

04;10;12

Условие постоянства тока во времени в сильноточном планарном диоде

© С.Я. Беломытцев, С.Д. Коровин, И.В. Пегель

Институт сильноточной электроники СО РАН, Томск

Поступило в Редакцию 5 января 1997 г.

Выполнены расчеты условий, которые позволяют обеспечить постоянство тока взрывного катода в течение импульса в сильноточном планарном диоде.

В ряде радиационных технологий применяются сильноточные электронные пучки большого поперечного сечения (в сотни квадратных сантиметров) с длительностью импульса в единицы и десятки наносекунд. Они формируются в планарных диодах с катодами на основе взрывной электронной эмиссии [1]. Использование ускорителей прямого действия на основе коаксиальных формирующих линий [2] в качестве источников импульсного напряжения позволяет генерировать такие пучки с частотой следования импульсов в сотни герц [3].

Одной из проблем при разработке катодов для планарных диодов является обеспечение постоянства импеданса диода в течение импульса. Если не принимать специальных мер, импеданс планарного диода со взрывной эмиссией может уменьшаться в 2–3 раза за время около 20 ns [3], что вызывает рост тока и рассогласование диода с генератором. Последнее приводит к уменьшению энергии электронов в течение импульса, что нежелательно в технологических приложениях.

Хорошо известно [4], что если в сильноточном диоде катодная плазма за время импульса расширяется на расстояние, соизмеримое с диодным зазором, это вызывает уменьшение импеданса диода. В данной работе, напротив, рассматривается случай, когда расширение катодной плазмы за время импульса по сравнению с зазором диода пренебрежимо мало.

Рассмотрим условия, необходимые для обеспечения постоянства во времени импеданса планарного диода со взрывоэмиссионным катодом.

Если диод плоский (рис. 1), полагаем, что электроны движутся по нормали к электродам. Электростатический потенциал φ удовлетворяет

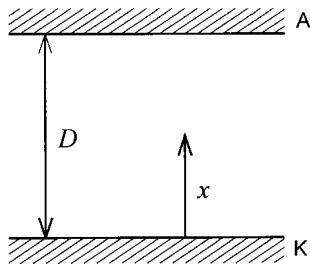


Рис. 1.

уравнению Пуассона

$$\Delta\varphi = -4\pi\rho, \quad (1)$$

где ρ — плотность объемного заряда в диоде. Поскольку $\rho = j/V$, где j — плотность тока в диоде, V — скорость электронов, то

$$d^2\varphi/dx^2 = -4\pi j/V. \quad (2)$$

Обозначив $j_0 = -j$ и учитывая, что

$$\gamma = 1 + \frac{e\varphi}{mc^2} = (1 - V^2/c^2)^{-1/2}, \quad (3)$$

где m — масса электрона, e — заряд электрона по модулю, γ — релятивистский фактор, имеем

$$\frac{mc^2}{e} \frac{d^2\gamma}{dx^2} = \frac{4\pi j_0}{c} (1 - \gamma^{-2})^{-1/2}. \quad (4)$$

Умножая (4) на $d\gamma/dx$ и интегрируя, получим

$$\frac{mc^2}{2e} \left(\frac{d\gamma}{dx} \right)^2 = \frac{4\pi j_0}{c} \sqrt{\gamma^2 - 1} + C_1, \quad (5)$$

где C_1 — постоянная интегрирования. С учетом того, что $\frac{d\gamma}{dx} = -\frac{eE}{mc^2}$, перепишем (5) в виде

$$-\frac{E^2}{8\pi} + \frac{j_0}{e} mc \sqrt{\gamma^2 - 1} = \text{const}. \quad (6)$$

На поверхностях электродов левая часть выражения (6) приобретает смысл полного давления, складывающегося из давлений электрического поля и электронов. Таким образом, величины полного давления на катод и анод одинаковы. Полевое давление создает на электродах силу, направленную внутрь диода, а давление пучка — силу противоположного направления. Сила, действующая в целом на диод, равна нулю, что является следствием постоянства импульса в стационарной системе (предполагается, что электронный поток поглощается на аноде и не покидает пределы диода).

Если электроны с катода выходят с нулевыми (в известном приближении) скоростями, то давление на катод

$$p_k = E_k^2 / 8\pi, \quad (7)$$

где E_k — напряженность электрического поля на катоде. Если катод имеет неограниченную эмиссионную способность, то $E_k = 0$ и полное давление на катод $p_k = 0$. Давление на анод

$$p_A = -\frac{E_A^2}{8\pi} + \frac{j_0}{e} mc \sqrt{\gamma^2 - 1}. \quad (8)$$

где E_A — напряженность электрического поля на аноде. Если $p_k = 0$, а следовательно $p_A = 0$, то давление поля на аноде компенсируется давлением электронов.

