода с потенциалом U_a) и учитывая соотношения $\gamma_a = 1 + u_a$, $p_a = (\gamma_a^2 - 1)^{1/2}$, получим выражение для статической вольт-амперной характеристики релятивистского плоского диода в виде $j(u_a)$ [7,8]. Отметим, что в ультрарелятивистском случае приведенный статический импеданс диода $Z_0 = u_a/j(u_a)$ имеет асимптотику $Z_0 \rightarrow 1/2$. Знание вольт-амперной характеристики позволяет вычислить время пролета электронов τ_0 в режиме ограничения тока пространственным зарядом

$$\tau_0 = (2p_a/j(u_a))^{1/2}. \quad (2)$$

В ультрарелятивистском пределе ($u_a \gg 1$) $p_a \approx u_a$ и $\tau_0 \rightarrow 1$, так как большую часть зазора электроны движутся с околосветовой скоростью.

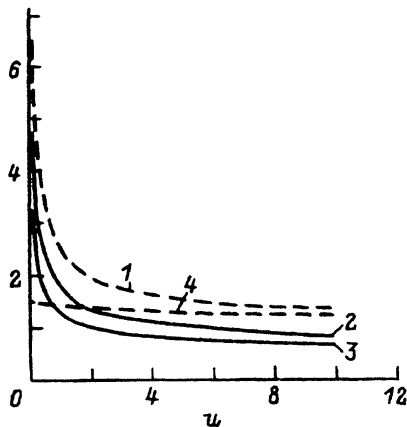


Рис. 1. Нормированное время пролета τ_0 (1), импедансы по постоянному Z_0 (2) и переменному току зависимости от приведенного напряжения на диоде $u = eU/mc^2$.

Полезно сравнить τ_0 с временем пролета в случае малых токов, когда пространственным зарядом пучка можно пренебречь, $\tau_{00} = (2/u_a + 1)^{1/2}$. Соответствующий коэффициент $K_\tau = \tau_0/\tau_{00}$ приведен на рис. 1.

По статической характеристике можно также вычислить приведенный импеданс диода при нестационарном токопрохождении

$$Z_\sim = \frac{du}{dj} = 1 / \frac{dj}{du},$$

который определяется простым выражением

$$Z_\sim = \frac{\tau_0}{2}. \quad (3)$$

Зависимости τ_0 , Z_0 , Z_\sim от напряжения u приведены на рис. 1. Отметим, что все величины приближаются к асимптотическим ультрарелятивистским значениям очень медленно (Z_\sim , как и Z_0 , также стремится к $1/2$).

Случай гармонической модуляции тока

Следуя методике полного тока, будем полагать, что ток пучка имеет малую переменную составляющую $j = j_0 + j_m \cos \Omega t$; $j_m \ll j_0$. Малость j_m позволяет не учитывать высшие гармоники и линеаризовать уравнения движения. При этом импульс, координата электронов и время пролета также приобретают малые гармонические добавки порядка j_m на частоте Ω

$$\begin{aligned} \frac{dp}{d\tau} &= j_0\tau + \frac{j_m}{\Omega} (\sin \Omega\tau \cos \Omega t_0 - (1 - \cos \Omega\tau) \sin \Omega t_0), \\ \frac{dz}{d\tau} &= \frac{p}{\tau}; \quad \tau = t - t_0. \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь t_0 — момент вылета электрона с катода.

Решение линеаризованной системы уравнений движения позволяет получить следующее выражение для импеданса диода на частоте Ω :

$$\begin{aligned} Z_\Omega &= \frac{u_m}{j_m} = Z_\sim (Z_1 \cos \Omega t - Z_2 \sin \Omega t), \\ Z_1 &= \frac{2j_0}{\tau_0 \Omega^4} \int_0^{\varphi_0} \left(A_1 \cos \varphi + A_2 \sin \varphi + \frac{\varphi^2}{2\gamma_0} \sin \varphi \right) d\varphi, \\ Z_2 &= \frac{2j_0}{\tau_0 \Omega^4} \int_0^{\varphi_0} \left(A_2 \cos \varphi - A_1 \sin \varphi - \frac{\varphi^2}{2\gamma_0} (1 - \cos \varphi) \right) d\varphi, \\ A_1 &= - \int_0^\varphi \frac{(1 - \cos \varphi)}{\gamma_0^3} d\varphi; \quad A_2 = - \int_0^\varphi \frac{(\varphi - \sin \varphi)}{\gamma_0^3} d\varphi, \end{aligned}$$

$$\gamma_0 = \left(1 + \frac{j_0^2 \tau^4}{4}\right)^{1/2}; \quad \varphi = \Omega \tau; \quad \varphi_0 = \Omega \tau_0. \quad (5)$$

Здесь γ_0 соответствует невозмущенному текущему релятивистскому фактору электронов; φ , φ_0 — текущий и полный углы пролета; Z_1 , Z_2 — соответственно активная и реактивная составляющие импеданса, нормированные на Z_{∞} . Интегралы в (5), по-видимому, не могут быть выражены в конечном виде через специальные функции. Приближения можно записать только при достаточно простых аппроксимациях для γ_0^{-3} . Поэтому приведенные ниже результаты были получены численно. В нерелятивистском случае $\gamma_0 = 1$ интегрирование проводится элементарно и получающиеся выражения совпадают с приведенными в [6].

