

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ЛИНЕЙНОГО УСКОРИТЕЛЯ ЭЛЕКТРОНОВ ДЛЯ ОБРАБОТКИ КРУПНОГАБАРИТНЫХ ОБЪЕКТОВ

*Г. О. Буянов*¹

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва

Излагаются результаты численного анализа динамики электронов в пучке, инжектируемом в воздух с энергией в несколько десятков мегаэлектронвольт и фокусируемом полем сопровождающей волны электромагнитного излучения (ЭМИ) на расстоянии полного торможения. Главная особенность заключается в том, что основную часть пути электроны проходят в радиальном фокусирующем поле, что обеспечивает транспортировку пучка. При движении электронного пучка между частицами пучка и молекулами воздуха происходят многократные столкновения. В результате этих столкновений увеличивается радиус электронного пучка. Чтобы определить, насколько увеличится радиус пучка, следует учесть внешние поля, под действием которых электрон движется между двумя соседними столкновениями. Так как столкновения электронов с молекулами газа носят случайный характер, было подсчитано среднее квадратичное радиальное отклонение электронов от оси ускорителя, поперечный размер пучка электронов, характеристики поля сопровождения и размеров пучка. Показано, что двукратное увеличение допустимого среднеквадратического отклонения приводит к существенному (в 16 раз) снижению требуемой СВЧ-мощности волны сопровождения. Теоретически обоснована схема получения пучков электронов (и соответствующего потока тормозного излучения).

We present the results of a numerical analysis of the dynamics of electrons in a beam injected into air with an energy of several tens of MeV and focused by the field of an accompanying electromagnetic radiation (EMR) wave at a full stopping distance. The main feature is that the electrons travel the main part of the path in a radial focusing field, which ensures beam transport. During the motion of an electron beam, multiple collisions occur between the particles of the beam and air molecules. As a result of these collisions, the radius of the electron beam increases. To determine how much the beam radius will increase, one should take into account the external fields under which the electron moves between two neighboring collisions. Since the collisions of electrons with gas molecules are random, the root-mean-square radial deviation of electrons from the accelerator axis transverse dimension of the electron beam characteristics of the tracking field and beam dimensions were calculated. It is shown that a twofold increase in the allowable root-mean-square deviation leads to a significant (16 times) decrease in the required microwave power of the tracking wave. A scheme for obtaining electron beams (and the corresponding TP flow) is theoretically substantiated.

PACS: 11.10.Ef

¹E-mail: frontlines.07@gmail.com, gobuyanov@mephi.ru

ВВЕДЕНИЕ

Основную часть пути электроны проходят в радиальном фокусирующем поле волны, что обеспечивает транспортировку пучка диаметром не более 2–4 м. Это необходимо для получения потока фотонов тормозного излучения (ТИ) практически того же размера на расстоянии до 300 м (и более). Эти параметры близки к оптимальным при инспекции крупногабаритных морских и железнодорожных контейнеров [1]. Применение известных средств получения пучков ТИ с использованием крупногабаритных коллиматоров весом в десятки тонн пока не может считаться оптимальным. Схема устройства показана на рис. 1.

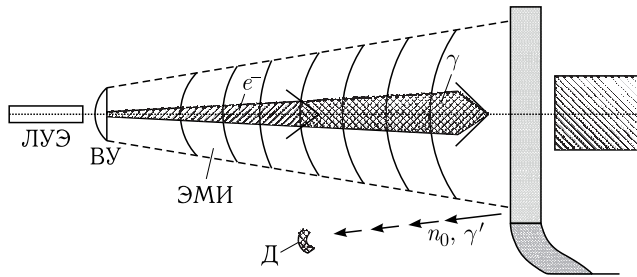


Рис. 1. Схема устройства: Д — детектор нейтронов (вторичного γ' -излучения); ЛУЭ — линейный ускоритель электронов; e^- — электроны ЛУЭ; γ — фотоны, первично образованные электронами ЛУЭ

1. ОПИСАНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ

Рассмотрение динамики частиц в фокусирующем поле электромагнитной волны удобно начать с основополагающих понятий электродинамики и физики распространения радиоволн, а именно, с анализа поля излучения элементарного электрического вибратора [2].

На расстояниях $r \gg \lambda$ ($kr \ll 1$) в дальней зоне напряженности электрического и магнитного поля имеют вид [2]:

$$\mathbf{E} \approx -\vartheta_0 \frac{p_m k^2 \sin \vartheta}{4\pi \varepsilon_0 \varepsilon r} \cos(\omega t - kr + \varphi), \quad (1)$$

$$\mathbf{H} \approx \alpha_0 \frac{p_m k^2}{4\pi \varepsilon_0 \varepsilon W} \frac{1 \sin \vartheta}{r} \cos(\omega t - kr + \varphi), \quad (2)$$

где ϑ_0, α_0 — единичные векторы, направленные по касательной к соответствующим дугам в сторону возрастания углов; ϑ, α — координаты в сферической системе; W — волновое сопротивление в классе T -волн; k — волновое число; ε_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума; r — радиус-вектор; ω — угловая частота; ε — диэлектрическая проницаемость среды; p_m — амплитуда диполя Герца ($p = ql$ — электрический момент диполя, q — заряд, l — расстояние между зарядами); φ — фаза момента диполя Герца.

