

## High-voltage generators of nano- and subnanosecond pulses

V. A. Baldygin, A. A. Beloshapko, I. N. Grigor'ev, O. V. Davydov,  
V. P. Lisitsyn, L. N. Moiseeva, I. V. Mosin,  
I. A. Mysin, M. G. Nikiforov

High Voltage Scientific and Research Center, Branch of The Lenin's All-Russian Electrotechnical  
Institute named, Istra, Moscow Region, Russia

*Subnanosecond generators of single and repeating voltage pulses are developed on the basis of resonant transformers. Calculations of generator designs, results of modelling of electromagnetic pulses in 2D and 3D regions and oscillograms of output pulses are given.*

УДК 537.52.621.384

## К теории разряда в скрещенных полях

A. B. Жаринов, A. Ю. Коваленко, Ю. А. Коваленко

ГУП "Всероссийский электротехнический институт им. В. И. Ленина" — Государственный  
научный центр Российской Федерации, Москва, Россия

*Рассмотрена модель слоя пространственного заряда, который может формироваться между катодной и анодной плазмами при наличии поперечного магнитного поля, отсутствии влияния столкновений на движение электронов в газе и постоянной скорости электронов вдоль слоя.*

Проблема получения интенсивных потоков заряженных частиц представляет большой практический интерес. В последнее время достигнуты значительные успехи в разработке ускорителей с замкнутым дрейфом электронов в электрических разрядах в скрещенных полях.

В основе ускорителей с замкнутым дрейфом электронов лежит возможность создания сильного электрического поля, перпендикулярного к магнитному, либо в квазинейтральной плазме, либо между двумя плазменными областями, разделенными двойным электрическим слоем. В обоих случаях формируется "безэлектродный" E<sub>⊥</sub>H-слой. "Безэлектродность" является ключевой особенностью, отличающей E<sub>⊥</sub>H-ускоритель от электростатического. Именно эта особенность позволяет получать ионные пучки с плотностью тока в сотни раз больше, чем при электростатическом ускорении. Одним из первых теоретических обоснований существования сильного электрического поля в квазинейтральной плазме можно считать работу F. Charman и V. Ferraro [1], в которой показано, что при инжекции плазмы в область с поперечным магнитным полем, напряженностью  $H_0$  возникает тормозящий ионы скачок потенциала  $\phi_a$  на длине  $\approx \rho_a = \sqrt{\gamma_a^2 - 1} m_e^2 / e H_0$ , которая значительно превышает размер ленгмюровского слоя пространствен-

ного заряда для заданной плотности ионного тока и заданной кинетической энергии ионов ( $\gamma_a = 1 + e\varphi_a / mc^2$ ). Этот результат был получен без предположения о диффузионном характере движения электронов. Поэтому использование диффузионного приближения кажется не всегда оправданным и достаточно противоречивым. В настоящей работе предполагается, что определяющую роль в формировании E $\perp$ H-слоя играют электроны, эмитируемые катодной плазмой, и столкновения не влияют на их движение.

Еще одна важная особенность таких ускорителей — столь высокая вероятность ионизации, что ионный ток в ускорителе при определенных условиях совпадает с расходом рабочего вещества и даже превышает его.

В работе [2] рассмотрено одномерное приближение стационарного, плоского E $\perp$ H-слоя, однородного и эквипотенциального на любой магнитной поверхности, и показано, что при достаточно большом размагничивании задача имеет два класса решений, отличающихся параметрами катодной плазмы. Первый класс решения E заключается в том, что слой реализуется при достаточно большой концентрации катодной плазмы, и для него справедливо пренебрежение влиянием столкновений на движение электронов; второй класс H-слой возникает, когда концентрация катодной плазмы значительно ниже, и в процессе его исследования необходимо учитывать столкновения электронов с нейтралами. В H-слое в отличие от E-слоя продольная скорость электронов при их движении уменьшается от своего начального значения до нуля благодаря действию силы со стороны электрического и магнитного полей

$$F_z = e(F_z - (v_x / c)H_y). \quad (1)$$

Эта сила оказывается в H-слое достаточно малой, и применимо приближение  $E_z = (v_x / c)H_y$ . В результате столкновения с нейтралом компонента скорости электронов  $v_x$  изменяется, и данное равенство нарушается. На электрон в направлении оси  $z$  начинает действовать значительная ускоряющая сила, и он "выбрасывается" из слоя на анод, двигаясь без столкновений, так как толщина слоя много меньше длины свободного пробега электрона. Следовательно, движение электронов в H-слое не является диффузионным в обычном понимании. Корректный анализ H-слоя можно провести, если считать, что в результате столкновений происходит просто потеря определенной части быстрых электронов.

Так как существуют решения с уменьшающейся по слою продольной скоростью электронов и возрастающей величиной продольной скорости электронов, то вполне уместен вопрос о существовании решений с постоянной по слою продольной скоростью электронов.