С помощью формул для составляющих импеданса рассчитывались приведенная активная проводимость g_1 и эффективная емкость диода g_2 по формулам (C_0 — “холодная” емкость диода)

$$g_1 = \frac{Z_1}{Z_1^2 + Z_2^2}; \quad g_2 = -\frac{2}{\varphi_0} \frac{Z_2}{Z_1^2 + Z_2^2} = \frac{C}{C_0}. \quad (6)$$

Соответствующие зависимости при напряжении $u = 1$ ($U = 511$ кВ) приведены на рис. 2. Видно, что качественно они слабо отличаются от нерелятивистского случая. Расчеты показывают, что увеличение напряжения приводит к незначительному сдвигу в сторону меньших углов пролета центров зон с отрицательной проводимостью (не более 8% в диапазоне от 0 до 5 МВ для первой зоны и еще меньше для следующих зон) и некоторому изменению ее минимальных значений. Поэтому для оценок углов пролета, соответствующих центрам зон усиления, можно использовать обычное для монотронов и триодов с положительной сеткой соотношение $\varphi_n = 2\pi(n + 1/4)$, где $n = 1, 2, \dots$ — номер зоны [9]. Зная углы φ_n и время пролета τ_0 , можно рассчитать длины волн

$$\lambda_n/d = 2\pi\tau_0/\varphi_n. \quad (7)$$

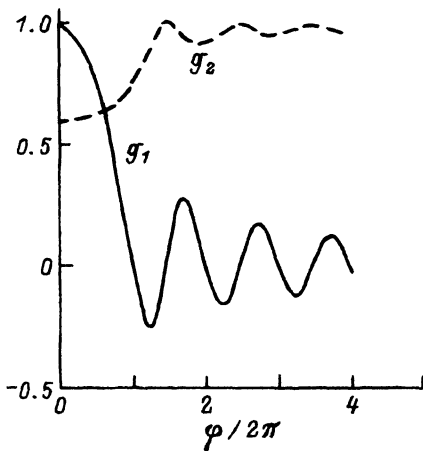


Рис. 2. Активная g_1 и реактивная g_2 проводимости релятивистского плоского диода в зависимости от угла пролета φ ($u = 1$).

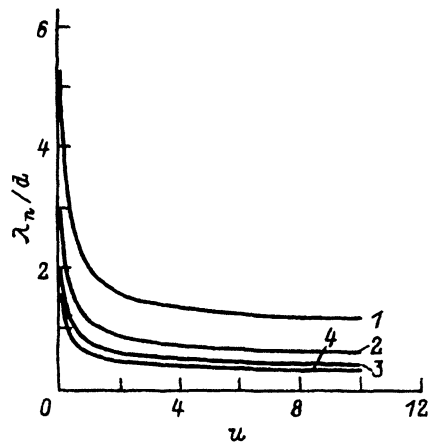


Рис. 3. Длины волн λ_n , соответствующие центрам первых четырех зон отрицательной проводимости.

На рис. 3 приведены зависимости для четырех зон отрицательного поглощения. Из них следует, что при умеренных напряжениях и характерных зазорах $d \approx 0.1$ м эти длины волн лежат в дециметровом диапазоне.

Таким образом, основные отличия в случае релятивистских напряжений состоят в изменении времени пролета τ_0 и (в соответствии с (3)) импеданса по переменному току Z_{\sim} .

Стартовые условия монотронной генерации

Используя приведенные обозначения, для вносимой пучком в резонатор мощности получим

$$P = \frac{m^2 c^5}{e^2} \frac{S}{4\pi d^2} \frac{u_{\sim}^2}{2Z_{\sim}} |g_1|, \quad (8)$$

где S — площадь сечения пучка, u_{\sim} — амплитуда переменного напряжения на диоде.

