

1. ИМПУЛЬСНЫЕ ПРОЦЕССЫ. СВЕРХШИРОКОПОЛОСНЫЕ СИГНАЛЫ И ИХ МОДЕЛИРОВАНИЕ

1.1. Определение СШП сигнала

В мировой радиоэлектронике в течение последних 15 – 20 лет нарастает интерес к новому направлению – сверхширокополосной электродинамике (в зарубежной литературе – Ultra Wide-Band Short Pulse Electromagnetics).

Основное содержание этого направления сводится к следующему: вместо традиционного, принятого в радиотехнике с начала XX века синусоидального сигнала, состоящего как минимум из сотен периодов колебаний, используется или небольшое число (1–2) периода или даже полпериода (сигнал, известный под названием «мексиканская шляпа»). Если рассматривать такой сигнал как квазигармонический, то период повторения такого сигнала в $10^3 - 10^8$ превышает его длительность, т. е. скважность такого сигнала чрезвычайно велика. Соответственно пиковая мощность сигнала во столько же раз превышает его среднюю мощность.

Для разграничения радиотехнических систем и сигналов по занимаемой ими полосе частот в 1990 г. Комиссией Управления перспективных военных НИОКР Министерства обороны США (DARPA) было введено общее определение относительной полосы частот, которым будем пользоваться в дальнейшем изложении

$$\eta = \frac{f_v - f_n}{f_v + f_n}, \quad (1.1a)$$

где f_v, f_n – верхняя и нижняя частоты в спектре сигнала.

В соответствии с этим определением, системы или сигналы, имеющие $\eta \leq 0,01$, относятся к узкополосным, $0,01 \leq \eta \leq 0,25$ – к широкополосным, а $0,25 < \eta < 1$ – к сверхширокополосным (СШП).

Следует отметить, что определение (1.1) отличается от традиционного понятия относительной ширины спектра (относительной полосы частот системы), которое используется в радиотехнике и имеет вид

$$\xi = \frac{f_2 - f_1}{f_0}, \quad (1.1б)$$

где f_0 – центральная частота спектра сигнала. Для радиосигналов f_0 имеет смысл несущей частоты, поэтому СШП колебания часто называют сигналами без несущей.

Известно, что информационная пропускная способность канала, т. е. число бит информации I , передаваемых в секунду, – пропорциональна полосе

пропускания системы передачи информации и логарифму отношения мощностей сигнал/шум

$$I = \Delta\omega \cdot \ln\left(1 + \frac{P_c}{P_{ш}}\right). \quad (1.2)$$

Полоса пропускания должна быть согласована с шириной спектра сигнала ΔF и удовлетворять соотношению $\Delta\omega \cong 2\pi\Delta F$. Очевидно также, что увеличение отношения сигнал/шум возможно до вполне определенного предела, поэтому необходимо увеличивать полосу сигнала. В радиолокации для получения разрешения в десятки – единицы сантиметров, что позволяет создавать радиоизображения объектов, необходима длительность импульса 1 – 0,1 наносекунды, а соответствующая полоса сигнала возрастает до единиц – десятков ГГц. Получить такое линейное изменение частоты в передатчике с несущей частотой достаточно сложно. Так, несущая частота должна удовлетворять условию $f_0 \geq 10\Delta F$, т.е. при длительности импульса $\tau_{и} \cong 0,1$ нс ширина спектра составит $\Delta F \cong 10$ ГГц. Тогда несущая получается равной $f_0 \cong 100$ ГГц. На таких частотах затухание радиоволн в результате рассеяния на гидрометеорах различной интенсивности составляет от 0,4 дБ/км до 40 дБ/км. В то же время поглощение на частотах 1 – 10 ГГц не превышает 0,01 дБ/км. Кроме того, при сжатии узкополосного сигнала на несущей ~ 100 ГГц могут возникать ложные сигналы.

Задача становится практически невыполнимой при попытке максимально снизить нижнюю частоту до значений, при которых длина волны становится сопоставимой с размерами объекта, т.е. 3 – 5 м и более. Соответственно относительная полоса частот (1.1б) приближается к 1. Вместе с тем, именно снижение нижней частоты (до 100 МГц и менее) представляет интерес, так как позволяет в принципе нейтрализовать технологию радионевидимости или технологию «Стелс». Этому факту можно дать следующее объяснение.

Любой конструкционный материал (как диэлектрик, так и металл) имеет волновое сопротивление, значительно отличающееся от волнового сопротивления пространства в широком диапазоне частот, т.е. его граница сильно отражает радиоволны. Для согласования сопротивлений и исключения отражений используются специальные согласующие покрытия, однако для того, чтобы в результате интерференции падающая и прошедшая волны компенсировались, необходимо, толщина покрытия должна быть равна четверти длины волны, т.е. около 1 метра при частоте 100 МГц. Такие размеры, а соответственно и вес противоотражающих покрытий становятся неприемлемыми для любого подвижного объекта, в особенности летательного аппарата. Существование этого факта сдерживает эффективное решение проблемы уменьшения радиолокационной заметности объектов.

Таким образом, отказ от традиционного постулата радиотехники – узкополосности (1.1) – приводит к необходимости пересмотреть многие основополагающие концепции радиолокационной техники, начиная с принципов генерации, излучения, приема и обработки сигналов, анализа рассеяния сигналов радиолокационными целями и кончая математическими методами анализа и синтеза РЛС.

Использование для СШП сигналов апробированной комплексной модели представляется не вполне корректным, поскольку комплексная огибающая сигнала в данном случае не отражает форму сигнала, а аналитические расчеты преобразования Гильберта становятся затруднительными. Можно сказать, что для СШП сигналов понятие огибающей, как функции, проходящей через точки максимумов несущего колебания, теряет смысл.

Кроме того, прогресс в области элементной базы радиоэлектронной аппаратуры позволяет регистрировать стробоскопическими методами тонкую структуру сигналов нано– и пикосекундной длительности и, таким образом, исключить операцию детектирования, необходимую для составляющих комплексной модели – амплитуды и фазы. Поэтому наиболее естественным является представление СШП сигналов вещественными функциями времени и координат. Соответственно этому, решение задач радиолокационного наблюдения связано с анализом изменений формы сигналов при излучении, рассеянии и приеме, что требует соответствующего математического аппарата.

Радиолокация является не единственной областью радиотехники, где применение СШП сигналов оправдано и влечет за собой большие преимущества. Так, в радиосвязи на коротких волнах требование узкополосности $\xi \ll 1$ приводит к сужению полосы частот сигнала и снижению информационной емкости сообщения (1.2). Метод, основанный на применении больших относительных полос позволяет повысить значение абсолютной полосы примерно на порядок по сравнению с обычным значением ($\xi \cong 0,01$). Другим применением СШП сигналов служит связь с объектами, находящимися в среде с потерями (подземные и подводные источники и приемники), а также интроскопия земной поверхности.

Отметим также такую совершенно не исследованную область применения СШП сигналов как медицина и биология, где широкополосность является принципиальным свойством большинства источников и приемников излучения, а резонансные свойства и узкополосность – скорее всего следствия методологии и техники исследований. Малая энергетическая доза излучения снимает многие проблемы связанные с использованием ионизирующих излучений в диагностике и терапии различных заболеваний, а способность проникать и распространяться в средах с потерями делает СШП сигналы уникальным инструментом для исследований.

1.2. Модель сигнала

1.2.1. Постановка задачи излучения диполя

Предположим вначале, что существует непрерывно осциллирующий электрический диполь с электрическим моментом $p_e = p_0 \exp(-i\omega t)$, находящийся в изотропной среде. Диполь расположен в начале сферической системы координат (r, θ, φ) и ориентирован в направлении $\theta = 0$ (рис.1.1). Компоненты электромагнитного поля диполя имеют вид:

$$\mathbf{E}_r(\omega) = \zeta \frac{2p_0 \exp[i\omega r/c]}{4\pi r} \cos \theta \left(-\frac{i\omega}{r} + \frac{c}{r^2} \right), \quad (1.3a)$$

$$\mathbf{E}_\theta(\omega) = \zeta \frac{p_0 \exp[i\omega r/c]}{4\pi r} \sin \theta \left[\frac{(i\omega)^2}{c} - \frac{i\omega}{r} + \frac{c}{r^2} \right], \quad (1.3б)$$

$$\mathbf{H}_\varphi(\omega) = \zeta \frac{p_0 \exp[i\omega r/c]}{4\pi r} \sin \theta \left[\frac{(i\omega)^2}{c} - \frac{i\omega}{r} \right]. \quad (1.3в)$$

где $\zeta = (\mu/\varepsilon)^{1/2}$ – волновое сопротивление и $c = 1/(\varepsilon\mu)^{1/2}$ – скорость распространения волны в среде.

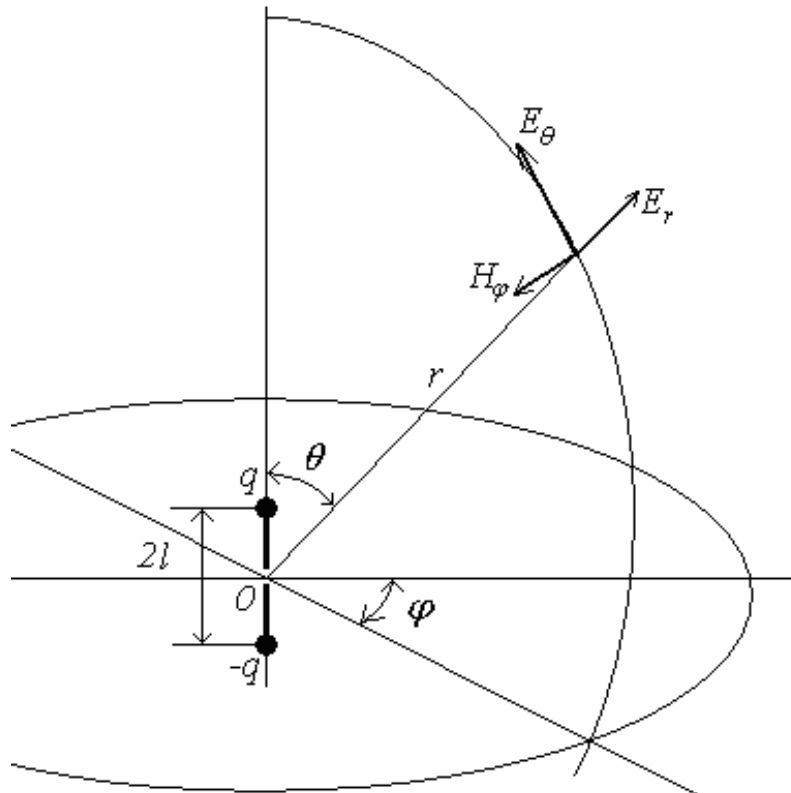


Рисунок 1.1 – Электрический диполь в сферической системе координат

Из выражений (1.3) можно легко получить переходное поле для случая недисперсной среды, когда дипольный момент произвольно изменяется по

времени, $p_e = p_e(t)$. Используя преобразование Фурье выражений (1.3), получим

$$E_r(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \hat{E}_r(\omega) \exp[-i\omega t] d\omega, \quad (1.4)$$

или после подстановки выражения для дипольного момента и интегрирования

$$E_r(t) = \frac{2\zeta}{4\pi r} \cos\theta \left[\frac{\dot{p}_e(t^*)}{r} + \frac{cp_e(t^*)}{r^2} \right], \quad (1.5a)$$

Таким же образом получаем остальные компоненты поля:

$$E_\theta(t) = \frac{\zeta}{4\pi r} \sin\theta \left[\frac{\ddot{p}_e(t^*)}{c} + \frac{\dot{p}_e(t^*)}{r} + \frac{cp_e(t^*)}{r^2} \right], \quad (1.5б)$$

$$H_\varphi(t) = \frac{1}{4\pi r} \sin\theta \left[\frac{\ddot{p}_e(t^*)}{c} + \frac{\dot{p}_e(t^*)}{r} \right]. \quad (1.5в)$$

где $t^* = t - r/c$ - время с учетом запаздывания при распространении до точки наблюдения, а точки над символами – порядок производных по времени.

