

Динамика электронного пучка пикосекундного сильноточного ускорителя

© К.А. Желтов, И.Г. Зданович, М.Н. Нечаев

Научно-исследовательский институт импульсной техники,
115304 Москва, Россия

(Поступило в Редакцию 27 января 1998 г.)

Рассмотрена динамика сильноточного ($10^2 - 10^4$ А) пучка электронов с энергией $10^5 - 10^6$ эВ пикосекундной длительности (10^{-10} с) на выходе из ускорительной трубки. При малой длительности импульса оказывается существенным эффект торможения электронов положительным зарядом, оставшимся на поверхности трубки. В рамках одномерной модели оценено удаление электронного пучка от поверхности трубки в вакууме. Показано, что удаление электронного излучения от поверхности до нескольких сантиметров происходит при плотностях тока ниже 20 А/мм², тогда как при больших плотностях пучок запирается вблизи поверхности.

Поле электронного излучения пикосекундного сильноточного ускорителя [1,2] фокусируется в вакуумной диоде (трубке) и выводится наружу через прозрачное для ускоренных электронов окно. Характеристики этого излучения обусловлены той нагрузкой, которую оказывает катод-анодный узел трубки на коаксиальную длинную линию, подающую напряжение на трубку. Благодаря длинной линии, как правило высокоомной ($\sim 50 \Omega$), в импедансе катод-анодного промежутка трубки преобладает компонента активного сопротивления. Свидетельством тому является идентичность по форме падающего и отраженного импульсов в коаксиальной линии. Величина активного сопротивления трубки зависит, с одной стороны, от площади эмиттирующей поверхности или числа эмиттирующих центров, а с другой, — от расстояния между катодом и анодом.

Помимо активной компоненты в импедансе трубки может присутствовать и небольшая емкостная составляющая, особенно у трубок ИМАЗ-150Э [3], где для защиты спая катододержателя со стеклом от пробоя применен градиентный экран относительно больших размеров.

В зависимости от соотношения импеданса трубки и волнового сопротивления линии энергия электронов и сила тока пучка могут изменяться в широких пределах. При высоких импедансах трубки ускоряющее напряжение может достигать наибольших значений, стремясь к удвоенной амплитуде бегущего в линии импульса. При этом сила тока пучка невелика. Наоборот, низким импедансом промежутка катод-анод отвечает небольшая энергия электронов, но сильные токи — вплоть до десятков килоампер.

При выводе пикосекундного (10^{-10} с) электронного пучка из трубки в открытое пространство возникает специфическая проблема торможения электронов полем положительного заряда, который индуцируется на внешней поверхности трубки. В зависимости от величины тормозящего поля электронное излучение может быть либо протяженным, простирающимся на несколько сантиметров, либо прижатым к аноду, когда пучок удаляется

от трубки на расстояние в несколько миллиметров или даже доли миллиметра.

Следует отметить, что в литературе, посвященной транспортировке электронных пучков [4–7], эффект торможения электронов не рассматривается, поскольку обычно электронные пучки имеют длительность свыше 10^{-9} с. При такой длительности импульса в воздухе или в другой среде, в которую выпускается пучок, успевает развиться проводимость, ослабляющая тормозящее поле. При длительности импульса 10^{-10} с и меньше проводимость не успевает компенсировать тормозящее поле и эффект торможения оказывается существенным. В данной работе рассмотрен эффект торможения электронов при выводе пучка в вакуум, когда не надо учитывать компенсацию тормозящего поля проводимостью. В дальнейшем предполагается рассмотреть вывод электронного пучка в воздух с учетом наведенной в нем проводимости.

Общие закономерности торможения пучка электронов положительным зарядом, наведенным на аноде трубки, можно понять на простейшей модели мгновенного вылета плоского слоя электронов с одинаковой скоростью из бесконечной плоскости. Можно показать [8,9], что в аксиально-симметричном релятивистском пучке электронов с конечными поперечными размерами сила Лоренца, сжимающая пучок, по порядку величины равна силе расталкивания пространственного заряда (с точностью до $v \approx c$). В связи с этим можно использовать приближение одномерного движения электронов перпендикулярно плоскости. Кроме того, при удалении слоя электронов до расстояний порядка диаметра пучка электрическое поле между слоем электронов и положительным зарядом на плоскости можно считать равным полю в плоском конденсаторе

$$E = q/\epsilon_0 S, \quad (1)$$

где q — заряд вылетевших электронов, $S = \pi r^2$ — площадь сечения электронного пучка, r — радиус пучка, $\epsilon_0 = 8.854 \cdot 10^{-12}$ Ф/м — диэлектрическая проницаемость вакуума [10].