Потери в резонаторе составляют

$$P_Q = \frac{m^2 c^5}{e^2} \frac{\omega V}{c 4\pi d^2} \frac{u_{\sim}^2}{2QK_c^2}. \quad (9)$$

Здесь $V = \int E^2 dV / E_m^2$ — эффективный объем резонатора, E_m — максимальная напряженность электромагнитного поля в нем, $K_c = u_{\sim} / dE_m$ — коэффициент связи пучка с резонатором, Q — его добротность. Приравнявая (8) и (9) и учитывая (3), получим стартовое условие в виде

$$G \equiv \frac{|g_1(\varphi)|}{\varphi/2\pi} > \frac{\pi V}{S d K_c^2} \frac{1}{Q(\omega)}. \quad (10)$$

Зависимости величины G от напряжения для первых четырех зон генерации приведены на рис. 4. Таким образом, при фиксированном напряжении и параметрах резонатора возможность возбуждения отдельной моды зависит от положения ее резонансной частоты ω_n относительно зон отрицательного поглощения в диоде. В случае ее попадания в зону достаточной связи с пучком и добротности мода генерируется. Если в

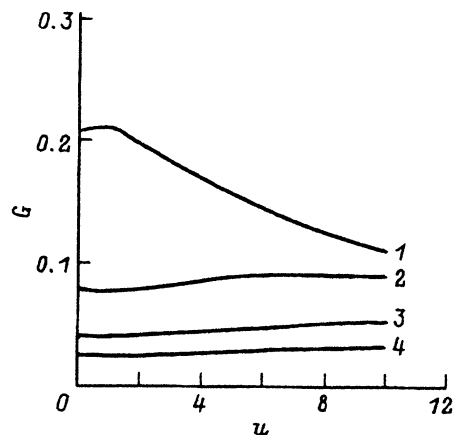


Рис. 4. Зависимости обобщенного стартового параметра G от ускоряющего напряжения для первых четырех зон генерации.

зону попадает большое количество мод, то генерируются колебания с почти сплошным спектром. При изменении ускоряющего напряжения зоны сдвигаются по частоте, что может приводить к перестройке спектра излучения.

Следует отметить, что возбуждение колебаний на монотронном механизме в полном резонаторе релятивистским электронным пучком с постоянной скоростью частиц исследовалось в работе [10]. Положение зон отрицательного поглощения по углу пролета аналогично полученному выше. Что касается стартовых условий генерации, то их сравнение затруднительно, так как в [10] взаимодействие рассматривалось без учета пространственного заряда пучка.

Выражение (8) позволяет сделать грубую оценку максимального КПД монотронной генерации в рассматриваемом случае

$$\eta = \frac{Z_0}{2Z_{\sim}} |g_1| \frac{u_{\sim}^2}{u_a^2}. \quad (11)$$

Полагая $u_{\sim}/u_a = 1/2$ и подставляя остальные величины, получим, что КПД в одночастотном режиме может составлять несколько процентов. При мощности пучка 1 ГВт соответствующая мощность излучения имеет уровень десятков МВт. В достаточно добротном резонаторе запасаемая колебательная мощность в Q раз больше, что может приводить к возбуждению полей с очень высокой напряженностью E_m и сильной модуляции электронного потока. Для количественного описания рассмотренных процессов в реальных КДМИ необходима разработка нелинейной теории с учетом конкретной конструкции и геометрии как области ускорения, так и всего диода. Кроме того, может оказаться необходим учет возбуждения колебаний пространственного заряда пучка.

В заключение отметим, что рассмотренные эффекты, по-видимому, играют заметную роль в работе интенсивно исследующихся в последнее время релятивистских аналогов триодов с положительной сеткой, получивших название виркаторов [11].

Список литературы

- [1] Месяц Г.А. // Релятивистская высокочастотная электроника. Горький, 1984. Вып. 4. С. 193–216.
- [2] Александров А.Ф., Галузо С.Ю., Зайцев Н.И. и др. // РВЭ. Горький, 1988. Вып. 5. С. 163–182.
- [3] Бугаев С.П., Канаев В.И., Климов А.И. и др. // Там же. С. 78–100.
- [4] Бугаев С.П., Дейчули М.П., Канаев В.И. и др. // РиЭ. 1984. Т. 29. № 3. С. 557–561.
- [5] Федотов А.В., Шкварунец А.Г. // Физика плазмы. 1987. Т. 13. № 9. С. 375–381.
- [6] Кацман Ю.А. Приборы СВЧ. М.: Высшая школа, 1983. Изд. 2-е. 368 с.
- [7] Jore H.R., Trivelpiece A.W. // J. Appl. Phys. 1969. Vol. 40. P. 3294–3299.
- [8] Миллер М.А. Введение в физику сильноточных пучков заряженных частиц. М.: Мир, 1984. 432 с.
- [9] Левитский С.М., Кошечая С.В. Вакуумная и твердотельная электроника СВЧ. Киев: Вища школа, 1986. 272 с.
- [10] Юлпатов В.К. // Изв. вузов. Радиофизика. 1970. Т. 13. № 12. С. 1784–1788.
- [11] Диденко А.Н., Арзин А.П., Жерлицын А.Г. и др. // РВЭ. Горький, 1984. Вып. 4. С. 104–118.

Московский университет им.М.В.Ломоносова

Поступило в Редакцию
11 ноября 1991 г.
В окончательной редакции
8 октября 1992 г.