Сразу же можно получить соответствующее выражение для магнитного диполя, сделав соответствующие замены: ($H \rightarrow E$), ($E \rightarrow -H$), ($\zeta \rightarrow 1/\zeta$), ($p_e \rightarrow -p_m$). Таким образом:

$$H_r(t) = \frac{2}{4\pi r \zeta} \cos\theta \left[\frac{\dot{p}_m(t^*)}{r} + \frac{cp_m(t^*)}{r^2} \right], \quad (1.6a)$$

$$H_\theta(t) = \frac{1}{4\pi r \zeta} \sin\theta \left[\frac{\ddot{p}_m(t^*)}{c} + \frac{\dot{p}_m(t^*)}{r} + \frac{cp_m(t^*)}{r^2} \right], \quad (1.6б)$$

$$E_\varphi(t) = -\frac{1}{4\pi r} \sin\theta \left[\frac{\ddot{p}_m(t^*)}{c} + \frac{\dot{p}_m(t^*)}{r} \right]. \quad (1.6в)$$

Рассчитаем r -компоненту вектора Пойнтинга для электрического и

МАГНИТНОГО ПОЛЯ, СООТВЕТСТВЕННО:

$$S_r^e(t) = E_\theta(t)H_\varphi(t) , \quad (1.7a)$$

$$S_r^m(t) = -E_\varphi(t)H_\theta(t) , \quad (1.7б)$$

в результате чего получим выражения для плотности энергии излучения через поверхность (r, θ) , окружающую диполь:

$$\begin{aligned} w^e(r, \theta) &= \int_{-\infty}^{+\infty} S_r^e(t) dt = \\ &= \frac{\zeta \sin^2 \theta}{(4\pi r)^2 c^2} \left\{ \int_{-\infty}^{+\infty} \ddot{p}_e dt + \frac{c}{r} \left[\dot{p}_e^2 + \left(\frac{c}{r}\right) \dot{p}_e p_e + \frac{1}{2} \left(\frac{c}{r}\right)^2 p_e^2 \right]_{-\infty}^{+\infty} \right\} , \quad (1.8a) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} w^m(r, \theta) &= \int_{-\infty}^{+\infty} S_r^m(t) dt = \\ &= \frac{1}{\zeta} \frac{\sin^2 \theta}{(4\pi r)^2 c^2} \left\{ \int_{-\infty}^{+\infty} \ddot{p}_m dt + \frac{c}{r} \left[\dot{p}_m^2 + \frac{c}{r} \dot{p}_m p_m + \frac{1}{2} \left(\frac{c}{r}\right)^2 p_m^2 \right]_{-\infty}^{+\infty} \right\} . \quad (1.8б) \end{aligned}$$

Из полученных общих выражений можно определить плотность энергии финитного сигнала, т.е., когда возбуждение диполя не бесконечно по времени. При этом компоненты в квадратных скобках (1.8) равны нулю, и сами выражения принимает вид:

$$w^e(r, \theta) = \frac{\zeta \sin^2 \theta}{(4\pi r)^2 c^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \ddot{p}_e(t) dt , \quad (1.9a)$$

$$w^m(r, \theta) = \frac{\sin^2 \theta}{\zeta (4\pi r)^2 c^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \ddot{p}_m(t) dt . \quad (1.9б)$$

Выражения (1.9) показывают, что общая энергия излучения зависит только от компонент поля, убывающих с расстоянием по закону $1/r$ – излучательных компонент электромагнитного поля.

Теперь можно рассчитать, в какой области пространства излучательные компоненты являются доминирующими компонентами поля. Используем в расчете гауссовский импульс электрического момента (что не является принципиальным):

$$p_e(t) = p_0 \exp\left[\frac{-2t^2}{T^2}\right], \quad (1.10)$$

где T – эффективная длина импульса (расстояние между точками перегиба), и подставляя (1.10) в (1.5), получаем выражения для компонент поля:

$$E_r(t) = \frac{2\zeta p_e(t^*)}{4\pi r (cT)^2} \cos\theta \left[-4 \frac{cT}{r} \left(\frac{t^*}{T}\right) + \left(\frac{cT}{r}\right)^2 \right], \quad (1.11a)$$

$$E_\theta(t) = \frac{\zeta p_e(t^*)}{4\pi r (cT)^2} \sin\theta \left\{ \left[8 \left(\frac{t^*}{T}\right) - 4 \right] - 4 \frac{cT}{r} \frac{t^*}{T} + \left(\frac{cT}{r}\right)^2 \right\}, \quad (1.11б)$$

$$H_\varphi(t) = \frac{p_e(t^*)}{4\pi r (cT)^2} \sin\theta \left\{ \left[8 \left(\frac{t^*}{T}\right) - 4 \right] - 4 \frac{cT}{r} \left(\frac{t^*}{T}\right) \right\}. \quad (1.11в)$$

Из (1.11) следует, что компоненты излучения всегда являются доминирующими, если

$$r \gg cT; \quad (1.12)$$

на границе области пространства $t^* = \frac{T}{\sqrt{2}}$ они равны нулю.

Отметим, что аналогичные результаты получаются и в случае магнитного диполя. Можно сделать вывод, что сферическая поверхность радиуса $r = cT$ разделяет пространство на две области, которые можно обозначить как индукционное пространство (внутренняя область) и излучательное пространство (внешняя область). В дальнейшем анализе будем рассматривать только поле излучения.

1.2.2. Анализ в частотной области

При моделировании несинусоидальных сигналов применяются различные функции. Часто используемая модель прямоугольного импульса представляет чисто теоретический интерес, поскольку не отражает ряда важных проблем излучения и обработки сигналов. Кроме того, эффект расходимости ряда Фурье на фронтах прямоугольного импульса (эффект Гиббса) снижает ценность модели прямоугольного импульса. Рассмотренный ранее гауссовский импульс обладает важным свойством – наименьшим значением произведения длительности на эффективную ширину спектра.

Среди моделей в виде гладких функций, помимо (1.10), часто используется экспоненциальная модель вида

$$E(t) = E_0 \exp\left(-\frac{t}{T}\right) \sigma(t), \quad (1.13)$$

где T – характерное время сигнала, $\sigma(t)$ – ступенчатая функция Хевисайда и двухэкспоненциальная модель, используемая для представления ЭМИ ядерного взрыва

$$E(t) = E_0 \left[\exp\left(-\frac{t}{T_1}\right) - \exp\left(-\frac{t}{T_2}\right) \right] \sigma(t). \quad (1.14)$$

где T_1 и T_2 – характерные времена, определяющие форму импульса.

Несмотря на удовлетворение требования широкополосности $\eta \sim 1$, и финитности $E(t) \xrightarrow{t \rightarrow \infty} 0$, приведенные модели являются первым, достаточно грубым приближением реальных СШП сигналов и обладают принципиальными недостатками. Так, в экспоненциальной модели принимается бесконечно короткая длительность переднего фронта импульса, и для обеих моделей не выполняется фундаментальное условие излучения.

В данной работе в качестве вещественной модели сигнала предлагается использовать функцию, которую назовем сложным двухэкспоненциальным сигналом,

$$E(t) = E_0 \left(\frac{t}{T}\right)^n \left[M^{n+1} \exp\left(-\frac{Mt}{T}\right) - \exp\left(-\frac{t}{T}\right) \right] \sigma(t). \quad (1.15)$$

Модель (1.15) удовлетворяет условию нулевого значения спектральной функции $E(\omega)$ на нулевой частоте $\omega = 0$:

$$E(\omega) = \int_0^{\tau_u} E(t) dt = 0, \quad (1.16)$$

соответствующем требованию знакопеременности излучаемого электромагнитного поля, которое отражает фундаментальное условие излучения электромагнитного поля (условие финитности).

Типичный график таких функций представлен на рис. 1.2. Вообще говоря, безразмерные величины $M > 1$, $n > 0$ и T (имеет размерность времени) характеризуют как форму, так и длительность СШП импульса. К преимуществам модели (1.15) исходного сигнала помимо соответствия представлению о форме генерируемых СШП импульсов можно отнести и возможность максимально продвинуться в аналитических вычислениях. Для такой модели легко рассчитывается спектр

$$E(\omega) = E_0 T \Gamma(n+1) \left\{ \frac{\exp\left[i(n+1)\operatorname{arctg}\left(\frac{\omega T}{M}\right)\right]}{\left[1 + \left(\frac{\omega T}{M}\right)^2\right]^{\frac{n+1}{2}}} - \frac{\exp[i(n+1)\operatorname{arctg}(\omega T)]}{\left[1 + (\omega T)^2\right]^{\frac{n+1}{2}}} \right\}, \quad (1.17)$$

где $\Gamma(x)$ – гамма-функция. Нормировочный множитель рассчитывается согласно

$$N = \int_0^{\infty} E^2(t) dt = E_0^2 T \Gamma(2n+1) \left[1 - \left(\frac{2\sqrt{M}}{1+M}\right)^{2n+1} \right]. \quad (1.18)$$

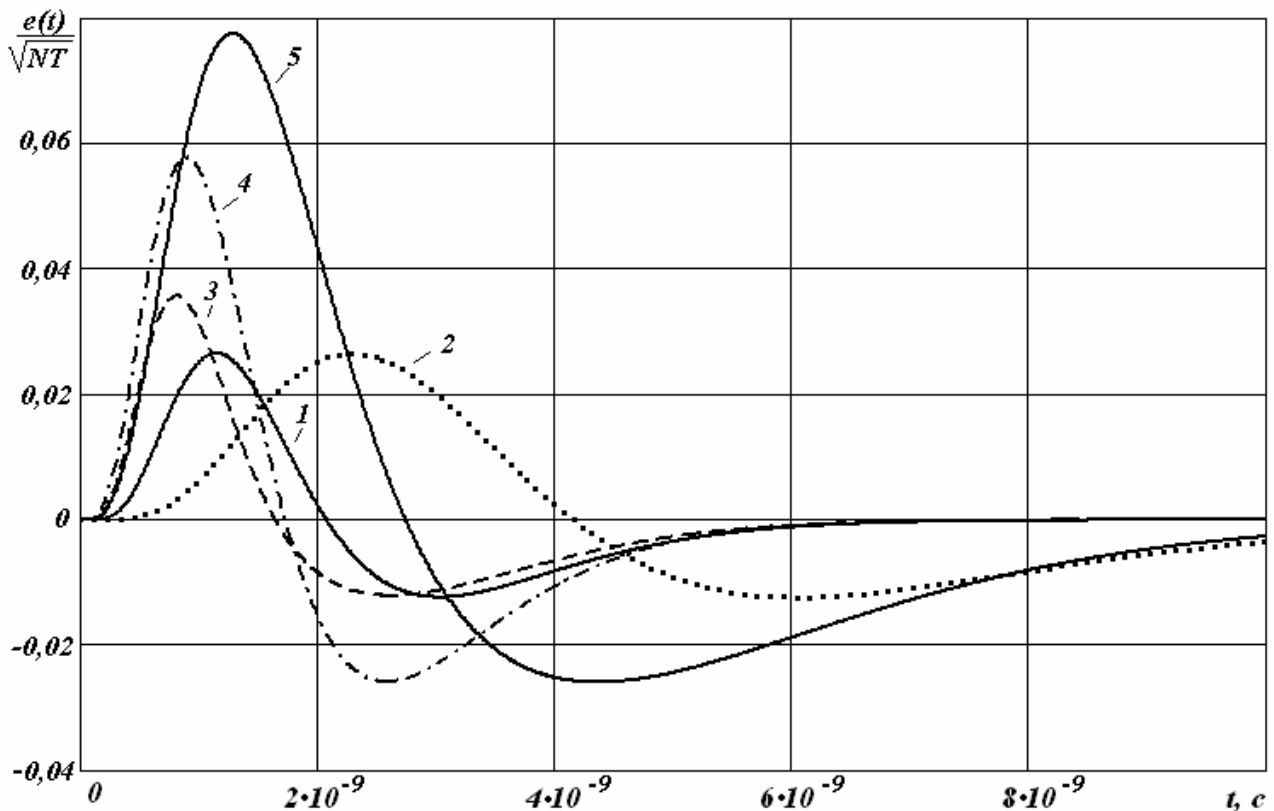


Рисунок 1.2. – Типичный вид начальной формы СШП сигнала
 (1 – $M=2$, $n=5$, $T=0,5$ нс; 2 – $M=2$, $n=5$, $T=1$ нс; 3 – $M=3$, $n=5$, $T=0,5$ нс,
 4 – $M=2$, $n=4$, $T=0,5$ нс, 5 – $M=3$, $n=4$, $T=1$ нс)