Для сильноточных трубок тормозящее электрическое поле может достигать огромных величин. Например, при токе трубки $I = 1$ кА и длительности импульса $\tau = 100$ ps вылетевший заряд равен $q = 1 \cdot 10^{-7}$ С. При радиусе пучка $r = 4$ мм поле составит $E = 2.25 \cdot 10^8$ В/м.

На слой электронов эффективно действует половинное поле (1) [9]. Максимальное удаление электронов от поверхности трубки можно найти из закона сохранения энергии, не решая уравнений движения релятивистских электронов в постоянном поле,

$$L = 2W/e \cdot E = 2U/E, \quad (2)$$

где $W = e \cdot U$ — начальная кинетическая энергия электронов, U — ускоряющее напряжение в трубке, $e = 1.602 \cdot 10^{-19}$ С — заряд электрона [10]; при $U = 1$ МВ удаление электронов от поверхности трубки составит ~ 9 мм.

Аналогично из закона сохранения импульса можно найти время движения электронов до остановки

$$\tau = \frac{2p}{eE}, \quad (3)$$

где p — начальный импульс электронов определяется ускоряющим напряжением трубки

$$p = mc \sqrt{\left(1 + \frac{eU}{mc^2}\right)^2 - 1}, \quad (4)$$

$m = 9.109 \cdot 10^{-31}$ кг — масса электрона, $c = 2.9982 \cdot 10^8$ м/с — скорость света [10]; при $U = 1$ МВ находим $\tau = 4.2 \cdot 10^{-11}$ с.

Из формул (1)–(3) следует, что эффект торможения проявляется тем сильнее, чем больше поверхностная плотность вышедшего заряда q/S или при фиксированной длительности импульса, чем выше плотность тока пучка $j = I/S$. В рассмотренном примере $j \approx 20$ А/мм².

Недостатком однослойной модели является предположение о мгновенном вылете электронов с одинаковой скоростью, вследствие чего в дальнейшем слой движется не разваливаясь, как единое целое. В действительности импульс электронов имеет конечную длительность, а ускоряющее напряжение, определяющее начальную скорость электронов, изменяется в течение импульса.

В многослойной модели торможения пучка электронов колоколообразная зависимость тока от времени аппроксимируется выражением

$$I(t) = \frac{1}{2} I_{\max} \left(1 - \cos\left(\frac{\pi}{T}t\right)\right), \quad 0 \leq t \leq 2T, \quad (5)$$

где I_{\max} — амплитуда тока, T — длительность импульса на половине амплитудного значения; длительность импульса по основанию составляет $2T$.

Ускоряющее напряжение аппроксимируется аналогичным выражением

$$U(t) = \frac{1}{2} U_{\max} \left(1 - \cos\left(\frac{\pi}{T}t\right)\right), \quad 0 \leq t \leq 2T, \quad (6)$$

где U_{\max} — амплитуда ускоряющего напряжения.

Расчет движения пучка за пределами трубки проводится следующим образом. Длительность импульса по основанию $2T$ разбивается на некоторое число одинаковых интервалов времени Δt_i . Обычно достаточно взять 10–20 интервалов. Электроны, вылетевшие в каждом интервале времени в расчете, объединяются в одном плоском слое. При этом считается, что каждый слой вылетает мгновенно в средней точке интервала со скоростью, соответствующей ускоряющему напряжению в этот момент времени. Электрический заряд слоя равен

$$q_i = \int_{\Delta t_i} I(t) \cdot dt. \quad (7)$$

Нетрудно убедиться, что полный заряд Q , содержащийся в импульсе тока, равен

$$Q = \int_0^{2T} I(t) \cdot dt = I_{\max} T. \quad (8)$$

Каждому слою соответствует поле E_i , обусловленное зарядом q_i , согласно формуле (1).

Процедура вычисления эффективного поля $E_{i\text{eff}}$, действующего на каждый слой, более сложная, чем в случае одного слоя, особенно с учетом того, что в процессе движения слои, имеющие разные скорости, обгоняют друг друга. На каждый слой, удаленный от поверхности трубки на расстояние X_i , действуют все поля E_j от более удаленных слоев $X_j > X_i$, не действуют поля от менее удаленных слоев $X_j < X_i$ и действуют с половинной напряженностью поля от данного слоя i и от слоев, оказавшихся на равном удалении с рассматриваемым слоем $X_j = X_i$,

$$E_{i\text{eff}} = \sum_{X_j > X_i} E_j + \frac{1}{2} \sum_{X_j = X_i} E_j. \quad (9)$$

На каждом шаге вычислений по времени из интегралов движения электронов в постоянном поле $E_{i\text{eff}}$ находят удаление каждого слоя X_i в конце шага и импульс электронов. Снова определяется $E_{i\text{eff}}$ для нового положения слоев X_i и процедура вычисления $E_{i\text{eff}}$ и положения слоев X_i и импульсов циклически повторяется.