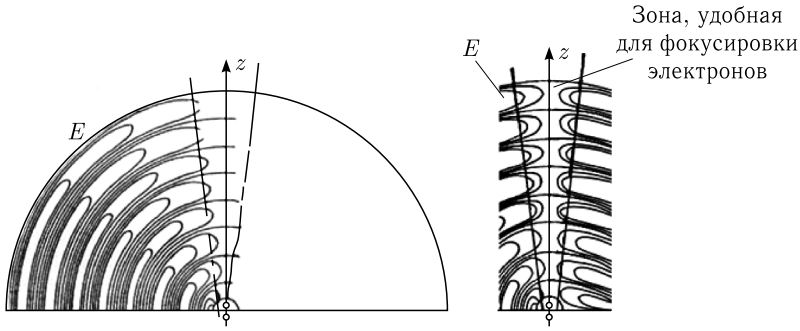


Рис. 2. Структура поля на удалении от диполя Герца

Это сферическая волна. Хотя она неоднородная (амплитуды поля не постоянны на поверхности фронта), но строение поля является довольно простым, напряженности \mathbf{E} и \mathbf{H} находятся в фазе, причем

$$\mathbf{E} = W[\mathbf{H}, \mathbf{r}_0], \quad (3)$$

где \mathbf{r}_0 — единичный вектор, направленный по радиусу в сферической системе. Что характерно для локально плоской волны. Параметр λ в дальней зоне играет роль длины волны.

Картина линий в более обширной области пространства имеет вид, представленный на рис. 2.

Нас интересует главным образом поле волны вблизи оси. В этом случае, как можно видеть из уравнений (1), (2), амплитуда радиальной электрической компоненты растет линейно по мере удаления от оси. Собственно, это неизбежно. Из-за симметрии разложение любой функции в ряд Фурье с приближением к оси первый член разложения приобретает подавляющий вес.

Двигаясь со скоростью, равной или близкой к скорости волны $v_B = c/\sqrt{\epsilon}$, где $\epsilon > 1$ — диэлектрическая проницаемость воздушной среды, сгустки ускоренных электронов «прижимаются» радиальным полем к оси волны (иначе говоря, фокусируются), независимо от причины, вызвавшей их отклонение от оси, c — скорость света.

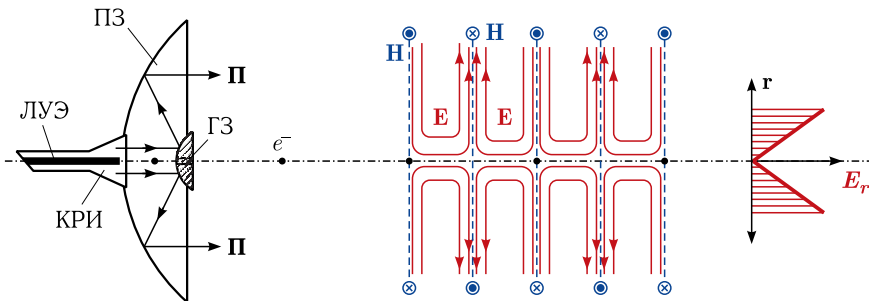


Рис. 3. Возбуждение электромагнитной волны сопровождения с помощью модифицированной антенны Кассегрена: КРИ — коаксиально-рупорный излучатель; ПЗ — параболическое зеркало; ГЗ — гиперболическое зеркало; $\mathbf{\Pi}$ — вектор Пойнтинга

Основополагающим здесь является вопрос о формировании потока ЭМИ с нужной структурой поля. Для этой цели наиболее естественно использовать двухзеркальную антенну Кассегрена [4], внося в нее конструктивные изменения, показанные на рис. 3.

По сравнению с традиционной антенной здесь изменен излучатель: вместо волнового рупора используется КРИ, центральный проводник которого образован оконечной частью ЛУЭ.

В рассматриваемом варианте пучок частиц фокусируется и направляется на заданный объект электромагнитным полем волны, у которой силовые линии магнитного поля имеют вид окружностей с центром на оси пучка, а силовые линии электрического поля — радиальные. При этом амплитуда электрического и магнитного поля линейно возрастает с расстоянием от оси.