Аналитические выражения получаются и для временных моментов, с помощью которых можно оценить искажения импульса при распространении в тропосфере

$$\overline{t^m(0)} = \left(\frac{T}{2}\right)^m \frac{\Gamma(2n+m+1)}{\Gamma(2n+1)} \times$$

$$\times \frac{2\sqrt{M} \left(M^{(m-1)/2} + M^{(1-m)/2}\right)/2 - \left(\frac{2\sqrt{M}}{1+M}\right)^{2n+m+1}}{M^{m/2} \left(1 - \left(\frac{2\sqrt{M}}{1+M}\right)^{2(n+1)}\right)}, \quad (1.19)$$

а также для моментов, через которые выражаются коэффициенты низкочастотного разложения радиолокационных характеристик цели

$$m_k = \int t^k E(t) dt = E_0 T^{k+1} \Gamma(n+k+1) (M^{-k} - 1). \quad (1.20)$$

Из (1.19) следует, в частности, что центр тяжести начального импульса

$$\overline{t(0)} = \frac{1+2n}{1+2M} T \quad (1.21a)$$

может быть смещен в зависимости от значений M и n в любую сторону на оси по отношению к моменту

$$t_0 = (n+1) \frac{\ln M}{M-1} T, \quad (1.21б)$$

разделяющему положительный и отрицательный полупериоды импульса (1.15). Результаты расчетов по формулам (1.21) приведены в табл.1.

При данном подходе выбор формы начального импульса в виде (1.15) является в достаточной степени условным. Принципиальным и отличительным от большинства ранее использовавшихся представляется наличие множителей

$\sigma(t)$ и $\left(\frac{t}{T}\right)^n$, обеспечивающие выполнение принципа причинности ($E(t)=0$ при

$t < 0$) и плавное включение СШП сигнала (чрезмерно идеализированные модели со скачкообразным нарастанием могут привести к нефизическим особенностям или потребовать более изощренного математического аппарата). Именно разрывность во времени первых предлагавшихся моделей явилась одной из причин возражений против возможности физической реализации и технической целесообразности использования СШП сигналов. Окончательный выбор должен быть увязан с возможностью наилучшей аппроксимации реального импульса на выходе антенного устройства.

Производная функции (1.15) записывается в следующем виде

$$\frac{dE}{d\theta} = E_0 T \theta^n \left\{ n \theta^{-1} \left[M^{n+1} \exp(-M\theta) - \exp(-\theta) \right] - \left[M^{n+2} \exp(-M\theta) - \exp(-\theta) \right] \right\},$$

где $\theta = t/T$.

Кроме этого, СШП сигналы, представленные на рис.1.2, имеют различный спектральный состав (рис.1.3). Так, для сигнала 3 на рис.1.2 в выбранном масштабе времени основная доля энергии переносится частью спектра в полосе $\sim 50 - 600$ МГц, для сигнала 2 наблюдается смещение спектра в сторону более низких частот $\sim 20 - 300$ МГц. Частотный спектр для сигнала 1 занимает промежуточное положение. Значения нормировочного множителя (6) приведены в табл.1.1.

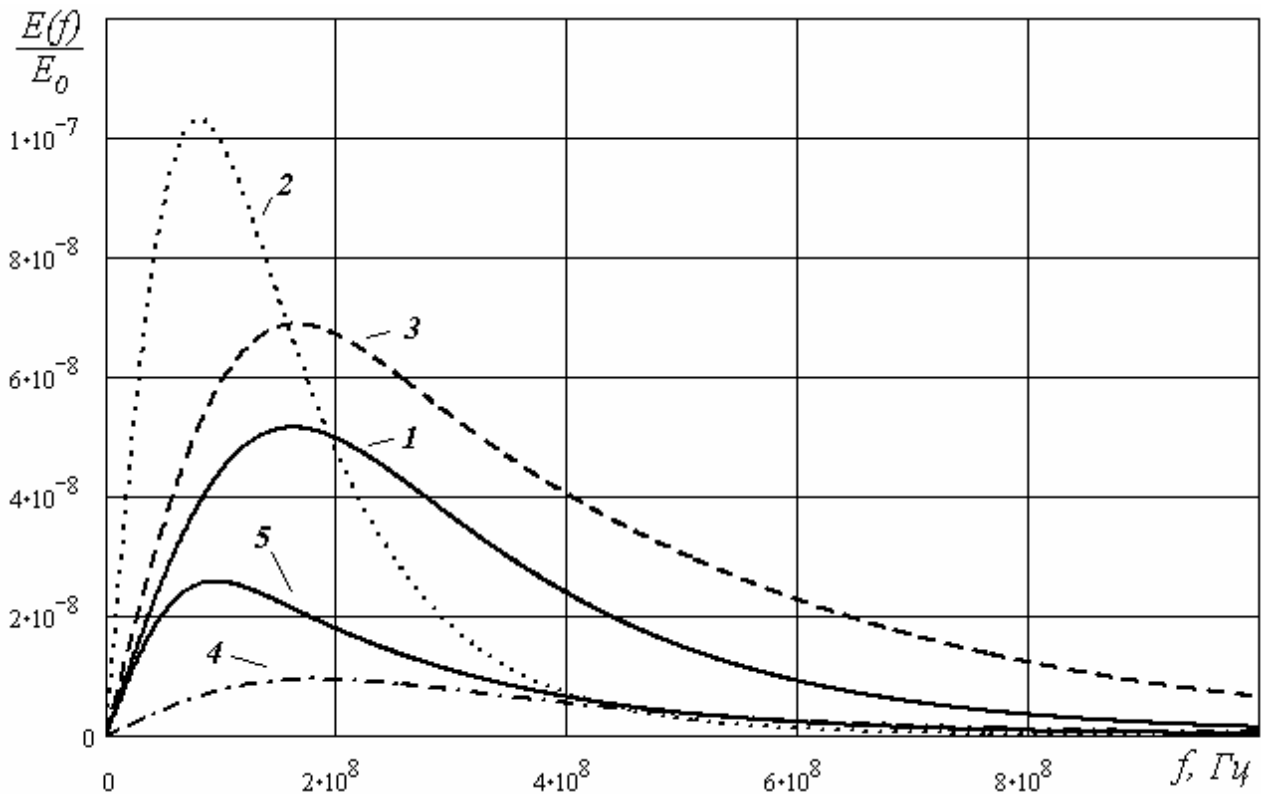


Рисунок 1.3. – Спектры СШП сигналов рис.1, построенные согласно выражению (5)

(1 – $M=2$, $n=5$, $T=0,5$ нс; 2 – $M=2$, $n=5$, $T=1$ нс; 3 – $M=3$, $n=5$, $T=0,5$ нс,
4 – $M=2$, $n=4$, $T=0,5$ нс, 5 – $M=3$, $n=4$, $T=1$ нс)

Таким образом, изменяя крутизну фронтов и положение t_0 , имеется возможность изменять характеристики излучающей системы (ширину диаграммы направленности, коэффициент усиления и др.) при наблюдении за различными классами целей.

Таблица 1.1.

Нормировочный множитель, момент нулевого порядка и момент перехода через нуль для импульсов с параметрами, соответствующими рис.1.2 и 1.3

График импульса	1	2	3	4	5
Нормировочный множитель, N , с	$8.651 \cdot 10^{-4}$	$1.73 \cdot 10^{-3}$	$1.442 \cdot 10^{-3}$	$8.294 \cdot 10^{-6}$	$2.927 \cdot 10^{-5}$
$\bar{t}(0)$, с	$1.1 \cdot 10^{-9}$	$2.2 \cdot 10^{-9}$	$0.79 \cdot 10^{-9}$	$0.9 \cdot 10^{-9}$	$1.29 \cdot 10^{-9}$
t_0 , с	$2.079 \cdot 10^{-9}$	$4.159 \cdot 10^{-9}$	$1.648 \cdot 10^{-9}$	$1.733 \cdot 10^{-9}$	$2.747 \cdot 10^{-9}$

1.2.3. Анализ во временной области

Рассмотрение эффектов при излучении, рассеянии, распространении, приеме СШП сигналов может проводиться как в частотной, так и во временной областях. Оба эти метода эквивалентны и связаны преобразованием Фурье. Единственной проблемой при выборе того или иного метода для моделирования различных процессов является ограничение ЭВМ по объему оперативной памяти и быстродействию. Поэтому целесообразно использовать оба метода, оговаривая каждый раз необходимость проведения расчетов в частотной или временной области.

Особый интерес представляет описание полей СШП сигналов неразделяющимися функциями времени и координат (в отличие от преобразований Фурье), что обеспечивает достаточно простую аналитическую модель описания переходных процессов при распространении в различных средах. Представление сигнала необходимо выбирать из тех соображений, чтобы удобно было определять его конечную длительность и форму.

Широко используемые δ -функции подразумевают сигнал нулевой длительности и, следовательно, не подходят для описания переходных процессов. Что касается сигналов типа wavelet с частотой, зависящей от времени, то они мало подходят к описанию действительных, асимметричных короткоимпульсных сигналов без несущей, генерируемых моноимпульсными РЛС или пикосекундными моноимпульсными источниками.

Предложенный подход позволяет гибко моделировать вещественные формы СШП сигналов и позволяет достигать:

- произвольной крутизны фронтов;
- различных нулей функции;
- произвольной асимметрии огибающей;
- максимально продвинуться в аналитических вычислениях.

Сигнал, характеризуемый условием $E(t=0) = 0$, описываемый вещественной функцией времени и координат, и нарастающий со временем для $0 \leq t < \infty$, может быть представлен набором функций, ортогональных в этой

области. Рассматривая различные ортогональные полиномы, обратим внимание на полиномы Лагерра, описываемые как

$$L_m(x) = \frac{\exp(x/2)}{m!} \frac{d^m}{dx^m} [\exp(-x)x^m], \quad (1.22)$$

где $x = \frac{t - zc^{-1}}{t_0}$,

$t - zc^{-1}$ – время задержки,

t_0 – масштаб времени.

Свойства таких сигналов могут быть проанализированы, если рассматривать огибающую как комбинацию функций L_m

$$E(x) = \sum_{m=0}^{\infty} b_m L_m(x), \quad (1.23)$$

где b_m – действительная константа.