На рис. 1, а–с показаны результаты расчета удаления электронных слоев от поверхности трубки при радиусе электронного пучка $r = 4$ мм для разных токов трубки I_{\max} . Число интервалов разбиения импульса принято равным 12, что является достаточным для получения корректных результатов расчета. Критерием достаточности числа интервалов принимается такое их минимальное число, с увеличением которого не наблюдается изменения характера зависимостей $X_i(t)$, кривые $X_i(t)$ лишь плотнее заполняют плоскость рисунка.

Из рис. 1, а–с видно, что в процессе движения слои действительно обгоняют друг друга. Слои с наибольшей начальной энергией электронов, испущенные вблизи

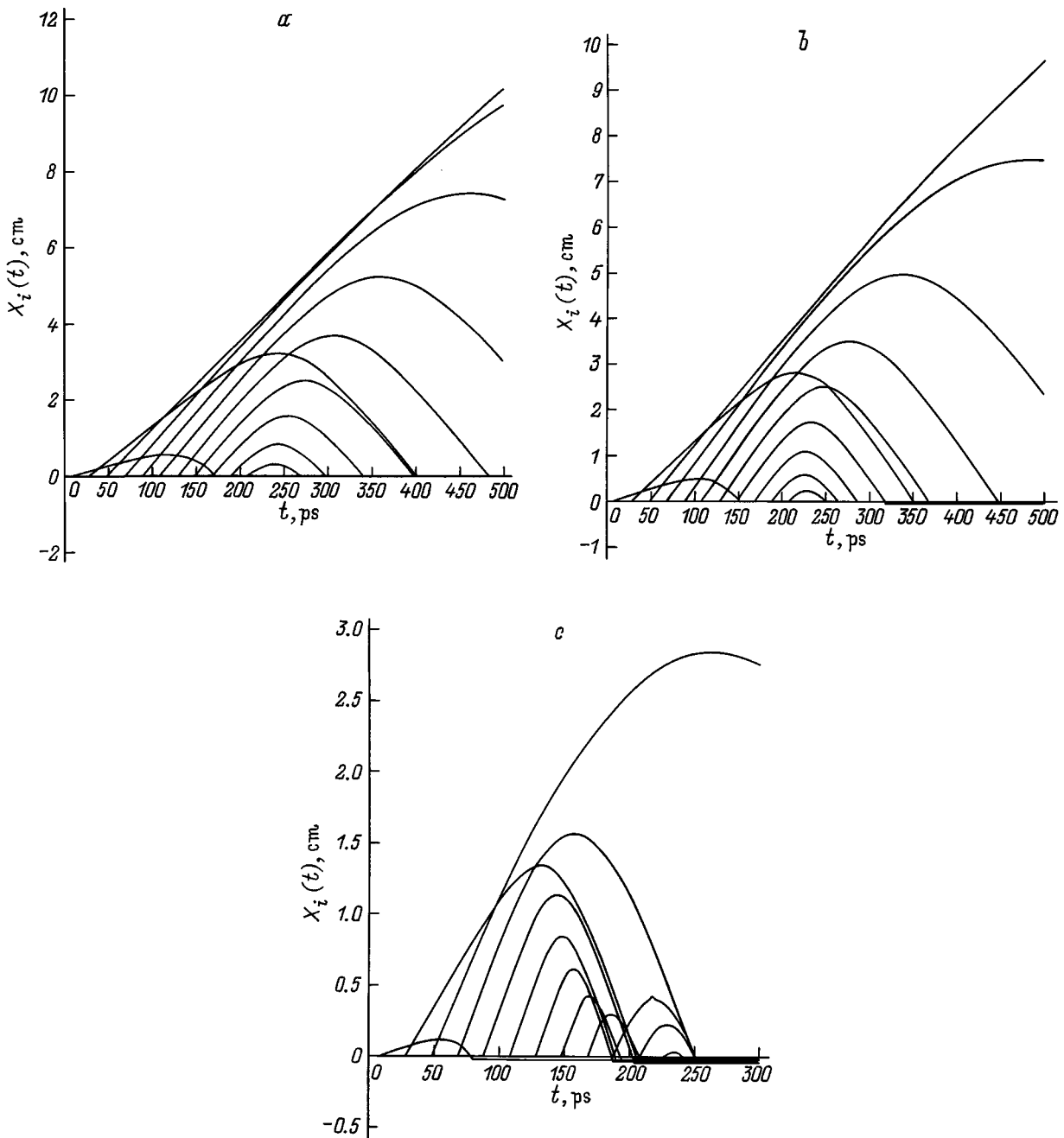


Рис. 1. Удаление слоев электронного пучка в зависимости от времени: амплитуда ускоряющего напряжения $U_{\max} = 1$ MV при длительности импульса на полувысоте $T = 120$ ps; радиусе пучка $r = 4$ mm. Удаление характерного слоя ($t \approx 0.8T$), $L \approx 6$ (a), 4 (b), 1 cm (c); $I_{\max} = 0.17$ (a), 0.25 (b), 1 kA (c).