При движении электронного пучка между частицами пучка и молекулами воздуха происходят многократные столкновения. В результате этих столкновений увеличивается радиус электронного пучка. Чтобы определить, насколько увеличится радиус пучка, следует учесть внешние поля, под действием которых электрон движется между двумя соседними столкновениями.

В нашем случае внешнее поле складывается из постоянного магнитного поля Земли, высокочастотного радиального электрического поля и электростатического поля, создаваемого пучком электронов. Радиальное электрическое поле также фокусирует пучок.

Так как столкновения электронов с молекулами газа носят случайный характер, то, очевидно, нецелесообразно пытаться вычислить траекторию электронов пучка. Вместо этого подсчитаем среднее квадратичное радиальное отклонение электронов от оси ускорителя, пользуясь методами, изложенными в работе [3]. Основное отличие в том, что с самого начала расчетов вместо продольного магнитного поля фокусировка определяется радиальным электрическим.

2. ЭЛЕКТРОДИНАМИКА ЧАСТИЦ В ВОЛНЕ. РАЗБРОС ЧАСТИЦ В ПУЧКЕ

Запишем уравнения радиального движения электрона пучка, считая плотность пучка постоянной:

$$\begin{cases} \ddot{x} = \omega \dot{y} + A_x(t) + kx, \\ \ddot{y} = -\omega \dot{x} + A_x(t) + ky, \end{cases} \quad (4)$$

где x и y — две взаимно перпендикулярные оси, лежащие в плоскости, перпендикулярной оси движения (в системе СГСЭ),

$$\omega_{ц} = \frac{eH}{mc}. \quad (5)$$

Здесь e — заряд электрона; m — его масса; H — напряженность внешнего магнитного поля; ω — частота ВЧ-поля ускорителя; $\omega_{ц}$ — циклотронная частота; $A_x(t)$ и $A_y(t)$ — случайные величины, характеризующие результат столкновений с молекулами газа; k — коэффициент

$$k = \frac{e}{m} \left[\frac{2\pi j}{v_{эл}} - \frac{E_r(r_m)}{r_m} \right], \quad (6)$$

где E_r — радиальная компонента составляющей напряженности ВЧ-поля, а r_m — радиус пучка электронов (предполагается распределение плотности по Гауссу); j — плотность тока электронного пучка; $v_{эл}$ — скорость электронов.

Решая систему (4), находим

$$x(t) = \frac{1}{2\pi i} \int_{\sigma-i\infty}^{\sigma+i\infty} \frac{A_1(p^2 - k) + A_2\omega p}{(p^2 - k)^2 + \omega^2 p^2} e^{pt} dp, \quad (7)$$

где

$$A_1 = \int_0^{\infty} A_x(t) e^{-pt} dt + x(0) + px(0) - \omega y(0),$$

$$A_2 = \int_0^{\infty} A_y(t) e^{-pt} dt + y(0) - py(0) + \omega x(0),$$

а σ — настолько большое положительное число, что все особенности подынтегральной функции (7) расположены слева от пути интегрирования.

Заметим, что единственными особенностями подынтегральной функции являются четыре простых полюса:

$$\begin{cases} p_1 = -p_2 = i \left(\frac{\omega}{2} + \sqrt{\frac{\omega^2}{4} - k} \right), \\ p_3 = -p_4 = i \left(\frac{\omega}{2} - \sqrt{\frac{\omega^2}{4} - k} \right), \end{cases} \quad (8)$$

обращающих знаменатель в нуль.

Чтобы все корни были чисто мнимыми (условие отсутствия экспоненциально нарастающих решений у системы (4)), необходимо и достаточно выполнение неравенства $\omega^2 > 4k$, имеющего простой физический смысл: фокусирующее действие должно превышать дефокусирующее действие.

Замыкая влево контур интегрирования в соотношении (7), находим

$$x(t) = \sum_{j=1}^4 \frac{A_1(p_j^2 - k) + A_2(p_j)\omega p_j}{4(p_j^2 - k)p_j + 2\omega^2 p_j} e^{p_j t}. \quad (9)$$

Обозначим через Δx изменение, вызванное случайными силами $A_x(t)$ и $A_y(t)$. Тогда

$$\Delta x = \int_0^{\infty} A_x(\tau) \sum_{j=1}^4 \frac{(p_j^2 - k) e^{p_1(t-\tau)}}{4p_j \left(p_j^2 - k - \frac{\omega^2}{2} \right)} d\tau + \int_0^{\infty} A_y(\tau) \sum_{j=1}^4 \frac{\omega e^{p_1(t-\tau)}}{4 \left(p_j^2 - k - \frac{\omega^2}{2} \right)} d\tau.$$