Функции L_m ортонормированы, т. е.

$$\int_0^{\infty} L_m(x) L_n(x) dx = \begin{cases} 1, & m \neq n \\ 0, & m = n \end{cases}. \quad (1.24)$$

Для малых значений m в соответствии с (1.22) имеем

$$L_0 = \exp\left(-\frac{x}{2}\right),$$

$$L_1 = (1 - x)L_0,$$

$$L_2 = \left(1 - 2x + \frac{x^2}{2}\right)L_0,$$

$$L_3 = \left(1 - 3x + \frac{3x^2}{2} - \frac{x^3}{6}\right)L_0.$$

Графики первых шести функций Лагерра приведены на рис.1.4. Поведение функции L_m вблизи переднего фронта импульса (при $x=0$):

$$L_m(0) = 0,$$

$$\frac{\partial L_m}{\partial x}(x=0) = -\left(m + \frac{1}{2}\right)$$

показывает, что, хотя крутизна огибающей L_m в точке $x=0$ ограничена, значение функции в ней отлично от нуля. Следовательно, ни одна из функций L_m не может представить сигнал с нулевой начальной точкой и конечной крутизной в этой точке. Однако, такой сигнал может быть представлен линейной комбинацией функций Лагерра с параметром B :

$$E(t) = E_0 F_m(x),$$

$$F_m(x) = B[L_m(x) - L_{m+2}(x)], \quad (1.25)$$

где E_0 – амплитуда излученного поля.

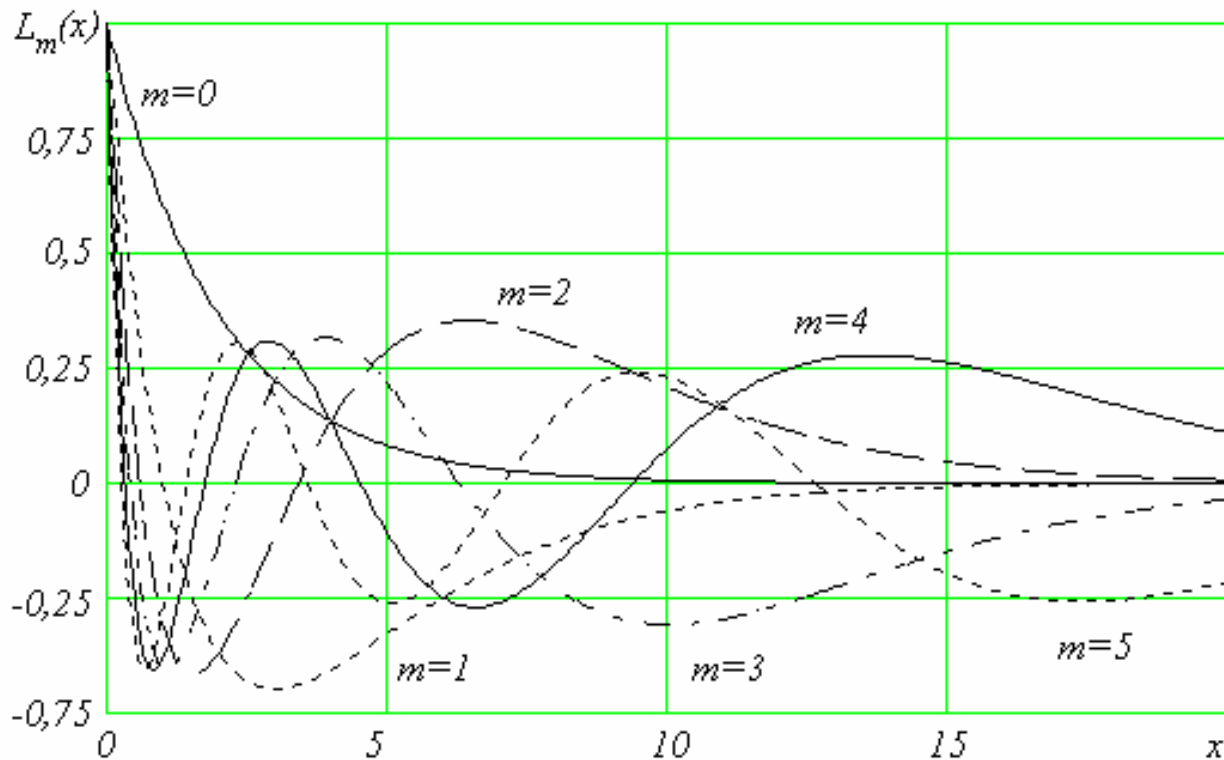


Рисунок 1.4. – Графики функций Лагерра

Поведение огибающей функций F_m (1.25) показано на рис.1.5 при $z = 0$ ($x = t/t_0$). Такие функции имеют ряд свойств, подходящих для моделирования СШП сигналов:

1. $F_m(0) = 0$ – конечная длительность фронта.
2. Огибающая $F_m(x)$ имеет $m + 2$ нулей и экспоненциально убывающий остаток.

3. Крутизна переднего фронта огибающей при $x=0$ определяется свободным параметром $\frac{\partial F_m(x)}{\partial x} = 2B$.

4. Огибающая (23) обладает интегральным свойством $\int_0^{\infty} F_m(x) dx = 0$,
аналогичным (14).

Таким образом, комбинация функций Лагерра позволяет моделировать широкий класс СШП сигналов, представленных действительными функциями времени и координат на интервале $0 \leq t < \infty$.

Разложение функции по ортогональным полиномам Лагерра и в гармонический ряд Фурье однозначно связаны между собой так называемым обобщенным рядом Фурье.

Введем понятие о спектре Лагерра или разложение в ряд Лагерра. Спектр Фурье характеризует коэффициенты, с которыми гармонические колебания с различными частотами входят в состав рассматриваемого сигнала. По аналогии, спектр Лагерра характеризуют коэффициенты c_n , с которыми соответствующие специальные функции $\varphi_n = L_n(t)$ входят в состав сигнала

$$c_n = \int_0^{\infty} s(t) L_n(t) dt.$$

Здесь $s(t)$ – исходная функция времени. Проведя несложные преобразования, получим

$$s(t) = \sum_{n=0}^{\infty} c_n \int_0^{\infty} L_n(t) e^{-i\omega t} dt. \quad (1.26)$$

Таким образом, выражение (1.26) устанавливает связь между спектром Фурье заданного сигнала и спектром коэффициентов c_n при выбранной ортогональной системе L_n .

Сами базисные функции (в частности, функции Лагерра или их комбинации вида $F_n(t)$) могут иметь весьма сложный спектр Фурье в ортонормированном базисе гармонических функций, обеспечивая в то же время более быструю сходимость ряда Фурье к исходной временной функции сигнала. Именно этим объясняется тот факт, что применение специальных ортогональных полиномов позволяет в некоторых случаях аппроксимировать заданную функцию меньшим числом членов, чем при использовании гармонического разложения.

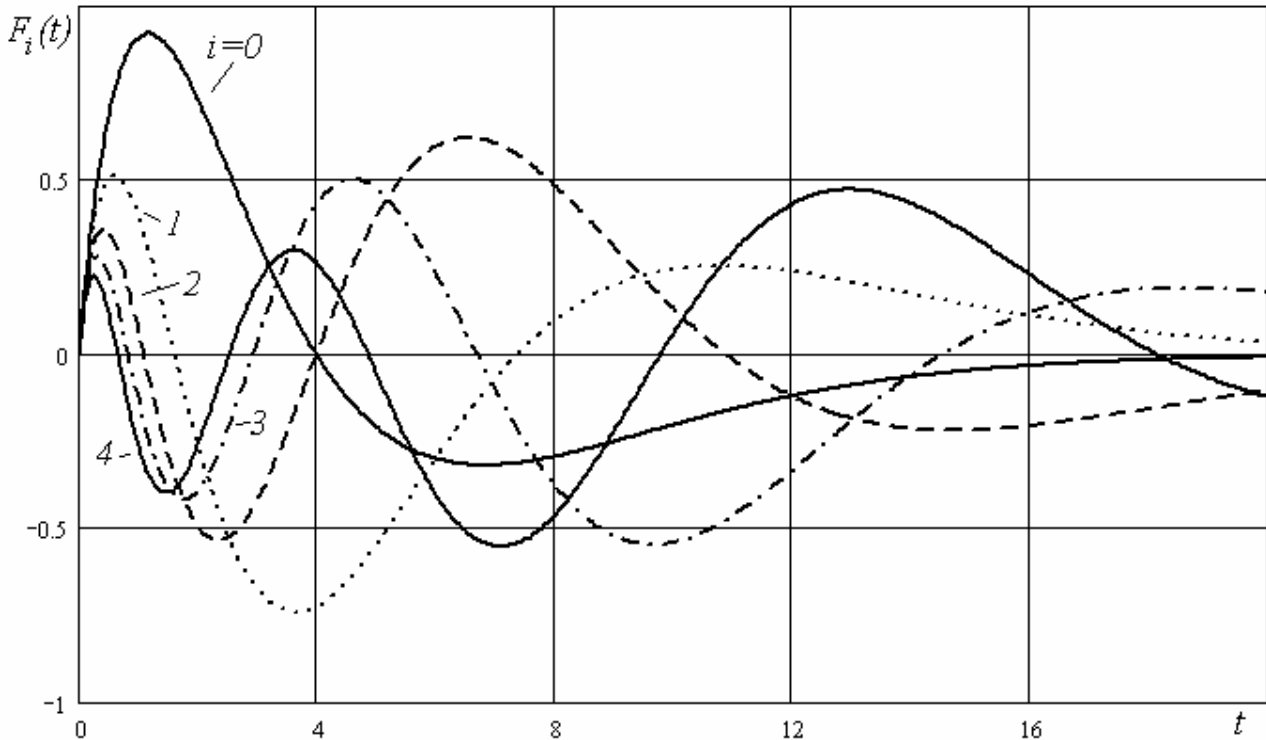


Рисунок 1.5.– Огибающие сигналов $F_i(t)$ при различных значениях i

Сравнивая временные зависимости функций рис.1.2 и комбинаций функций Лагерра рис.1.5, можно отметить быстрое затухание в первом случае и значительно более протяженный послеимпульс – во втором. Таким образом, выражение (1.15) наиболее адекватно описывает компактную временную зависимость, соответствующую понятию импульса ультракороткой длительности.

1.2.4. Ток возбуждения антенны

Как известно, поле в дальней зоне пропорционально производной возбуждающего тока антенны. Следовательно, излучение можно представить как операцию дифференцирование тока антенны. Практически генерирование СШП сигналов основано на непосредственном возбуждении широкополосной антенны импульсом тока, функция которого определяется интегралом выражения (13)

$$i(t) = \frac{c}{Z_A} \int E(t - t_0) dt . \quad (1.27)$$

В общем виде интеграл (1.27) для СШП сигналов, представленных на рис. 1, равен

$$i(t) = \frac{c}{Z_A} \left[\frac{M^n \left(\frac{t}{T_0}\right)^n \left(\frac{Mt}{T_0}\right)^{-\frac{n}{2}} \exp\left(-\frac{Mt}{2T_0}\right) W_{\frac{1}{2}n, \frac{1}{2}n+\frac{1}{2}}\left(\frac{Mt}{T_0}\right)}{n+1} - \frac{\left(\frac{t}{T_0}\right)^{-\frac{n}{2}} \exp\left(-\frac{t}{2T_0}\right) W_{\frac{1}{2}n, \frac{1}{2}n+\frac{1}{2}}\left(\frac{t}{T_0}\right)}{n+1} \right]. \quad (1.28)$$

Здесь c – скорость света, Z_A – импеданс антенны, $W_{a,b}(x)$ – функция Уиттекера, которую можно выразить с помощью гипергеометрической функции. На рис.5 приведены зависимости тока возбуждения широкополосной антенны, построенные в соответствии с (1.28). Видно, что ток является гладкой функцией времени, удовлетворяющей условиям физической реализуемости и определенным выше для поля излучения.