$t \approx T$ и несущие наибольший электрический заряд, определяют характерное для пучка удаление от поверхности трубки. На эти слои уже в момент вылета действует значительное тормозящее поле от предыдущих слоев электронов. Зато слои с меньшей энергией, вышедшие из трубки на ранней стадии процесса, когда тормозящее поле не столь велико, улетают на более значительные расстояния, как например третий слой ($t \approx 50$ ps) на всех трех рисунках.

В многослойной модели электронного пучка граница удаления электронов от поверхности трубки размыта: разные слои удаляются на неодинаковые расстояния. Но наиболее энергичные слои, несущие наибольший заряд, проходят примерно одинаковые (с разбросом $\sim 20\%$) расстояния. Для этих характерных слоев справедливо аналитическое выражение для удаления L пучка от поверхности трубки, полученное в рамках однослойной модели, если предположить, что заряд слоя $q = I_{\max} \Delta t$

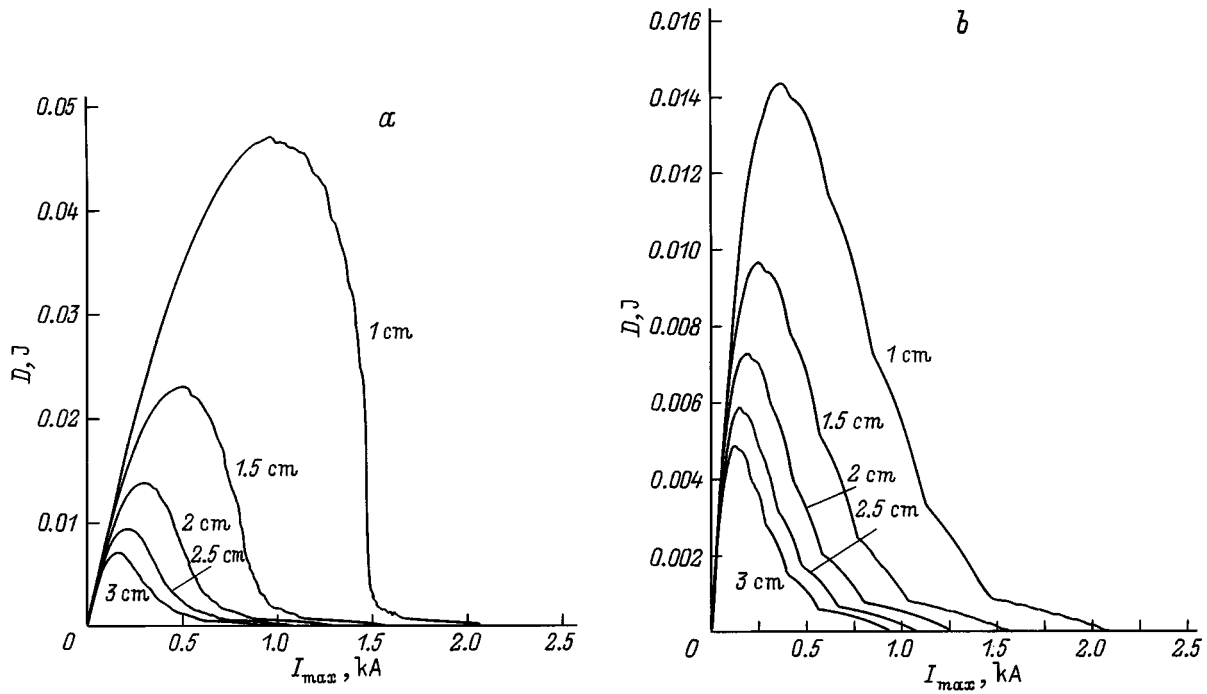


Рис. 2. Энергия D , приносимая пучком электронов на облучаемую поверхность, расположенную на различных расстояниях h от поверхности трубки, в зависимости от амплитуды тока I_{\max} при неизолированной (*a*) и изолированной облучаемой поверхности (*b*).

