

АНАЛИЗ ХАРАКТЕРИСТИК ПУЧКА ЭЛЕКТРОНОВ И ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ВОЗДУХЕ В ПОЛЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ВИБРАТОРА

Б. Ю. Богданович, Г. О. Буянов¹, А. В. Нестерович, В. И. Каминский

Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ, Москва

Проведен анализ физических процессов, происходящих при движении пучка ускоренных электронов в воздухе. Рассмотрена динамика частиц в воздухе при наличии сопровождающего электромагнитного поля. Проверена возможность транспортировки электронов на протяженные расстояния без существенной потери интенсивности пучка в сопровождающем электромагнитном поле.

An analysis of the physical processes occurring during the movement of a beam of accelerated electrons in the air is carried out. The dynamics of particles in the air in the presence of an accompanying electromagnetic field is considered. The possibility of transporting electrons over long distances without a significant loss of beam intensity in the accompanying electromagnetic field was tested.

PACS: 03.50.-z; 41.60.-m; 78.70.Ck

ВВЕДЕНИЕ

Анализ эффектов взаимодействия ускоренного пучка с молекулами воздуха является важной частью разработки и применения ускорителей электронов. Эти эффекты возникают при выводе пучка в атмосферу для реализации широкого спектра радиационных технологий, в частности, решения задач радиационного контроля и инспекции [1]. Ввиду важности указанной задачи ее решению посвящено достаточно большое число работ, в которых исследуется взаимодействие ускоренного пучка с материалами различных мишеней и воздухом. В частности, можно указать на систематические исследования, проведенные в работах [2–4]. В настоящей статье рассмотрены физические явления, возникающие при прохождении пучка электронов с энергией несколько десятков мегаэлектронвольт в воздухе при сопровождающем СВЧ-поле, генерируемом вдоль его оси электрическим вибратором.

¹E-mail: frontlines.07@gmail.com

ОЦЕНОЧНЫЙ РАСЧЕТ ПРОХОЖДЕНИЯ ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА В ВОЗДУХЕ

При расчете воспользуемся тем обстоятельством, что зависимости полной потери энергии электронов dE_x/dx и удельной потери электронов на тормозное излучение (ТИ) dE_γ/dx имеют почти линейный характер с изменением энергии электронов E_e (рис. 1) [2].

Это позволяет найти аналитическое решение для определения зависимостей изменения полной энергии электронов E_e и генерируемого ими тормозного излучения E_γ (с учетом потерь энергии фотонов на фотоэффект, комптон-эффект и рождение электронно-позитронных пар) от расстояния x .

Для электронов может быть использована аппроксимация в виде

$$\frac{dE_x}{dx} = \alpha_e E_e + b, \quad (1)$$

где величины α_e и b могут быть вычислены на основе анализа графика на рис. 1.

В частности, для воздуха при атмосферном давлении в диапазоне значений энергии электронов от 10 до 60 МэВ получаем: $\alpha = \rho_{\text{воздуха}} [3,18 \cdot 10^{-2}] \text{ см}^{-1}$, $b = -1,84 \text{ МэВ/см}$. Здесь плотность воздуха принята равной $P_{\text{воздуха}} \approx 1,3 \cdot 10^{-3} \text{ г/см}^3$.

Решение уравнения (1) имеет вид

$$E_e(x) = E_0 e^{\alpha x} - \left(\frac{b}{\alpha}\right) (1 - e^{\alpha x}). \quad (2)$$

В рассматриваемом случае $(b/\alpha) \approx 57,8 \text{ МэВ}$. График зависимости $E_e(x)$ приведен на рис. 2 для случая $E_0 = 40 \text{ МэВ}$ (E_0 — начальная энергия электронов).