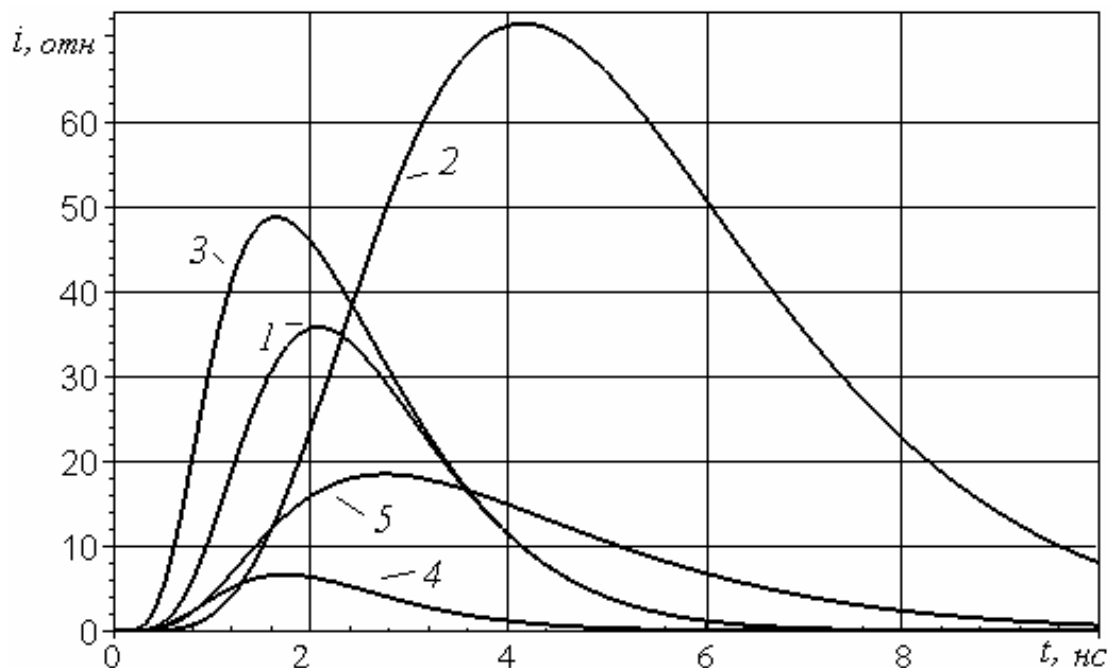


Рисунок 1.6 – Временные зависимости тока возбуждения антенны, создающие в дальней зоне поле вида (3)

(1 – $M=2$, $n=5$, $T=0,5$ нс; 2 – $M=2$, $n=5$, $T=1$ нс; 3 – $M=3$, $n=5$, $T=0,5$ нс,
4 – $M=2$, $n=4$, $T=0,5$ нс, 5 – $M=3$, $n=4$, $T=1$ нс)

Анализ возможных методов формирования коротких импульсов тока для возбуждения антенн показывает, что наиболее эффективным является использование быстродействующего коммутатора в цепи формирования на основе взрывающихся проводников, газовых разрядников, полупроводниковых переключателей типа диодов с резким восстановлением обратного сопротивления, SOS–диодов.

1.2.5. Применение СШП импульсов

Способность СШП импульсных излучений распространяться в средах с потерями обуславливает применение их в различных областях физики, техники, медицины, сельского хозяйства, экологии. Наиболее перспективным является использование СШП излучений в радиолокации и интроскопии земной поверхности, для обнаружения объектов характеризующихся высокой степенью радионевидимости, в условиях помех, а также как источника излучения медицинских диагностических средств, альтернативных рентгенодиагностике. Среди перспективных направлений отметим также возможность применения СШП импульсных сигналов для связи с подводными лодками и подземной связи, а также обнаружение металлических тел под поверхностью земли («электромагнитное разминирование»).

На рис.1.7 приведен пример реализации биомедицинского СШП радара. Важнейшим преимуществом системы является исключение дозовой нагрузки ионизирующего излучения и низкая (порядка 0,01 мВт) средняя мощность радиочастотного излучения, что позволяет использовать такую систему даже в детских отделениях медицинских учреждений.



Рисунок 1.7 – СШП радар для медицинского применения

Одной из перспективных областей применения СШП излучений высокой мощности является сельское хозяйство. Как известно, урожайность сельскохозяйственных культур напрямую связана с грозовой активностью в период формирования проростков растений. На рис. 1.8 приведена структурная схема использования бортового генератора СШП излучения для обработки растений непосредственно на поле. Аналогичная схема реализуется в бортовых радиовысотомерах, когда излучатель расположен над поверхностью земли. В качестве источника излучения может быть использован СШП генератор на основе электровзрывного проводника, возбуждаемый высоковольтным импульсным генератором. Используя антенну с широкой диаграммой

направленности, можно обеспечить достаточно большую площадь покрытия. Высота расположения источника земли выбирается, исходя из требуемого значения напряженности поля на поверхности земли. Так например, если вблизи антенны ($h=0,5$ м) напряженность поля соответствует пороговой величине $E_{np} = 30$ кВ/см, то по формуле Хармута

$$E_u = Z_0 \frac{l}{4\pi cr} \frac{di}{dt}$$

для создания на поверхности земли поля с напряженностью $E_u = 50$ В/см высота расположения источника должна составлять $r = 300$ м.

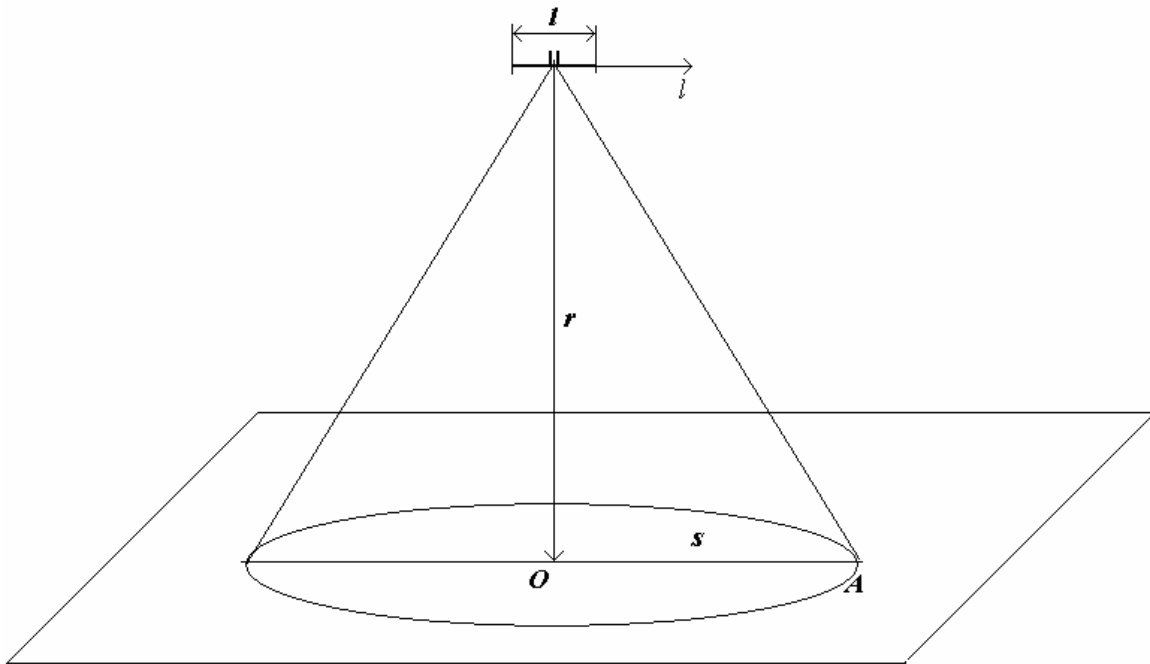


Рисунок 1.8 – Схема применения СШП генератора в сельском хозяйстве

Варианты реализаций СШП радаров приведены на рис. 1.9. Как видно, возможности современной электроники обеспечивают микроминиатюризацию системы.

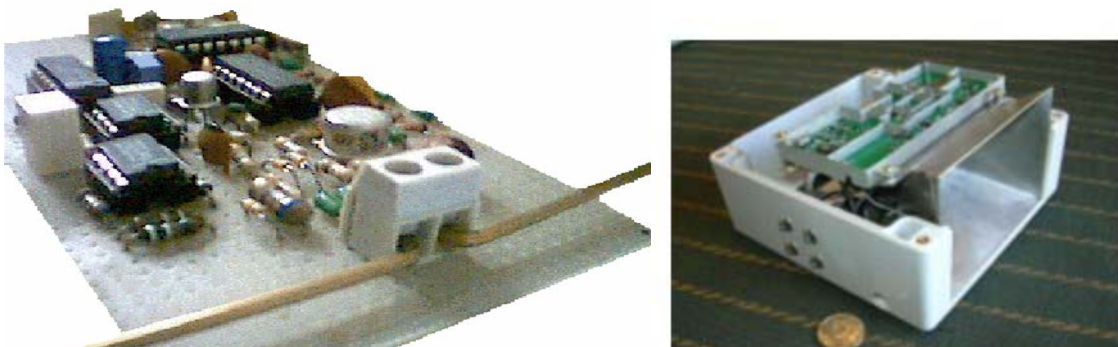


Рисунок 1.9 – Примеры реализации СШП радаров

Выводы

Рассмотрены исходные представления модели короткоимпульсного излучения электромагнитного поля.

Показано, что для математического моделирования процессов излучения, распространения, рассеяния, приема СШП сигналов возможно применение широкого класса вещественных функций, удовлетворяющих:

- принципу причинности;
- условию нулевого значения спектральной функции на нулевой частоте;
- условию излучения на бесконечности.

Выбор той или иной формы СШП сигнала должен обеспечивать удобство проведения расчетов во временной или в частотной области, а также спектральный состав сигнала.

Рассмотрены СШП сигналы, удовлетворяющие указанным условиям и позволяющие моделировать временные и частотные характеристики как прохождения в канале связи, так и искажения в радиотехнических устройствах. Приведены результаты расчетов спектров сигналов, которые являются развитием известной двухэкспоненциальной модели. Показана также возможность использования в качестве модели СШП сигналов ортогональных полиномов. В качестве базисных функций использованы комбинации полиномов Лагерра.

Окончательный выбор формы излученного импульса должен быть увязан с возможностью наилучшей аппроксимации реального импульса на выходе антенной системы.

Показаны временные зависимости тока возбуждения широкополосной антенны, обеспечивающие формирование в дальней зоне излучения импульса с напряженностью электрического поля, соответствующего разработанной модели.

Рассмотрены некоторые направления применения СШП импульсных излучений.

1.3. Описание лабораторной установки и методические указания к ее выполнению

1.3.1. Описание лабораторной установки

Лабораторная установка представляет собой высоковольтный генератор импульсных напряжений, выполненный по схеме Аркадьева-Маркса, возбуждающий излучающую систему. В качестве излучателя используется широкополосная антенна типа ТЕМ-рупора (рис.1.10), либо электровзрывающийся проводник.

Регистрация излученного импульса осуществляется с помощью быстродействующего запоминающего осциллографа, на входе которого включена антенна в виде диполя Герца.

1.3.2. Подготовка к работе

1. Изучить теоретический материал на основании конспекта лекций, раздела 1 данного пособия и рекомендованной литературы.
2. Рассчитать и построить частотные зависимости спектров СШП сигналов, описываемых моделями (1.13) – (1.15), с параметрами, заданными преподавателем.
3. Пользуясь выражениями (1.19) – (1.21), рассчитать временные моменты и параметры импульсов.