Пусть теперь катод представляет собой неоднородную, но периодическую структуру. Пренебрегая магнитным полем, мы, очевидно, будем иметь периодичность в электрическом поле и потоке частиц. Нетрудно видеть, что при этом связанные с полем и частицами потоки x -компоненты импульса через боковые (параллельные оси x) поверхности выделенной в диоде призматической периодической ячейки равны нулю. Следовательно, x -компоненты сил, действующих на анодный и катодный торцы ячейки, равны по величине и противоположны по знаку. Это же справедливо и в диоде в среднем.

В диоде с плоским катодом, имеющим сплошную эмиссионную поверхность, ток постоянен во времени. Вместе с тем обеспечить за несколько наносекунд покрытие плазмой всей поверхности катода затруднительно. Для быстрого появления взрывоэмиссионной плазмы катод, как правило, выполняется в виде некоторой периодической структуры. Пусть линейные размеры периодичности много меньше зазора

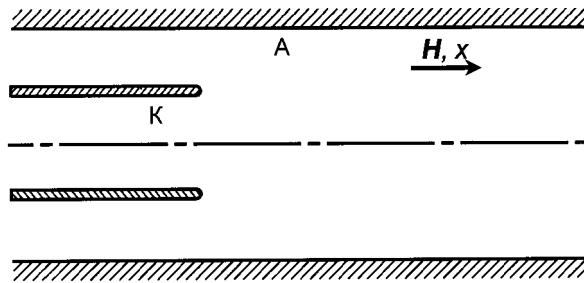


Рис. 2.

диода D . Пренебрегая собственным магнитным полем, можно считать, что скорость электронов (за исключением области около эмиссионной поверхности) перпендикулярна электродам.

Число взрывоэмиссионных центров на катоде быстро нарастает лишь в первые наносекунды импульса. Однако эмиссионная поверхность продолжает увеличиваться и в следующие моменты времени за счет разлета плазмы, вплоть до слияния соседних плазменных образований. При этом ток в диоде может нарастать даже при постоянном напряжении.

Будем считать, что

$$D \gg V_{\text{пл}} T, \quad (9)$$

где $V_{\text{пл}}$ — средняя скорость разлета плазмы, T — длительность импульса. Тогда можно пренебречь изменением зазора диода за время импульса.

Обычно считается, что увеличение тока в диоде объясняется увеличением эмиссионной поверхности на катоде. Учитывая сказанное о балансе сил в диоде, следует уточнить механизм этого явления. Рост тока происходит в том случае, когда увеличение эмиссионной поверхности приводит к уменьшению x -компоненты полевой силы на катоде. Напротив, известно, например, что в коаксиальном диоде с продольным ведущим магнитным полем ток постоянен, если подорвана вся кромка тонкого кольцевого катода (рис. 2). Несмотря на разлет плазмы, давление на катод в аксиальном направлении равно нулю, и именно этим и объясняется постоянство тока [5,6]. Следовательно, чтобы обеспечить постоянство тока в планарном диоде, необходимо обеспечить неизменное давление поля на катод при разлете плазмы. В принципе, это сделать возможно.

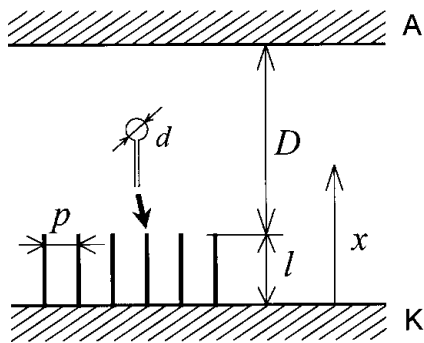


Рис. 3.

Пусть катод выполнен в виде плоской поверхности с установленными на ней тонкими параллельными лезвиями (рис. 3). Расстояние между лезвиями $p \ll l$ и $p \ll D$. Если кромки лезвий покрыты плазмой, то давление на катод в направлении x близко к нулю и почти не зависит от разлета плазмы. Это объясняется малой величиной электрического поля на плоском основании катода, поскольку $p \ll l$.