Несколько сложнее обстоит дело с расчетом $E_\gamma(x)$. При расчете необходимо учитывать, что число фотонов тормозного излучения уменьшается с расстоянием по экспоненциальному закону

$$I(\Delta x) = I_0 e^{-\mu \Delta x}, \quad (3)$$

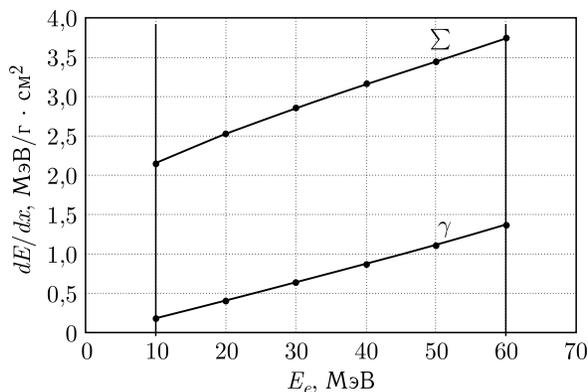


Рис. 1. Зависимость полной потери энергии электронов и удельной потери их энергии на тормозное излучение от величины энергии электронов

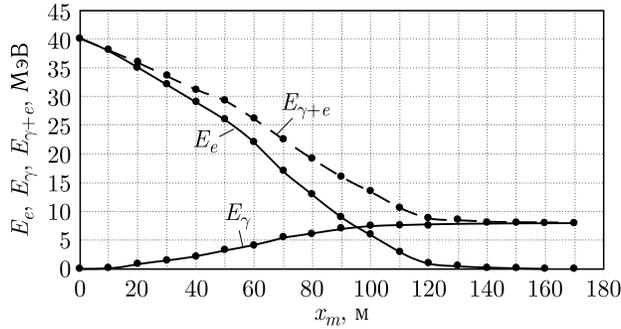


Рис. 2. Зависимость полной энергии электронов E_e , тормозного излучения E_γ и суммарной энергии электронов и излучения $E_{\gamma+e}$ от расстояния до мишени x_m

где μ — табличный коэффициент [2], учитывающий удельные потери фотонов при взаимодействии со средой. Для оценочных расчетов в диапазоне значений энергии электронного пучка 10–40 МэВ и генерируемого им тормозного излучения примем $\mu^* \approx \text{const} = 0,02 \text{ см}^2/\text{г}$, $\mu = \mu^* \rho_{\text{воздуха}} = 0,02 \cdot 13 \cdot 10^{-2} = 0,026 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$ (для более точных оценок можно рассмотреть несколько участков, на которых $\mu \approx \text{const}$ с большой степенью точности).

С учетом линейной зависимости $E_\gamma(E_e)$ может быть записано выражение

$$\frac{dE_x}{dx} = \alpha_e E_e(x). \tag{4}$$

Учет условия (3) позволяет записать

$$dE_\gamma(x_m) = dE_\gamma(x) e^{-\mu(x_m-x)}, \tag{5}$$

где x_m — координата поперечной плоскости (на которой определяется поток энергии излучения); x — координата плоскости, в зоне локализации которой это излучение генерируется.

В общем случае имеем выражение

$$\left(\frac{\alpha}{\alpha_\gamma}\right) E_\gamma(x, x_m) = E_0 e^{\alpha x} - \left(\frac{b}{\mu}\right) e^{-\mu x_m} e^{\mu x} + \left(\frac{b}{\alpha + \mu}\right) e^{-\mu x_m} e^{(\alpha + \mu)x} + \text{const}. \tag{6}$$

Определение константы из граничных условий ($E_\gamma \rightarrow 0$ при $x \rightarrow 0$) и условия $x = x_m$, соответствующего генерации излучения вплоть до плоскости регистрации, позволяет записать формулу для $E_\gamma(x_m)$ в виде

$$E_\gamma(x_m) = E_0 (e^{\alpha x_m} - 1) + \left(\frac{b}{\mu}\right) (e^{-\mu x_m} - 1) + \left(\frac{b}{\alpha + \mu}\right) e^{\alpha x_m} (1 - e^{-x_m(\alpha + \mu)}). \tag{7}$$

Из выражения (7) видно, что величина E_γ получается всегда отрицательной, что соответствует физическому смыслу. График данной функции приведен на рис. 2. Кроме того, там показана зависимость от расстояния суммарной энергии $E_{\gamma+e} = E_e + |E_\gamma|$, соответствующей положению плоскости регистрации на расстоянии x_m от точки инжекции электронов в воздух.