Рассмотрим двойной электрический слой в поперечном магнитном поле, образованный между плоскопараллельными бесконечными электродами. К катодному электроду примыкает плазменный слой, электрическое поле в котором будем считать бесконечно малым. Предположим, что электроны поступают в слой из катодной плазмы с плотностью тока  $j_0$  и некоторой начальной энергией  $\gamma_n = 1 + e\varphi_n / mc^2$ , при этом столкновения не влияют на их движение. Будем искать стационарные решения, т. е. предположим, что время установления много больше магнитного диффузионного времени, и электронный ток существенно изменяет распределение магнитного поля в слое. Будем также считать, что магнитное поле оказывает влияние лишь

на движение электронов и пренебрежем собственным магнитным полем тока  $j_z$  (но не  $j_x$ ). В этом случае векторный потенциал магнитного поля имеет одну компоненту  $A_x(z)$ . Будем решать задачу “без ионов”.

Если продольная скорость электрона — const, то поставленную задачу после преобразований можно описать следующей системой уравнений:

$$\gamma \frac{dV_x}{d\tau} = \frac{e}{\gamma_0 + 1} + V_y h; \tag{2}$$

$$\gamma \frac{dV_y}{d\tau} = -V_x h; \tag{3}$$

$$\frac{dh}{d\tau} = iV_y; \tag{4}$$

$$\frac{de}{d\tau} = \frac{i}{\gamma_0 - 1}, \tag{5}$$

где

$$\eta_m = \frac{\varphi_m}{\varphi_0}; e = \frac{d\eta}{dz}; x = z\rho_0; t = \tau t_0; h = \frac{H}{H_0};$$

$$\rho_0 = \sqrt{\gamma_0^2 - 1} \frac{mc^2}{eH_0}; t_0 = \frac{1}{\omega_0} = \frac{mc}{eH_0}.$$

Считая  $\gamma = \gamma_0 = \text{const}$ , будем искать решения для  $V_x = \text{const}$ .

Дифференцируя уравнение (4) и используя уравнение (3), получаем

$$\frac{dh}{d\tau} = -iV_0^0 \sqrt{\frac{V_x^0}{i\gamma_0 V_0^0} (h^2 - 1) + 1}. \tag{6}$$

Так как интегрирование по времени происходит с анода, то при  $\tau \rightarrow \infty V_y \rightarrow 0$  и из уравнения (4) имеем  $\frac{dh}{d\tau} \rightarrow 0$ .

Рассмотрим случай с полным размагничиванием, т. е. при  $\tau \rightarrow \infty h \rightarrow 0$ . Тогда из уравнения (6) получим соотношение для тока

$$i = \frac{V_x^0}{\gamma_0 V_y^0}. \tag{7}$$

Так как при  $\tau \rightarrow 0 h \rightarrow 1$ , то, используя уравнение (7), получим

$$h = \exp(-b\tau),$$

где  $b = \frac{V_x^0}{\gamma_0 V_y^0}$ .

Из закона сохранения энергии находим, что  $V_y^0 = 1$ .

Решая уравнение (2) для случая  $V_x = \text{const}$ , получим выражение для электрического поля

$$e = -2V_y^0 \exp(-2b\tau).$$

Данному распределению электрического поля, согласно уравнению Пуассона, должно соответствовать следующее распределение пространственного заряда в слое

$$\Delta\rho(\tau) = (\gamma_0 + 1)2b \cdot \exp(-2b\tau). \quad (8)$$

Если плотность тока электронов постоянна, то при  $V_x = \text{const}$  плотность отрицательного пространственного заряда в слое без учета рассеяния также постоянна. Следовательно, решение с постоянной продольной скоростью электронов, которому соответствует распределение избыточного отрицательного заряда (8), может быть получено только при учете ионизации в слое. При определенных соотношениях между давлением газа, сечением ионизации и разностью потенциалов плотность положительного пространственного заряда может возрастать от анода к катоду и при этом избыточный отрицательный заряд качественно может изменяться по полю в соответствии с соотношением (8).

Следует также отметить, что на аноде электрическое поле максимально и не равно нулю, поэтому такой слой должен непосредственно примыкать к аноду, и существование плазмы вблизи анода невозможно.

Учет ионизации в данном "бесстолкновительном" слое является предметом наших дальнейших исследований.

#### Л и т е р а т у р а

1. *Chapman F., Ferraro V.*//Journal Geophys. Ref., 1952. V. 57. №. 15. P. 227—239.
2. Власов В. А., Жаринов А. В., Коваленко Ю. А. К теории разряда в скрещенных полях// ЖТФ, С.-Петербург. 2001. (в печати).

## To the theory of discharge in crossed fields

*A. V. Zharinov, A. Yu. Kovalenko, Yu. A. Kovalenko*  
The Lenin's All-Russian Electrotechnical Institute, Moscow, Russia

*In work the model of sheath space charge is considered which can be formed between cathode and anode plasma for want of availability of a transversal magnetic field, absence of influence of collisions on movement of electrons in gas and constant of a velocity of electrons along a sheath.*