Интегралы, стоящие в правой части этого равенства, представляют собой независимые случайные величины. Поэтому

$$\overline{\Delta x^2} = \overline{J_1^2} + \overline{J_2^2},$$

где

$$J_1 = \int_0^\infty A_x(\tau) \psi_1(\tau - t) d\tau, \quad J_2 = \int_0^\infty A_y(\tau) \psi_2(\tau - t) d\tau,$$

$$\psi_1(\tau) = \sum_{j=1}^4 \frac{(p_j^2 - k) e^{p_1 \tau}}{4p_j \left(p_j^2 - k - \frac{\omega^2}{2}\right)}, \quad \psi_2(\tau) = \sum_{j=1}^4 \frac{\omega e^{p_1 \tau}}{4 \left(p_j^2 - k - \frac{\omega^2}{2}\right)}.$$

Вычислим $\overline{J_1^2}$. Для этого приближенно запишем

$$J_1 = \sum_{k=0}^{k_1} \psi_1(\tau_k - t) \int_{\tau_k}^{\tau_{k+1}} A_x(\tau) d\tau (\tau_{k_1} = t).$$

Интегралы $\int_{\tau_k}^{\tau_{k+1}} A_x(\tau) d\tau$ есть независимые случайные величины. Поэтому

$$\overline{J_1^2} = \sum_{k=0}^{k_1} \psi_1^2(\tau_k - t) \overline{\left[\int_{\tau_k}^{\tau_{k+1}} A_x(\tau) d\tau \right]^2}. \quad (10)$$

Для вычисления среднего квадрата интеграла $\int_{\tau_k}^{\tau_{k+1}} A_x(\tau) d\tau$ рассмотрим движение электрона при отсутствии внешних полей. Уравнение (4) переходит при этом в уравнения

$$\ddot{x} = A_x(t), \quad \ddot{y} = A_y(t).$$

Отсюда

$$\int_{\tau_k}^{\tau_{k+1}} A_x(\tau) d\tau = \dot{x}_{k+1} - \dot{x}_k = \Delta \dot{x}_k.$$

Таким образом,

$$\overline{\left[\int_{\tau_k}^{\tau_{k+1}} A_x(\tau) d\tau \right]^2} = \Delta \dot{x}_k. \quad (11)$$

С другой стороны, как известно, [5],

$$\overline{\Delta \dot{x}_k^2} = \frac{1}{2} v_k^2 \overline{\theta^2} = \frac{v_k^2}{2} \frac{8\pi N v_k \Delta \tau_k Z^2 e^4}{m^2 v^4} \ln \frac{a_0 m v^2}{2Z^4/3e^2}. \quad (12)$$

Здесь N — число атомов газа в 1 см^3 ; Z — заряд ядра; $a_0 = 0,53 \cdot 10^{-3} \text{ см}$; $\overline{\theta^2}$ — средний квадрат угла отклонения электрона на длине $v_k \Delta\tau_k$; v_k — скорость электрона (смысл символа k ясен из предыдущих уравнений).

Учет релятивистских поправок требует умножения этого значения на коэффициент $((1 - \beta^2)/\beta^4)$, где $\beta = v/c$ [3, с. 63].

Подставляя выражения (11) и (12) в уравнение (10) и переходя к пределу $\Delta\tau_k \rightarrow 0$, получаем

$$\overline{J_1^2} = \int_0^t \psi_1^2(\tau - t) \frac{4\pi N Z^2 e^4}{m^2} \frac{1}{v} \ln \frac{a_0 m v^2}{2Z^{4/3} e^2} d\tau. \quad (13)$$

Подобным же образом получаем

$$\overline{J_2^2} = \int_0^t \psi_2^2(\tau - t) \frac{4\pi N Z^2 e^4}{m^2} \frac{1}{v} \ln \frac{a_0 m v^2}{2Z^{4/3} e^2} d\tau. \quad (14)$$

Следовательно,

$$\overline{\Delta x^2} = \frac{4\pi N Z^2 e^4}{m^2} \int_0^t [\psi_1^2(\tau - t) + \psi_2^2(\tau - t)] \frac{1}{v} \ln \frac{a_0 m v^2}{2Z^{4/3} e^2} d\tau. \quad (15)$$

Произведем оценку среднего квадратичного отклонения $\overline{\Delta x^2}$. Для этого, прежде всего, заметим, что

$$|\psi_1| < \frac{\omega}{\sqrt{\omega^2 - 4k}} \frac{1}{q_3} + \frac{1}{q_3}, \quad |\psi_2| < \frac{2}{\sqrt{\omega^2 - 4k}}, \quad p_3 = iq_3.$$

Из формулы (8) вытекает неравенство

$$\frac{k}{\omega} < q_3 < \frac{2k}{\omega},$$

поэтому

$$|\psi_1| < \frac{\omega^2}{k\sqrt{\omega^2 - 4k}} + \frac{\omega}{k}.$$

Отсюда

$$\overline{\Delta x^2} < \frac{4\pi N Z^2 e^4}{m^2} \frac{L}{\omega^2 - 4k} \times \\ \times \left(4 + \frac{\omega^4}{k^2} + \frac{\omega^2}{k^2} (\omega^2 - 4k) + \frac{2\omega^3}{k^2} \sqrt{\omega^2 - 4k} \right) \max \left(\frac{1}{v^2} \ln \frac{a_0 m v^2}{2Z^{4/3} e^2} \right) \quad (16)$$

(L — длина участка).