Рисунок 1.10 – Генератор СШП излучения с ТЕМ рупором

1.3.3. Порядок выполнения работы

1. Работа выполняется в виде демонстрационного занятия в учебно-научной лаборатории «Мегаэлектроника» кафедры защиты информации.
2. При выполнении работы необходимо строго выполнять все указания преподавателя и персонала лаборатории.

1.3.4. Оформление результатов и содержание отчета

В отчете приводятся основные этапы выполнения работы:

- результаты предварительных расчетов по п. 1.3.2;
- реализацию зарегистрированного сигнала с помощью осциллографа;
- результаты расчета спектра зарегистрированного импульса;
- выводы.

Контрольные вопросы и задания

1. Привести выражение для компонент напряженности поля излучения диполя.
2. Привести выражение для коэффициента широкополосности.
3. Рассчитать коэффициент широкополосности для радиоимпульса с прямоугольной огибающей длительностью 30 мкс и длиной волны несущей 10 см.
4. Рассчитать и построить амплитудный и фазовый спектры импульсов одно- и двухэкспоненциальной модели. Найти эффективную длительность и эффективную ширину спектра импульса для каждой модели.
5. Рассчитать спектральную плотность сложного двухэкспоненциального сигнала. Построить частотные зависимости модуля и аргумента спектральной плотности.
6. Привести примеры ортогональных базисных функций, используемых для представления сигналов обобщенным рядом Фурье.

2. ИМПУЛЬСНЫЕ СИСТЕМЫ. ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИЕ УСКОРИТЕЛИ МАСС

2.1. Электродинамическое массоускорение

Одним из перспективных направлений применения сильноточных высокоэнергетических импульсных систем является электродинамическое массоускорение, которое реализуется с помощью рельсотронов. При этом в качестве энергетического источника, за счет которого происходит ускорение тела, используются электрические и магнитные накопители, характерные для сильноточной электроники и ускорительной техники.

Так, например, тело массой 100 г при скорости 10 км/с обладает кинетической энергией 5,0 МДж, которую ему должен сообщить энергетический источник. Традиционные энергетические источники сильноточной электроники и ускорительной техники (емкостные и индуктивные накопители, униполярные генераторы), только в принципе позволяют реализовать в нагрузке подобный энергетический выход.

Перспективным является также применение взрывомагнитных генераторов. Энергоемкость ВМГ соизмерима с энергоемкостью собственно взрывчатого вещества и составляет величину 4 – 10 МДж/л, а КПД достигает 10%. Таким образом, для достижения требуемого при массоускорении энергетического выхода достаточно использование ВВ массой около 1 кг. Однако, длительность импульса тока ВМГ значительно меньше времени, необходимого для придания телу гиперзвуковой скорости с темпом ускорения, не превышающим предела прочности материала.

Наиболее привлекательным является применение массоускорения в прикладной астрономии для создания искусственного метеора. Как известно, результаты оценки параметров метеорных тел являются относительными, рассчитываемыми по измерению характеристик радиолокационных сигналов, отраженных от метеорного следа. Искусственный метеор, представляющий собой явление образование метеорного следа, возникающее при вторжении в атмосферу тела известной массы со скоростью порядка 10 - 30 км/с, позволит прокалибровать имеющиеся результаты измерений и получить новую информацию для уточнения модели распределения метеорного вещества в окрестности орбиты Земли.

Кроме того, рельсовые массоускорители могут быть использованы при создании испытательных стендов для исследований прочности конструкционных материалов на ударные нагрузки высокой интенсивности, а также в исследованиях прочности в условиях сверхпредельных ускорений.

2.2. Физические основы электродинамических ускорителей.

Рельсотрон. Теория ускорения тел на основе электродинамического способа

В электродинамических ускорителях метание происходит за счет преобразования электрической энергии источника питания в механическую энергию движения тела. Электродинамический способ получения гиперзвуковых скоростей основывается на использовании давления магнитного поля, создаваемого импульсным током первичного источника энергии. Известно, что замкнутый электрический контур, в котором протекает ток, стремится расширяться под действием силы магнитного давления. Как следует из принципа действия, отличительной особенностью электродинамического способа является отсутствие физических ограничений на предельно достижимую скорость метаемого тела. К настоящему времени сформировались два больших класса электродинамических ускорителей: рельсовые и индукционные. Проведем анализ ускорителей каждого из классов по обеспечению возможностей реализации гиперзвуковых скоростей движения.

В рельсовых электродинамических ускорителях масс (РЭДУМ) ускоряющая сила действует на тело по всей длине канала ускорения (ствола), а наличие скользящего контакта снимает проблему синхронизации источников питания. Простейшая структурная схема РЭДУМ представлена на рис. 2.1:

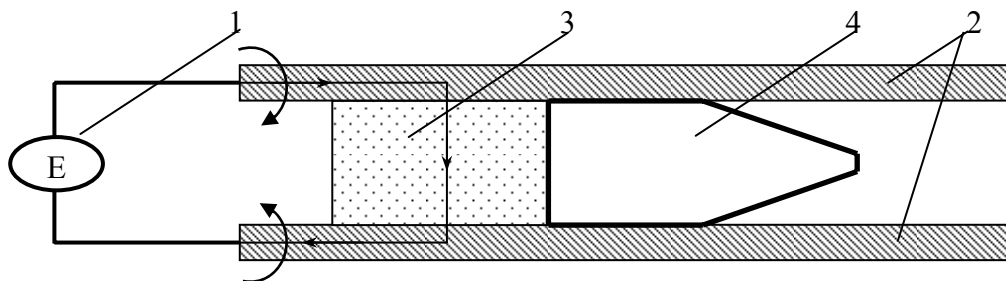


Рисунок 2.1 – Структурная схема рельсового ускорителя:

1 - источник питания; 2 - направляющие электроды; 3 - токопроводящий якорь; 4 - ускоряемое тело (снаряд)

Как видно, схему РЭДУМ можно представить в виде замкнутого контура, ток в котором описывается нестационарным уравнением Кирхгофа. В контуре протекает ток I , создаваемый разрядом первичного накопителя электрической энергии с напряжением U_0 . Из этого уравнения легко получается выражение баланса мощностей в замкнутой системе ускорителя, которое лежит является исходным для моделирования процессов в РЭДУМ

$$U_0 I = I^2 R + \frac{dW_m}{dt} + v F_{EM}, \quad (2.1a)$$

где W_m – магнитная энергия в контуре, $I^2 R$ – слагаемое, учитывающее джоулевы потери в контуре, $v = \frac{dx}{dt}$ – скорость движения ускоряемого тела вдоль координаты x .

Величина электромагнитной силы \vec{F}_{EM} (силы Лоренца) определяется как

$$\vec{F}_{EM} = I[\vec{B} \times \vec{d}], \quad (2.16)$$

где I – разрядный ток; \vec{B} – вектор магнитной индукции; \vec{d} – вектор, численно равный длине проводника и направленный в ту же сторону, что и вектор плотности тока в проводнике.

В случае разгона диэлектрического тела или изолированного от направляющих рельсов металлического тела в качестве проводника может быть использован твердотельный или плазменный якорь. Твердотельный якорь изготавливается обычно из токопроводящего волокна в многолистном или шевронном исполнении. Для создания плазменного якоря (поршня) с торцевой части ускоряемого тела могут использоваться плазмообразующие вставки из медной или алюминиевой фольги, которые при замыкании цепи в рельсотроне, испаряются и превращаются в плазму. В случае твердотельного токопроводящего якоря обеспечивается меньшее падение напряжения, однако возникают проблемы, связанные с надежностью и перегревом скользящих контактов при больших скоростях. Плазменный якорь позволяет обеспечить хороший контакт даже при гиперзвуковых скоростях разгона. На практике в результате проводимых в разных странах исследований установлено, что для метания тел со скоростью более 2000 м/с целесообразно использовать плазменный проводящий якорь.

Уравнение движения тела под действием электромагнитной силы Лоренца с учетом сил сопротивления, действующих как на метаемое тело, так и на плазменный поршень имеет вид:

$$\frac{d}{dt}(mv) = F_{EM} - F_D, \quad (2.2)$$

где m – ускоряемая масса, $m = m_T + m_{пл}$, m_T – масса тела, $m_{пл}$ – масса плазменного поршня, толкающего тело, v – мгновенная скорость массы; F_{EM} – сила магнитного давления, F_D – суммарная сила сопротивления воздуха движению тела и турбулентного трения плазменного поршня,

$$F_{EM} = \frac{1}{2} L_x I^2. \quad (2.3)$$

Здесь I – сила тока, L_x – погонная индуктивность электродов (градиент индуктивности),

$$L_x = dL/dx; \quad (2.4)$$

L – индуктивность электродов, x – текущая координата на оси, направленной вдоль электродов;

$$F_D = Nv^2, \quad (2.5)$$

N – суммарный коэффициент сопротивления воздуха движению тела и турбулентного трения плазменного поршня о стенки канала ускорителя, кг/м,

$$N = C_x \rho_0 S_M \left(1 + f_{mp} \frac{S_{бок}}{S_M} \right) + \frac{f_{nl} m_{nl}}{2d}, \quad (2.6)$$

Здесь C_x – коэффициент сопротивления воздуха, $C_x = (\chi + 1)/2$, χ – эффективный показатель адиабаты, составляющий для воздуха $\chi \approx 1,2 \div 1,3$, ρ_0 – плотность невозмущенного воздуха, равная $\rho_0 = 1,206$ кг/м³, S_M – эффективная площадь сечения (сечение Миделя) метаемого тела, $S_{бок}$ – площадь боковой поверхности метаемого тела, f_{mp} – безразмерный коэффициент трения боковой поверхности тела и внутренней поверхности канала ускорителя, f_{nl} – безразмерный коэффициент трения плазменного поршня, d – межэлектродный зазор (калибр) канала ускорителя.

Согласно определению, способность системы сохранять предельные значения параметров в процессе эксплуатации оценивается параметром *живучести*.

Живучесть электродинамической системы обеспечивается выполнением следующих ограничений на силу тока: 1) протекающий ток не должен приводить к эрозии электродов; 2) максимальное магнитное давление не должно превышать предела прочности материалов ускоряемого тела.

В рассматриваемом случае, как и для большинства плазмодинамических систем, живучесть канала ускорения (ствола рельсотрона) обеспечивается выполнением ограничения для интеграла тока

$$J = \int_0^{t_p} j^2(t) dt \leq g_{кр}, \quad (2.7)$$

которое после вычисления интеграла имеет вид

$$\frac{\sqrt{2} I^2}{h^2 k^2 \pi} \leq g_{кр},$$

и выполнением условия эрозионной стойкости контактной поверхности направляющих электродов, записанного в виде неравенства:

$$v \leq v_{кр}. \quad (2.8)$$

Здесь $v_{кр}$ – критическая скорость, зависящая от времени разгона, геометрических размеров системы, теплофизических параметров материалов электродов и ускоряемого тела, температуры.

Из (2.8) следует, что верхняя граница предельно допустимого тока, при котором разгон тела производится в безэрозионном режиме, рассчитывается в соответствии со скоростью движения тела, т.е.

$$I^2 \leq A\sqrt{v}/(E + \sqrt{v}), \quad (2.9)$$

где величины A и E - зависят от вышеуказанных параметров..

Таким образом, создание плазменного поршня решает проблему надежного контакта, а одним из возможных способов защиты рельсов от воздействия высокотемпературной плазмы является согласование импульса электрического тока со скоростью движения плазменного поршня.