Как видно из рис. 2, эта величина спадает достаточно быстро до расстояния $\sim 120-140$ м, когда электронный пучок теряет свою энергию практически полностью, а тормозное излучение достигает максимума. Далее в процессе передачи энергии участвует только тормозное излучение (в рамках рассматриваемой модели), которое составляет примерно 20% от первоначальной энергии электронного пучка, а затем медленно спадает (по сравнению с электронным пучком) до расстояния 250–300 м.

Сравнение по эффективности воздействия на удаленную мишень двух различных способов передачи направленных потоков энергии, а именно пучка электронов (и вторичного ТИ) в потоке электромагнитного излучения (ЭМИ) и пучка ТИ, генерируемого в выходном устройстве ЛУЭ, необходимо проводить с учетом изменения поперечных размеров потоков энергии в обоих случаях.

Анализ динамики фотонов ТИ после многофольгового конвертера [2] показывает, что угловые размеры потока ТИ практически не изменяются на расстоянии до 1000 м и, например, для угловой расходимости 10^{-2} рад составляют на расстоянии 200 м всего 2 м, 400 м — всего 4 м и т. д.

В то же время поток вторичных фотонов, генерируемых электронным пучком в воздухе, имеет большую угловую расходимость.

В связи с этим представляет интерес рассмотрение динамики электронов в поле сопутствующего электромагнитного излучения, используемого для удержания электронов в пределах, соизмеримых с размерами облучаемого объекта, например, при таможенном досмотре. В частности, такая задача актуальна для обследования крупнотоннажных кораблей со стационарной или морской платформ [5]. В предложенных вариантах практической реализации для этой цели предлагается использовать трубчатый поток ЭМИ, тождественный полю дипольного электрического вибратора вблизи оси диполя [6]. Конфигурация силовых линий такого ЭМИ приведена на рис. 3.

Данное излучение в значительной степени аналогично полю бегущей волны в круглом диафрагмированном волноводе. Это обстоятельство использовано при расчетах и экспериментах с прохождением электронного пучка в поле несинхронной волны E -типа [7], проведенных с целью доказательства возможности транспортировки электронов на значительные расстояния даже в присутствии сильного поперечного поля, имитирующего магнитное поле Земли. Как показали результаты экспериментов, такая техническая реализация вполне реалистична и эффективна.

При движении в воздухе электронный пучок тормозится, но в поле трубчатого потока он еще и может фокусироваться, если сгустки электронов, выходящие из

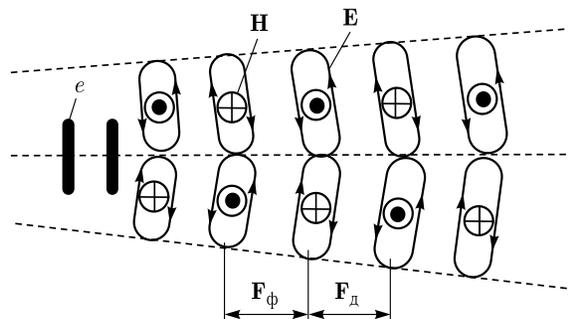


Рис. 3. Конфигурация силовых линий поля, сопровождающего сгустки электронов

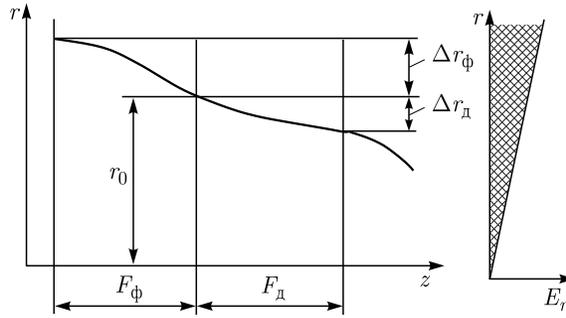


Рис. 4. Характерная траектория электрона в фокусирующем и дефокусирующем полях

ускорителя, попадают в фазу с ЭМИ, имеющим такую же частоту, что и частота следования сгустков, а именно, в фокусирующем поле. Характерная траектория электронов показана на рис. 4. Там же приведена зависимость амплитуды напряженности электрической составляющей ЭМИ, возрастающей практически линейно вблизи оси.