Если $4k \cong \omega^2$, то это неравенство принимает более простой вид:

$$\overline{\Delta x^2} < \frac{20L}{\omega^2 - 4k} \max \left(\frac{1}{v^2} \ln \frac{a_0 m v^2}{2Z^{4/3} e^2} \right) \frac{4\pi N Z^2 e^4}{m^2}.$$

Максимум выражения $(1/v^2) \ln(a_0 m v^2 / 2Z^{4/3} e^2)$ достигается при

$$\frac{mv^2}{2} = \frac{ee^2 Z^{4/3}}{a_0}.$$

Поэтому

$$\overline{\Delta x^2} < \frac{40\pi}{e} \frac{NZ^{2/3} e^2 a_0}{m} \frac{L}{\omega^2 - 4k}. \quad (17)$$

Подставим сюда численные значения констант

$$\overline{\Delta x^2} < 69 \frac{Z^{4/3} LN}{\omega^2 - 4k} ni^2. \quad (18)$$

В том случае, когда магнитное поле Земли и кулоновское расталкивание частиц существенно меньше влияния сопровождающего ВЧ-поля, имеем

$$\overline{\Delta x^2} \leq 69 \frac{Z^{4/3} LN}{4\tilde{K}} [\text{см}^2], \quad (19)$$

где $N = 2,687 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ — так называемое число Лошмидта; $\tilde{K} = \left(\frac{1}{\gamma}\right) \left(\frac{e}{m}\right)_0 \frac{E_r(r_m)}{r_m}$; $e/m_0 = 5,273 \cdot 10^{17} \text{ СГСЭ}$, $\gamma = m/m_0$ — относительная энергия электрона. Учет релятивизма дает поправку — правую часть неравенства (19) надо умножить на коэффициент $\gamma^2/(\gamma^2 - 1)^2$ [3].

При переходе к международной системе единиц СИ воспользуемся соотношением

$$\frac{E_{\text{СГСЭ}}}{E_{\text{СИ}}} = 3 \cdot 10^4, \quad E_{\text{СИ}} = \frac{E_{\text{СГСЭ}}}{3 \cdot 10^4}.$$

Для воздуха, состоящего главным образом из кислорода ($Z = 8$) и азота ($Z = 7$), можно считать $\bar{Z} \approx 7,5$, $(\bar{Z})^{4/3} \approx 15$. В дальнейших расчетах будем использовать также следующие соотношения и данные:

- плотность потока СВЧ-мощности $P[\text{Вт}/\text{м}^2] = \frac{E^2[\text{В}/\text{М}]}{120\pi}$;
- суммарная мощность СВЧ-излучения $W_{\Sigma}(r_m) = \frac{E_r^2(r_m)r_m^2}{240}$.

В последнем выражении использованы соотношения

$$W(r) = \int dW(r), \quad dW(r) = \frac{E^2(r)}{120\pi} ds(r), \quad ds = dr 2\pi r.$$

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО РАСЧЕТА

Все расстояние транспортировки пучка от 0 до 100 м разобьем на несколько участков. Значения энергии электронов и уровня ВЧ-мощности на этих участках различаются, уровень ВЧ определяется углом расходимости излучения.

Каждый участок разобьем на более мелкие отрезки интегрирования Δl , для которых начальные условия определяются выходными параметрами предыдущих отрезков. Получаем расчетную таблицу.

Расчетная таблица

Параметр	$l, \text{ м}$					
	0–10	10–20	20–40	40–60	60–80	80–100
$W_{e0}, \text{ МэВ}$	50	48	45	39	33	25
$\Delta l, \text{ м}$	1	1	2	2	2	2