Рассмотрим ограничение, накладываемое на величину погонной плотности тока пределом динамической прочности материала. Как известно, твердое тело разрушается при ускорении:

$$a_{\max} = \sigma/\rho l, \quad (2.10)$$

где σ – предел прочности материала тела на сжатие, кГ/мм² (либо в системе СИ н/м²); ρ – плотность материала тела; l – длина метаемого тела.

Для распространенных диэлектрических материалов величина статической прочности на сжатие находится в пределах 9 ÷ 10 кГ/мм², что соответствует давлению около 1000 атмосфер (поликарбонаты, такие как например, лексан).

Учитывая ограничение на предельное значение силы сжатия (а, значит, и на предельное ускорение) имеем

$$\frac{L_x I^2}{2m} + \frac{N}{m} v^2 \leq \frac{\sigma}{\rho l}. \quad (2.11)$$

Следовательно, без разрушения тело может двигаться с предельной скоростью:

$$v(t) = \xi \frac{1 + \frac{v_0 - \xi}{v_0 + \xi} e^{-\frac{4N\xi}{m}t}}{1 - \frac{v_0 - \xi}{v_0 + \xi} e^{-\frac{4N\xi}{m}t}}, \quad (2.12)$$

где v_0 – начальная скорость тела; $\xi = d\sqrt{\sigma/2N}$ – параметр, характеризующий предельную скорость.

При этом величина предельно допустимого тока [см. формулу (2.9)] с учетом выражения для скорости (2.12) должна изменяться по закону:

$$I(t) = \sqrt{\frac{2}{L_x} [\sigma d^2 - N v^2(t)]}. \quad (2.13)$$

Первое слагаемое в скобках выражения (2.13) представляет собой предельное значение силы, при котором еще сохраняется прочность электродов ускорителя, второе слагаемое – это сила, обусловленная движением ускоряемого тела в канале и направленная на преодоление лобового сопротивления N . Сложность анализа выражения (2.13) связана с тем, что погонная индуктивность канала ускорения, в общем случае, не остается постоянной, т.е. уравнение является параметрическим. Как следует из (2.13), ток представляет собой функцию, уменьшающуюся со временем, что важно для моделирования источника энергоснабжения ускорителя.

Формула (2.12) показывает, что повышение скорости обеспечивается как решением материаловедческой задачи (выбором материала с высоким значением предельной прочности σ), так и оптимизацией геометрических параметров собственно электродной системы и метаемого тела. Таким образом, проектирование электродинамического ускорителя является многопараметрической задачей.

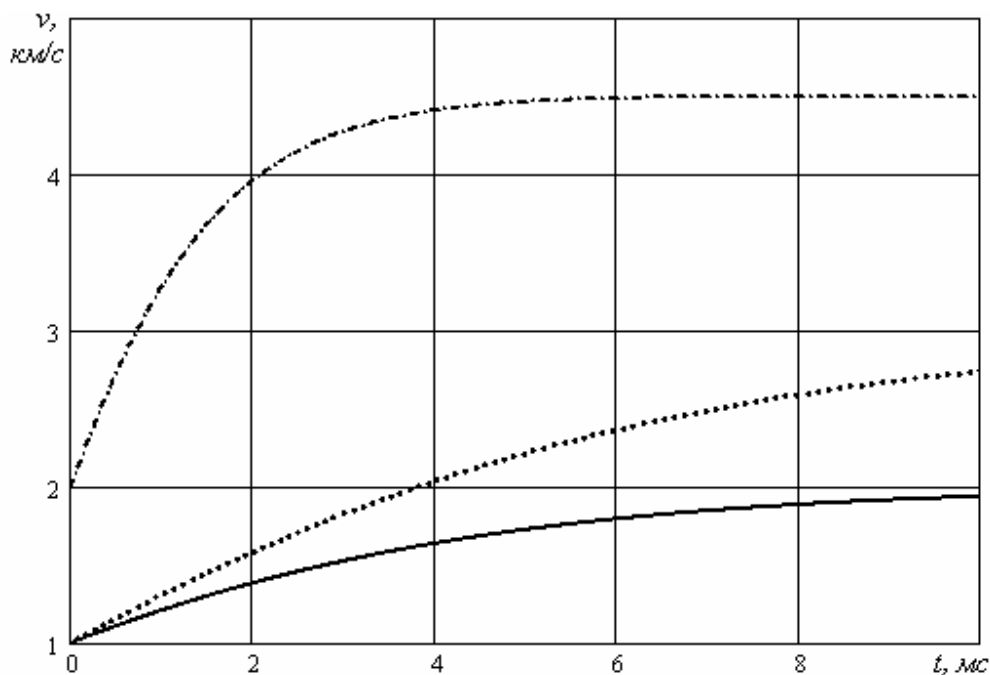


Рисунок 2.2 – Зависимости мгновенной скорости разгона тел с различными значениями параметра инерционности (1 – $v_0 = 1$ км/с, $\xi = 2$ км/с, $\tau = 6,67$ мс – сплошная; 2 – $v_0 = 1$ км/с, $\xi = 3$ км/с, $\tau = 12,5$ мс – точки; 3 – $v_0 = 2$ км/с, $\xi = 4,5$ км/с, $\tau = 5$ мс – пунктир с точкой)

Расчет лобового сопротивления [выражение (2.6)] можно упростить, если параметру $\tau = \frac{m}{4N\xi}$ в выражении (2.12) придать физический смысл постоянной времени ускорителя, аналогично постоянной времени электрической цепи, характеризующей инерционность системы.

Очевидно, что инерционность пропорциональна величине ускоряемой массы и обратно пропорциональна коэффициенту лобового сопротивления. При $t > 3\tau$ (т.е., когда длительность процесса превышает утроенную постоянную времени) скорость достигает наибольшего значения $v_m \approx \xi$, что позволяет сформулировать исходные данные для расчета времени работы энергетического источника.

На рис.2.2 приведены зависимости мгновенной скорости для различных значений параметра инерционности. Приведенные зависимости показывают, что увеличение массы ускоряемого тела и снижение лобового сопротивления приводит к тому, что процесс ускорения становится близким к равномерному (кривая 1). Таким образом, появляется связь между параметрами ускорительной системы и ускоряемого тела, при которой достигается однородность процесса.

Третья кривая рис.2.2 соответствует наименее эффективному режиму использования энергии первичного источника, поскольку на большей длине ускорения приращения скорости не происходит. Фактически это означает, что КПД системы на промежутке от 2 мс до 10 мс равен 0.

Возможность линеаризации скорости за счет изменения параметров модели (2.12) иллюстрируется рис. 2.3.

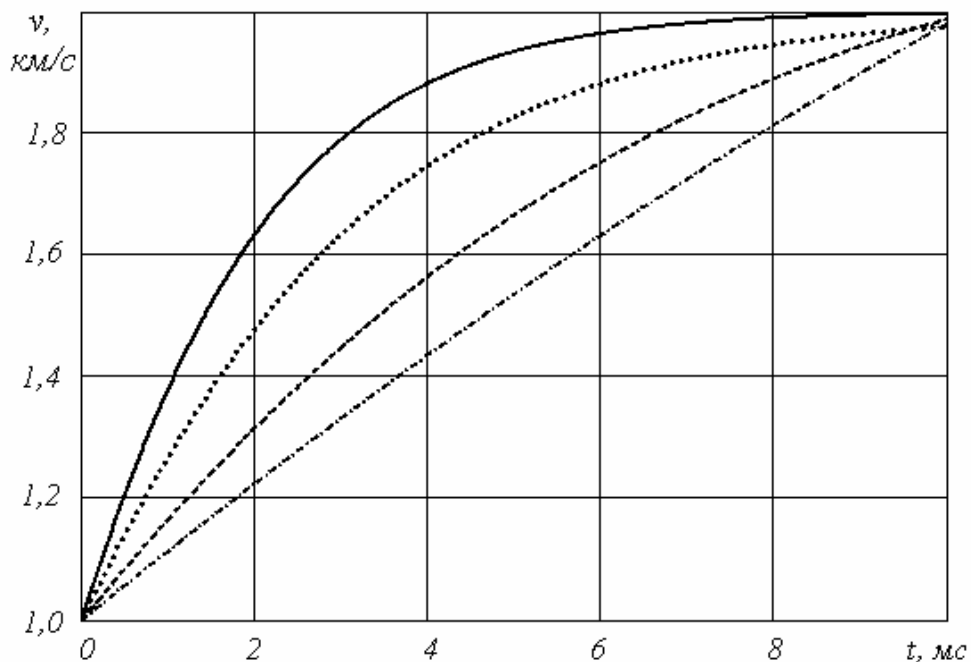


Рисунок 2.3 – Линеаризация зависимости мгновенной скорости (1 – $v_0 = 1000$ м/с, $\xi = 2000$ м/с, $\tau = 1,3$ мс – сплошная; 2 – $v_0 = 1000$ м/с, $\xi = 2000$ м/с, $\tau = 2,5$ мс – точки; 3 – $v_0 = 1000$ м/с, $\xi = 2,2$ км/с, $\tau = 5$ мс – пунктир; $v_0 = 1000$ м/с, $\xi = 3200$ м/с, $\tau = 12,5$ мс – пунктир с точкой)

Интегрируя (2.12), можно определить длину канала ускорения, при которой достигается заданная скорость в условиях стойкости метаемого тела:

$$s(t) = \frac{m}{2N} \ln \left[\frac{(v_0 + \xi) - (v_0 - \xi)e^{-\frac{4N\xi}{m}t}}{v_0 + \xi} \right] + \xi t . \quad (2.12a)$$

Рассмотрим примеры: 1) Оценим длину пространства ускорения, на которой обеспечивается разгон тела массой $m=3$ кг до предельной скорости $\xi=3000$ м/с в ускорителе с межэлектродным зазором $d=150$ мм. При больших зазорах сопротивление движению определяется миделевым сечением ускоряемого тела, поэтому в формуле (2.6) пренебрежем всеми слагаемыми, кроме первого $N \approx C_x \rho_0 S_M$, в результате постоянная времени равна $\tau=23$ мс. Тогда по формуле (2.12a) получаем, что за время $t=3\tau$ длина ускорителя должна быть равна $s=156$ м. Очевидно, что такие размеры не представляются возможными для практической реализации.

2) Рассчитаем допустимую величину лобового сопротивления при ускорении в рельсотроне тела массой $m=0,02$ кг до скорости $\xi=1000$ м/с, если длительность импульса, формируемого источником энергии, составляет $t=100$ мкс. Из выражения для постоянной времени имеем

$$N = \frac{m}{4\xi\tau}, \text{ где } \tau = \frac{1}{3}t. \text{ В результате получаем } N = 0,05 \text{ кг/м.}$$

Решение задачи минимизации омического сопротивления электродов при заданной величине градиента индуктивности определяет форму поперечного сечения и общий вид электродов с учетом массогабаритных характеристик канала рельсового ускорителя (рис.2.4).

Диффузия тока в проводник уменьшается в процессе продвижения тела по каналу ствола и росту скорости, поэтому для уменьшения массы электродов их толщина может уменьшаться по направлению движения тела в соответствии с полученным законом диффузии тока в электрод. С другой стороны, как показывает расчет, в результате профилирования электродов можно достигнуть повышения градиента индуктивности до 10%, что в соответствии с формулой (2.3) обеспечивает увеличение силы, действующей на метаемое тело.

Повышение эрозионной стойкости и эффективности ускорителя может быть достигнуто также с помощью увеличения количества рельсов (рис. 2.5). Оценки показывают, что эффективность преобразования электрической энергии в кинетическую в четырехрельсовой системе по сравнению с ускорителем обычной конфигурации (рис. 2.1) увеличивается на 15%. Дальнейшее увеличение числа рельсов до 6 позволяет в такой системе обеспечить увеличение эффективной длины линий тока, с которыми взаимодействует магнитное поле, что позволяет также укоротить длину канала ускорения.