сосредоточен в интервален времени $\Delta t \approx 2\pi \cdot r/c$, в течение которого свет проходит путь равный длине окружности сечения пучка

$$L \approx \varepsilon_0 c r \frac{U_{\max}}{I_{\max}}. \quad (10)$$

Соотношение (10), так же как и расчеты по многослойной модели, указывает на наличие эффекта запираения пучка в трубке при достаточно больших токах. Например, при напряжении $U_{\max} = 1 \text{ MV}$, $r = 4 \text{ mm}$ и токах пучка $I_{\max} = 1 \text{ kA}$ ($j \approx 20 \text{ A/mm}^2$) пробег L составляет $\sim 1 \text{ cm}$. Соответственно при амплитуде тока $I_{\max} = 10 \text{ kA}$ ($j \approx 200 \text{ A/mm}^2$) пробег $L \sim 1 \text{ mm}$, т.е. пучок заперт вблизи поверхности трубки.

Показательны в этом плане и расчеты энергии D , приносимой пучком электронов на облучаемую поверхность, параллельную анодной поверхности трубки и удаленную от нее на расстояние h . Рассмотрены два предельных случая. В первом предполагалось, что электроны, попавшие на поверхность, перестают тормозить последующие электроны. Физически это означает, что электроны как бы стекают с облучаемой поверхности на трубку, т.е. между поверхностью и трубкой есть электрический контакт. Результаты расчета для этого случая представлены на рис. 2, *a*. Расстояние до поверхности варьировалось от 1 до 3 см. Во втором предельном случае предполагалось, что электроны, попавшие на поверхность, остаются на ней и продолжают тормозить последующие электроны. Физически это соответствует

пластине из диэлектрика, изолированной от трубки. Расчеты представлены на рис. 2, *b*.

Приведенные оценки удаления электронного излучения с энергией $\sim 1 \text{ MeV}$ свидетельствуют о существенном влиянии тормозящего поля, создаваемого наведенным на внешней поверхности анодного окна положительным зарядом. При электронном токе трубки свыше 1 kA ($j = 20 \text{ A/mm}^2$) влияние столь значительно, что приводит к запираению пучка вблизи поверхности трубки. Пробег электронного излучения за пределами трубки в этом случае невелик, и его энергия на расстоянии нескольких сантиметров мала.

В области амплитуд тока пучка, составляющих несколько сотен ампер (150–300 А), действие тормозящего поля существенно ослабевает и пробег электронного излучения составляет несколько сантиметров. Эту область токов можно считать оптимальной для целей облучения внешних объектов.

При малых амплитудах тока, не превышающих единицы ампер, влияние тормозящего поля ничтожно мало и пробег электронного излучения составляет несколько метров.

В заключение обратим внимание на ограниченность рассмотренной модели движения электронов. Исходная формула (1) справедлива при удалении слоя электронов на расстояния, не превышающие поперечные размеры пучка. Для нашего рассмотрения существенно, что модель справедлива при исследовании запираения электронного пучка вблизи поверхности трубки.

Работа выполнена в рамках исследований по проекту № 510 Международного научно-технического центра. Финансирующая организация — Европейский Союз.

Список литературы

- [1] *Желтов Г.А.* Пикосекундные сильнотоочные электронные ускорители. М.: Энергоатомиздат, 1991.
- [2] *Желтов К.А., Коробков С.А., Петренко А.Н., Шалиманов В.Ф.* // ПТЭ. 1990. № 1. С. 37–41.
- [3] *Павловская Н.Г., Кудрявцева Т.В., Дронь С.И.* и др. // ПТЭ. 1993. № 3. С. 22–24.
- [4] *Диденко А.Н., Григорьев В.П., Усов Ю.П.* Мощные электронные пучки и их применение. М.: Атомиздат, 1977.
- [5] *Рухадзе А.А., Богданкевич Л.А., Росинский С.У., Рухлин В.Г.* Физика сильнотоочных релятивистских электронных пучков. М.: Атомиздат, 1980.
- [6] *Кузелев М.В., Рухадзе А.А.* Электродинамика плотных электронных пучков в плазме. М.: Наука, 1990.
- [7] *Мешков И.Н.* Транспортировка пучков заряженных частиц. М.: Наука, 1991.
- [8] *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Теория поля. М.: Наука, 1988.
- [9] *Тамм И.Е.* Основы теории электричества. М.: Наука, 1966.
- [10] *Физические величины. Справочник / Под ред. С.И. Григорьева, Е.И. Мейлихова.* М.: Энергоатомиздат, 1991.