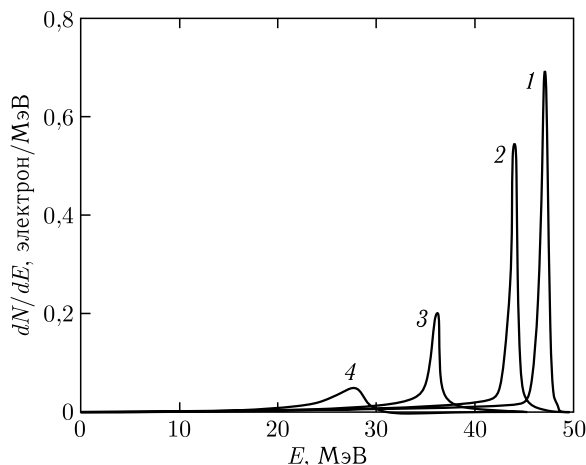


Рис. 4. Энергетический спектр электронов, инжектированных с энергией 50 МэВ и преодолевших в воздухе расстояние: 1 — 10 м; 2 — 20 м; 3 — 50 м; 4 — 80 м

Здесь при определении параметра W_{e0} использованы данные компьютерного расчета, проведенного ранее [6]. Энергетические спектры электронов, инжектированных в воздух с энергией 50 МэВ, представлены на диаграмме рис. 4.

Из этих спектров видно, что до конца участка длиной 80 м доходит $\sim 2/3$ частиц с энергией (25 ± 5) МэВ.

В рассмотренном примере использована следующая приближенная модель распространения потока ЭМИ в воздухе. В пределах радиуса r_m напряженность радиальной компоненты поля нарастает с увеличением r практически линейно, а затем спадает практически до нуля на радиусе $2r_m$. Таким образом, необходимый диаметр D_a антенны излучателя составляет ориентировочно $4r_m$. В нашем случае это, например, $D_a = 2$ м. При длине волны $\lambda = 10$ см угол расходимости потока ЭМИ, определяемый дифракционным пределом, составит

$$\theta = \frac{\lambda}{D_a} = \frac{1}{20}. \quad (20)$$

Угол расходимости потока ЭМИ в пределах допустимой локализации пучка электронов, определяемой значением $2r_m$, выражается величиной

$$\theta_l = \frac{\theta}{2} = \frac{1}{40}. \quad (21)$$

На расстоянии 100 м диаметр этой зоны составит величину $2,5 + 1 = 3,5$ м.

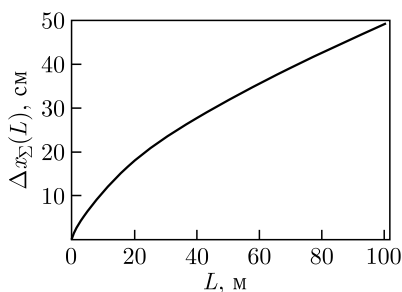


Рис. 5. Поперечный размер пучка электронов при мощности волны сопровождения $P = 4,44$ МВт

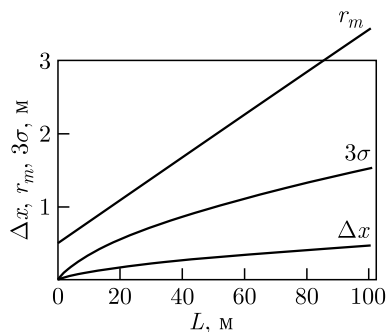


Рис. 6. Характеристики поля сопровождения и размеров пучка при $P = 4,44$ МВт

Предположим, что суммарная мощность излучателя, создающего сопровождающее поле, равна 9–10 МВт. Предположим также, что на создание основного (фокусирующего) поля расходуется половина этой мощности. В этом случае расчет процесса «расплывания» пучка по приведенным выше формулам дает график на рис. 5. Здесь по оси ординат отложена величина среднеквадратического разброса Δx электронов в поперечном направлении. Если предположить, что отклонения $\Delta x(L)$ подчиняются распределению Гаусса, то с вероятностью 0,997 все электроны пучка будут попадать в интервал $\Delta x \leq 3\sigma$.

На рис. 6 показан закон изменения $3\sigma(L)$. Из него можно видеть, что частицы пучка на всем рассматриваемом интервале не выходят за пределы области линейной зависимости $E_r(\Delta x)$, т. е. везде $3\sigma(L) < r_m$. Это указывает на корректность выполненных оценок (в последнем неравенстве имеется практически двукратный запас).

Из рис. 5 видно, что на удалениях более 20 м рост радиуса пучка происходит практически по линейному закону, причем на расстоянии 100 м диаметр пучка близок к 1 м.

Можно показать, что двукратное увеличение допустимого среднеквадратического отклонения $\Delta \bar{x}$ приводит к существенному (в 16 раз) снижению требуемой СВЧ-мощности волны сопровождения (до 0,5–0,6 МВт вместо упоминавшихся 9–10 МВт). В этом случае среднестатистический радиус пучка $\Delta \bar{x} = 1$ м, соответственно, $3\sigma = 3$ м, но и в этом случае справедливость расчетов сохраняется. Представляется целесообразным окончательный выбор рабочего варианта осуществлять из диапазона 0,6–9,0 МВт.