В качестве оценки могут быть рассмотрены следующие значения параметров. Длина волны в свободном пространстве $\lambda = 10$ см, разность скоростей света (скорость ЭМИ) и электронов $\Delta v_z = c - v_e = 3 \cdot 10^{-2} c$, время смещения электронов на период — Δt , расстояние в лабораторной системе отсчета это время $\Delta l = \lambda(c/(\Delta v_z))$. На рис. 4 показаны Δr_ϕ — смещение электрона по радиусу за время нахождения в фокусирующем поле, Δr_d — в дефокусирующем, r_0 — расстояние электрона от оси до точки реверса.

Нетрудно показать, что преобладание фокусирующего эффекта над дефокусирующим оценивается соотношением разности усредненных значений импульсов или суммарным импульсом:

$$\langle p_r \rangle = p_{r\phi} \frac{r_0 + \Delta r}{r_0 - \Delta r}, \tag{8}$$

$$|p_{r\phi}| = eE_{r0} \left| 1 + \frac{\Delta r}{r_0} \right|, \tag{9}$$

$$|p_{rd}| = eE_{r0} \left| 1 - \frac{\Delta r}{r_0} \right|. \tag{10}$$

После несложных вычислений можно получить формулу для величины Δr :

$$\Delta r = \frac{\eta_0 E \lambda^2}{2\gamma(\Delta v)^2}, \tag{11}$$

в которой для оценок величины E можно использовать выражение [6]

$$\mathbf{\Pi} = \varkappa \frac{E^2}{2W} \mathbf{e}_z, \tag{12}$$

где $\mathbf{\Pi}$ — вектор Пойнтинга; \varkappa — коэффициент, учитывающий специфику волн; W — волновое сопротивление среды; \mathbf{e}_z — единичный вектор по оси z , не являющейся

плоской в целом, но в значительной части несферической. По специальным расчетам он в общем случае составляет приблизительно 0,6–0,8, если за E принять значение в максимуме (на периферической части).

Подстановка оценочных значений параметров в данном примере приведет к значениям $\Delta l \cong 3$ м, $\Delta r = 0,1$ м, т. е. «высота ступеньки» на рис. 4 соответствует $\cong 10$ см, при $r_0 = 1$ м пучок электронов уменьшает поперечные размеры или (по крайней мере) не только увеличивает расходимость из-за рассеяния в воздухе (необходимо учитывать, что действие ЭМИ сказывается не сразу после выхода электронов в воздух, но за это время он успевает разойтись — конструкция антенны с «провалом» интенсивности на оси в начальной части). Фокусировка электронного пучка позволяет уменьшить расходимость потока тормозного излучения, что очевидно даже из анализа характерных особенностей тормозного излучения из толстых мишеней [4].

Специфической особенностью рассматриваемой системы «трубчатый поток ЭМИ — пучок электронов» является то обстоятельство, что совокупное воздействие на воздух потоков ионизирующего излучения (ЭМИ, ТИ, электроны) может способствовать лавинной ионизации (ВЧ-разряду), причем уровень мощности ЭМИ может быть гораздо ниже пробойного уровня при наличии только поля СВЧ. Об этом говорят экспериментальные и теоретические результаты, полученные в МИФИ (рис. 5) [8].

В частности, установлено, что, например, при облучении колбы с парами ртути при давлении $\sim 1,5$ Торр электронным пучком с энергией 25 МэВ ВЧ-разряд зажигается при мощности ВЧ-питания (колба помещена в резонатор) на порядок меньше, чем без пучка (см. рис. 5). Испытания проводились при частоте 38,39 МГц. Аналогичные по сути результаты получены при облучении чисто тормозным излучением.

Применительно к рассматриваемой системе это может означать, что при определенном расстоянии от оси пучка и достаточном уровне ВЧ-мощности может образоваться зона повышенной (лавинной) ионизации (рис. 6, заштрихованная область). Концентрация электронов при этом существенно выше, чем вблизи оси и в периферической зоне. Это способствует образованию в этой области условий для более быстрого распространения волны.