Пусть величина l/p достаточна для того, чтобы изменением давления поля на катод можно было пренебречь. Тем не менее причина для изменения тока во времени все же имеется. Дело в том, что давление на анод является суммарным от давлений поля и электронов, и эти давления самосогласованы. При разлете плазмы может измениться геометрия пучка, и это приведет к тому, что соотношение между давлениями поля и частиц также изменится, хотя суммарное давление на анод сохранится. Однако при малой длительности импульса фронт плазмы проходит расстояние, много меньшее характерных линейных размеров в диоде, и поэтому можно ожидать, что изменение тока во времени будет незначительным.

Действительно, численные расчеты, проведенные с помощью кода SuperSAM (ИЯФ СО РАН) показали, что в периодической системе (рис. 3) при $p = 1$ см, $U = 500$ кВ, $D = 3$ см, $l = 1$ см, ток I_1 на единицу длины одного лезвия слабо зависит от диаметра d цилиндрического эмиттера, расположенного на кромке лезвия (кривая 1 на рис. 4). Приведенная для сравнения кривая 2 соответствует диоду с

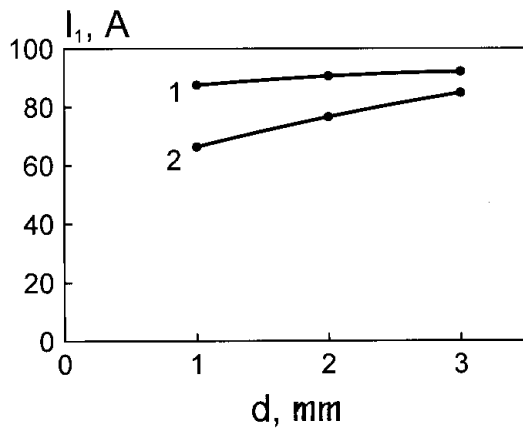


Рис. 4.

зазором 3 см и эмиттерами в виде полуцилиндров диаметра d , лежащих непосредственно на плоскости катода. В этом случае имеет место более сильная зависимость $I_1(d)$.

Отметим попутно, что при выполнении условий $p \ll l$, $p \ll D$ величина тока в диоде, изображенном на рис. 3, близка к величине тока в однородном плоском диоде с зазором D . Численные расчеты показали, что при указанных выше характерных размерах расхождение не превышает 5%.

Хотя ясно, к чему нужно стремиться при изготовлении катода, достижение цели может встретить определенные трудности. Простые тонкие металлические лезвия трудно быстро подорвать по всей длине кромки, в особенности при работе с большой частотой следования импульсов. Кроме того, при высокой средней мощности импульсов происходит тепловая деформация лезвий. Вероятно, изготовление кромки лезвия в виде контакта металл–диэлектрик [7] позволит улучшить однородность эмиссии вдоль кромки как за счет снижения порога взрывной эмиссии по электрическому полю (и, следовательно, уменьшения размера зоны экранировки вокруг каждого из центров [8]), так и за счет более быстрого распространения плазмы вдоль поверхности диэлектрика и слияния соседних плазменных образований.

Список литературы

- [1] *Бугаев С.П., Литвинов Е.А., Месяц Г.А., Проскуровский Д.И.* Взрывная эмиссия электронов // УФН. 1975. Т. 115. В. 1. С. 101.
- [2] *Ельчанинов А.С., Загулов Ф.Я., Коровин С.Д.* и др. // Релятивистская высокочастотная электроника. Проблемы повышения мощности и частоты излучения. Горький: ИПФ АН СССР, 1981. С. 5–21.
- [3] *Vukob N.M., Gubanov V.P., Gunin A.V.* et al. Abstr. 10th Int. Pulse Power Conf. Albuquerque, 1995. Paper [2-4].
- [4] *Месяц Г.А., Проскуровский Д.И.* Импульсный электрический разряд в вакууме. Новосибирск: Наука, 1984. 256 с.
- [5] *Федосов А.И., Литвинов Е.А., Беломытцев С.Я., Бугаев С.П.* // Изв. вузов. Физика. 1977. В. 10. С. 134–135.
- [6] *Литвинов Е.А., Месяц Г.А., Федосов А.И.* // Физика плазмы. 1981. Т. 7. В. 1. С. 86–90.
- [7] *Mesyats G.A.* // IEEE Trans. Dielectrics and Electrical Insulation. 1995. V. 2. N 2. P. 272–276.
- [8] *Беломытцев С.Я., Коровин С.Д., Месяц Г.А.* // Письма в ЖТФ. 1980. Т. 6. В. 18. С. 1089–1092.