Главной проблемой данного метода является регистрация вторичных частиц и излучения, которые будут получены после облучения исследуемого предмета с расстояния около 100 м. Как показано в работе [7], для идентификации различных веществ используются процессы фоторождения короткоживущих изотопов ^{12}B (бор-12) и ^{12}N (азот-12) с периодами полураспадов соответственно 0,02 и 0,01 с (точнее 20,2 и 11,0 мс). Эти изотопы рождаются в результате фотоядерных реакций на азоте и углероде типа $^{14}\text{N}(\gamma, nn)^{12}\text{N}$, $^{14}\text{N}(\gamma, pp)^{12}\text{B}$, $^{13}\text{C}(\gamma, p)^{12}\text{B}$ с образованием в конечном состоянии также нейтронов (n) и протонов (p). Эти процессы были выбраны из-за их

уникальности, так как при облучении любых других химических элементов γ -пучком с энергией < 100 МэВ не образуется никаких других изотопов с периодом полураспада менее 0,1 с. Изотопы ^{12}B и ^{12}N являются p -активными и в процессе распада испускают электроны (позитроны) с максимальной энергией 13 МэВ (^{12}B) и 17 МэВ (^{12}N), которые, в свою очередь, в веществе конвертируются в γ -кванты и обнаруживаются специальным детектором. Длина пробега в воздухе [6] частиц с данной энергией ~ 60 м. В результате, по предварительным оценкам, поток вторичных частиц исследуемого образца будет сфокусирован электромагнитным излучением, применяемым в данной установке. А сигнал будет зафиксирован на детекторе.

Фокусировка полем бегущей волны в несинхронном режиме изучалась ранее [8]. Эксперименты по транспортировке проводились при уровнях мощности ВЧ-волны до 10 МВт. В результате измерений обнаружено, что максимальный ток на выходе секции наблюдался при уровне мощности ВЧ-волны 2–3 МВт. Дальнейшее увеличение мощности приводило к снижению тока, проходящего через секцию. Это связано с тем, что, как было показано выше, большее количество частиц приобретает энергию, превышающую 400–500 кэВ, и теряет радиальную устойчивость, что приводит к оседанию частиц на стенках секции. Увеличение мощности выше 10 МВт приводит к появлению захвата частиц в режим ускорения, что делает невозможным исследование режима транспортировки электронного пучка в «чистом виде».

Изменение частоты ВЧ-поля в пределах ± 10 МГц от номинального значения приводило к заметным изменениям фазовой скорости волны, но не влияло на величину токопрохождения, что также соответствует результатам теоретических исследований. Необходимо отметить, что при отсутствии ВЧ-поля электронный пучок с энергией ~ 50 кэВ пролетает в камере транспортировки расстояние не более 1 м при начальной угловой расходимости $\sim 10^{-2}$. Однако в присутствии ВЧ-волны, фазовая скорость которой превышает скорость электронов, пучок практически без потерь транспортируется до конца камеры ($\sim 4,5$ м). Более того, воздействие бегущей ВЧ-волны на пучок низкоэнергетичных электронов позволяло в значительной степени скомпенсировать воздействие внешнего поперечного магнитного поля, в присутствии которого транспортировка такого же низкоэнергетичного пучка без ВЧ-поля была бы невозможна, даже при его нулевой начальной расходимости.

Установлено, что увеличение уровня ВЧ-мощности более 10 МВт приводит к постепенному увеличению захвата частиц в режим ускорения и потере частиц из-за расталкивающего действия радиальных компонент ВЧ-поля.

Расчетные оценки коэффициента токопрохождения проводились по формулам, полученным преобразованием известных уравнений движения [8], приведенных к виду, удобному для численного интегрирования в случае аксиально-симметричных ВЧ-полей:

$$\frac{d\eta}{d\xi} = v, \quad \frac{dv}{d\xi} = \frac{A\pi}{\beta^2\gamma} \frac{\beta\beta_B - 1}{\beta_B} \exp(-\alpha\lambda\xi) \sin\left(2\pi \frac{\beta_B - \beta}{\beta\beta_B} + \Psi_0\right), \quad (22)$$

где $\eta = r/\lambda$ (r — отклонение электрона от оси); λ — длина волны; $\xi = z/\lambda$; $\gamma = m/m_0$; v — угол наклона траектории электрона в точке с координатами (η, ξ) ; α — коэффициент затухания; $A = eE_0\lambda/(m_0c^2)$; E_0 — амплитуда напряженности бегущей волны. Учет действия внешнего магнитного поля на динамику частиц обеспечивался добавлением в правую часть последнего уравнения дополнительного члена, равного