Как известно, скорость распространения волны определяется в виде

$$v = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon\mu}}, \quad (13)$$

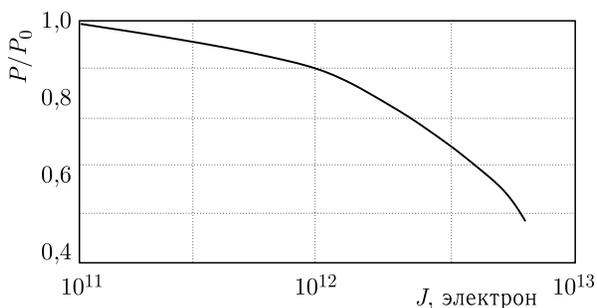


Рис. 5. Зависимость мощности зажигания разряда от плотности потока электронов (P_0 — мощность зажигания без облучения)

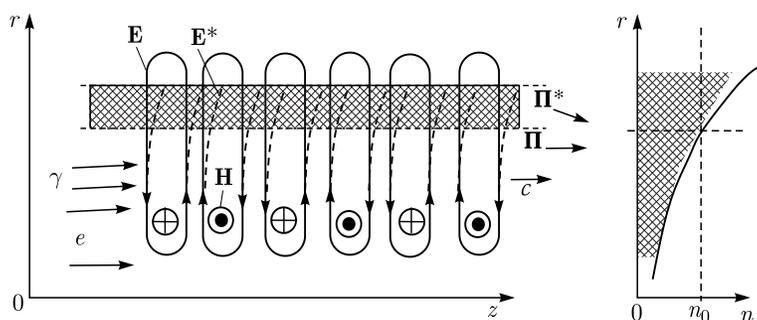


Рис. 6. Изменение картины поля при образовании цилиндрической зоны повышенной ионизации на периферической части потока ЭМИ

где ε и μ — диэлектрическая и магнитная проницаемость среды соответственно. В рассматриваемом случае в зоне ионизации образуется плазма, которая ведет себя как однородный изотропный диэлектрик.

В работах по электродинамике [6] приводятся значения параметров n_c , в частности, ε определена как

$$\varepsilon = 1 - \frac{\delta_0 n}{f}, \tag{14}$$

где f — частота ВЧ-поля [Гц], n выражено в количестве электронов в 1 м^3 .

Изменение картины силовых линий \mathbf{E} иллюстрирует рис.6, где показано, как меняется фронт волны, т.е. возможен режим «самофокусировки» по крайней мере на некотором участке.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенный анализ физических процессов, происходящих при движении пучка ускоренных электронов в воздухе, позволил оценить величину энергии тормозного излучения, генерируемого пучком. Рассмотрение динамики частиц в воздухе при наличии сопровождающего электромагнитного поля подтвердило возможность транспортировки электронов на протяженные расстояния без существенной потери интенсивности пучка. Полученные результаты помогают сформулировать граничные условия и параметры для численного моделирования и проектирования системы дистанционного анализа, в частности, таможенного контроля и систем обработки крупногабаритных грузов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Богданович Б.Ю., Нестерович А.В., Ворогушин М.Ф., Свистунов Ю.А. Дистанционный радиационный контроль с линейными ускорителями. Т. 1. Линейные ускорители для генерации тормозного излучения и нейтронов. М.: Энергоатомиздат, 2009. 272 с.
2. Ковалев В.П. Вторичные излучения ускорителей электронов. М.: Атомиздат, 1979. 198 с.

3. *Кудинов В. В., Смирнов В. В.* Пространственные и энергетические характеристики электронов с энергией 10–300 МэВ за толстыми мишенями: Справ. М.: МИФИ, 2006. 72 с.
4. *Krutsikh V. V., Ushkov A. N., Strelkov N. O., Mirzoian A.* // 4th Intern. Youth Conf. on Radio Electronics, Electrical and Power Engineering (REEPE, 2022). IEEE. 2022. P. 1–5.
5. *Буянов Г. О.* // Письма в ЭЧАЯ. 2024. Т. 21, № 1(252). С. 16–28.
6. *Никольский В. В.* Электродинамика и распространение радиоволн. М.: Наука, 1978. 207 с.
7. *Богданович Б. Ю., Нестерович А. В.* Пучки и плазма в высокочастотных полях ускорителей. М.: МИФИ, 2000. 252 с.
8. *Лу Линьлун.* Исследование газового разряда в комбинированном поле и под действием ионизирующего излучения. Препринт МИФИ 002. М., 2004. 24 с.

Получено 27 апреля 2024 г.