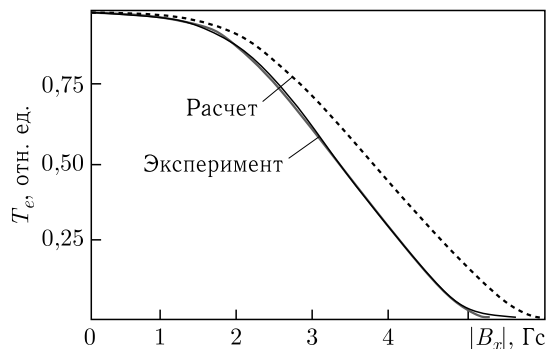


Рис. 7. График зависимости тока пучка на выходе ускоряющей секции от величины поперечного магнитного поля

$M = cAB/(\beta\lambda E_0)$. При этом неявно предполагалось, что движение частиц осуществляется только в плоскости действия магнитного поля. Тем не менее подобное предположение представляется для данной задачи достаточно оправданным, поскольку результаты эксперимента с хорошей точностью совпали с расчетными зависимостями (рис. 7). Критерием сравнения являлся параметр T_e , равный отношению количества частиц, прошедших на коллектор при наличии магнитного поля, к числу частиц при его отсутствии. Следует отметить, что в отсутствие ВЧ-поля, но при наличии магнитного на уровне величины поля Земли до коллектора электроны вообще не доходят. Максимальный ток на выходе секции наблюдался при уровне ВЧ-мощности, составляющем 2–3 МВт.

Таким образом, в результате выполненных исследований показана возможность транспортировки электронного пучка в поле направленного электромагнитного излучения на примере бегущей волны круглого диафрагмированного волновода (КДВ). Транспортировка электронного пучка (как релятивистского, так и нерелятивистского) возможна в поле направленного электромагнитного излучения с аксиально-симметричной или квадрупольной структурой вблизи оси, вдоль которой осуществляется транспортировка. Возможность транспортировки электронного пучка на большие расстояния определяется, в основном, уровнем мощности излучения и фазовой скоростью волны в вакууме или газовой среде. В частности, для волноводной секции КДВ или разреженной плазмы может представлять интерес транспортировка электронного пучка в поле бегущей волны с $\beta_v > 1$, когда исключен захват частиц в режим ускорения. Показана теоретическая возможность нейтрализации воздействия поперечного магнитного поля на пучок за счет взаимодействия пучка с полем направленного электромагнитного излучения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, можно считать теоретически обоснованной схему получения пучков электронов (и соответствующего потока ТИ), основанную на фокусировке пучков сопутствующим потоком ЭМИ трубчатой конфигурации. Параметры пучка электронов могут наилучшим образом обеспечивать инспекцию крупногабаритных грузов

с расстояния более 100 м при использовании мобильных комплексов на базе линейных ускорителей электронов с энергией 20–60 МэВ.

Автор благодарен проф. А. В. Нестеровичу за помощь в проведении вычислений.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Богданович Б. Ю., Нестерович А. В., Ворогушин М. Ф., Свистунов Ю. А. Дистанционный радиационный контроль с линейными ускорителями: В 2 т. Т. 2: Комплексы радиационного контроля. М.: Машиностроение, 2012. 284 с.
2. Никольский В. В. Электродинамика и распространение радиоволн. М.: Наука, 1978. 207 с.
3. Ахиезер А. И. Вопросы динамики и устойчивости движения заряженных частиц в ЛУ // Теория и расчет ЛУ. М.: Атомиздат, 1962. С. 38.
4. Галимов Г. К. Рефлекторные сканирующие антенны. Т. 2. М.: Адвансед Солюшнз, 2010. 302 с.
5. Стауб Г., Бете Г.-А., Ашкин Ю. Экспериментальная ядерная физика / Под ред. Э. Сегрэ. Т. 1. Нью-Йорк, 1953. 789 с.
6. Кудинов В. В., Смирнов В. В. Пространственные и энергетические характеристики электронов с энергией 10–300 МэВ за толстыми мишенями. М.: МИФИ, 2006. 72 с.
7. Белоусов А. С., Карев А. И., Малиновский Е. И., Граевский В. Г., Тамм Е. И., Коняев Ю. А., Кочегаров Ю. М., Милованов В. П., Румянцев А. С., Илющенко Р. Р., Майструк Р. Г., Ханюченко Н. И., Орлов А. А., Твердохлебов С. В. Высокоэффективная система обнаружения скрытых взрывчатых веществ // Наука — производству. 2000. № 6(31). С. 33.
8. Bogdanovich B. Yu., Nesterovich A. V., Rassadin V. V., Senyukov V. A. Theoretical and Experimental Researches on Non-Synchronous Electrons Transportation in Travelling Wave Field // Biannual Report '93. 1995. V. 94. P. 69.

Получено 10 февраля 2023 г.