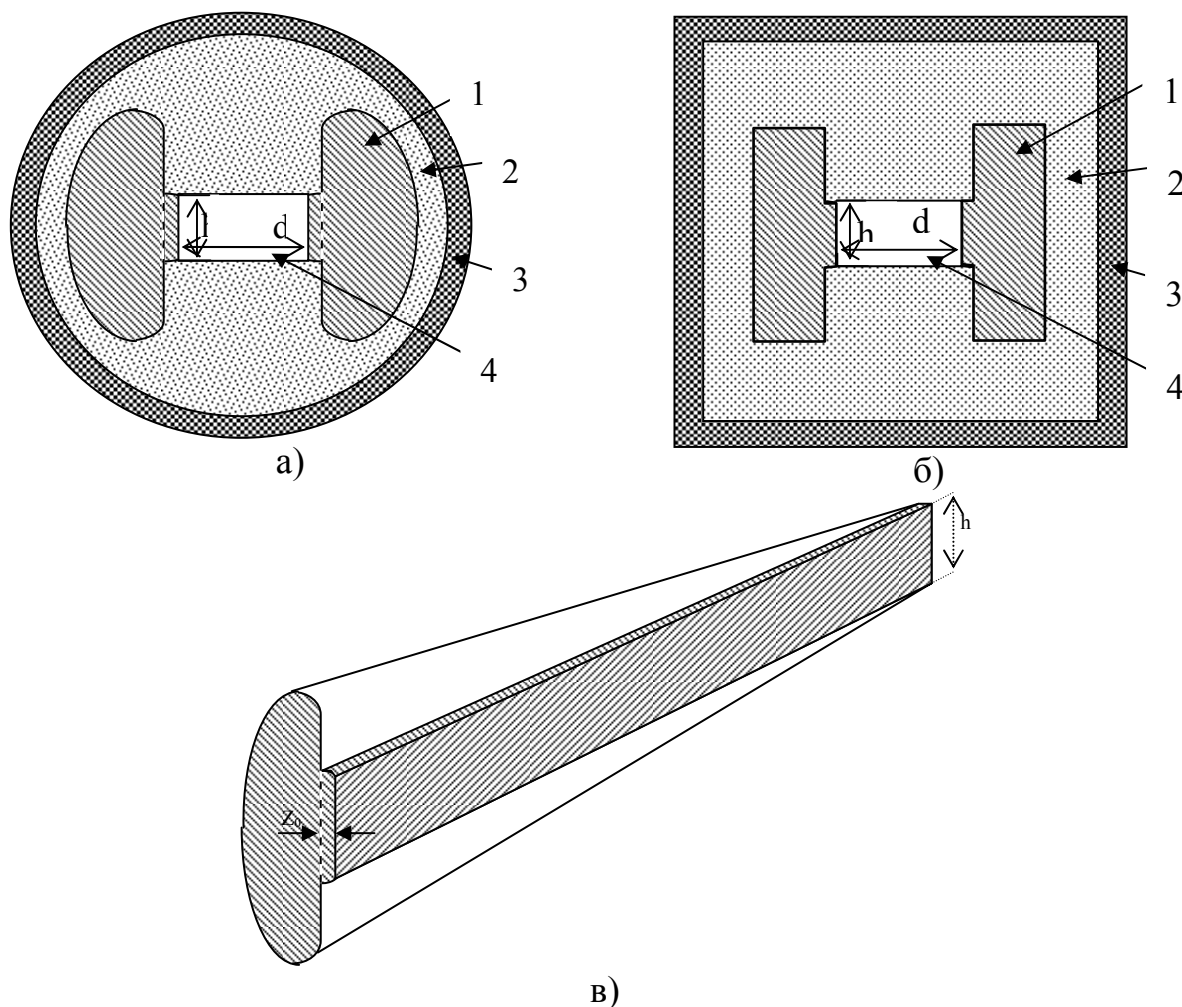


Рисунок 2.4 – Схематическое изображение поперечного сечения канала рельсового ускорителя (а,б), общий вид и профиль направляющих электродов с заданной погонной индуктивностью и минимальным рассеиванием тепла (в). 1 – токопроводящие рельсы; 2 – изолирующий материал; 3 - крепящая оболочка; 4 – внутренний канал ствола

КПД или эффективность ускорителя определяется как отношение кинетической энергии метаемого тела на выходе из канала ускорения к энергии, затрачиваемой первичным источником. Расчет КПД может быть выполнен по результатам расчета отдельных составляющих системы: источник энергии, ускорительный канал с учетом всех сил, действующих на тело в процессе ускорения и потерь энергии в отдельных подсистемах ускорителя. Как отмечалось ранее, качественную оценку эффективности ускорителя можно сделать на основании анализа зависимости мгновенной скорости метаемого тела.

Выводы по возможности применения рельсотрона обычной конфигурации. 1) Анализ результатов математического моделирования процесса разгона тела массой 3 кг до скорости 3000 м/с на выходе канала ускорения рельсотрона обычной конфигурации (рис.2.1) в безэрозионном режиме показал, что длина электродов превышает 50 м. Такие размеры неприемлемы для практического использования. 2) Повышение скорости

при заданной длине ствола может быть достигнуто в рельсотроне с распределенными электродами. Проведенный анализ показал, что для достижения скорости 3000 м/с телом массой 2 кг необходимо иметь не менее 6 рельсов в ускоряющей системе.

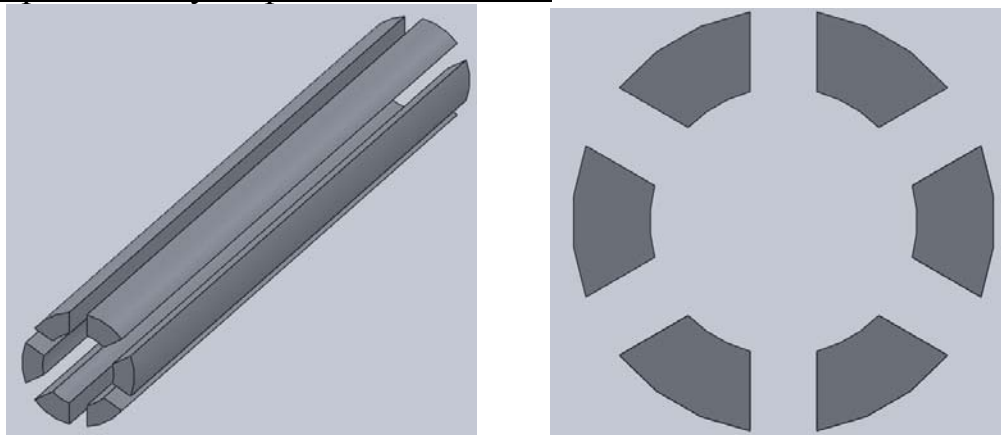


Рисунок 2.5 – Схема 6-рельсового РЭДУМ

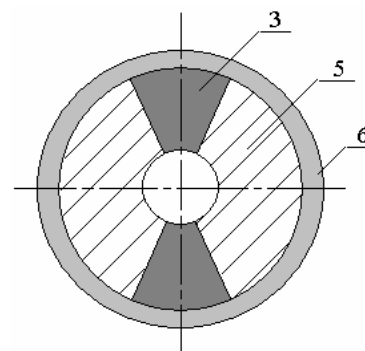
2.3. Экспериментальные исследования рельсовых ускорителей масс

Анализ показывает, что наиболее впечатляющие результаты экспериментальных исследований гиперзвукового ускорения масс получены в США и России. Проведено ряд экспериментальных исследований в лабораторных условиях по метанию тел в рельсовом ускорителе. Основные направления исследований заключаются в разработке методов повышения скорости тела и увеличения эффективности преобразования начальной энергии.

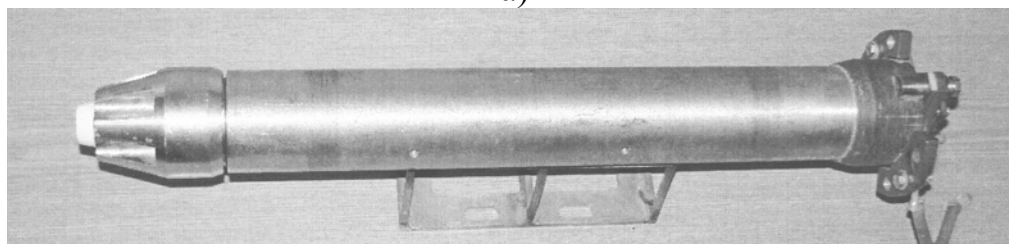
Из анализа литературных источников следует, что в рельсотроне при длине ствола 50 см одноразово была достигнута начальная скорость тела массой 1,3 г и диаметром 11,7 мм около 5,3 км/с, а в рельсотроне с длиной ствола 20 см и квадратным каналом 2×2 мм тело массой 0,1 г ускорялось до 5000 м/с. На электродинамических ускорителях были получены рекордные результаты по скорости разгона тел. Так, на демонстрационных установках различных лабораторий многих стран зарегистрированы скорости метания 4 – 40 км/с для масс 300 – 0,1 г при КПД 10 – 35 %. Эффективное ускорение при разгоне тел в рельсовых ускорителях составляет $10^5 - 10^6 g$. Благодаря использованию сверхпрочных материалов на практике реализовано почти постоянное ускорение около $3 \cdot 10^6 g$. Необходимо отметить, что такая величина ускорения является предельной с точки зрения обеспечения прочности материала ускоряемого тела, оцениваемого формулой (2.10).

Эксперименты проводились на двух рельсовых электродинамических ускорителях масс. Конструктивно они состоят из кожуха, диэлектрического наполнителя, 2-х направляющих шин и цепей коммутации. Вид лабораторного стенда для исследований гиперзвукового массоускорения приведен на рис. 2.6. На данных установках отрабатывались основные принципы построения систем ускорителя. Приведенная схема, очевидно,

может быть реализована в форсированном режиме, для чего в торцевой части выхода ускорителя устанавливается шунт с соответствующим характером импеданса с целью реализации режим форсирования, который будет рассмотрен далее.



а)



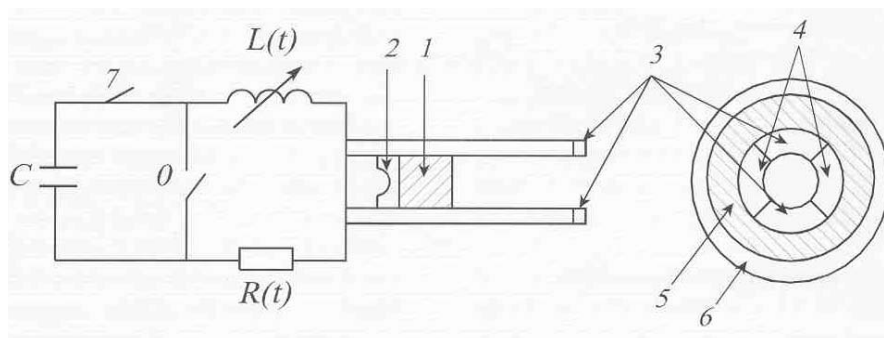
б)

Рисунок 2.6 – Лабораторная установка рельсотрон 1 с круглым сечением канала ускорения

В установках рис.2.6 направляющие рельсы расположены внутри трубы, изготовленной из нержавеющей стали. В качестве диэлектрического наполнителя используется стеклотекстолит. Ствол имеет круглое поперечное сечение канала калибром 12,7 мм. Длина разгонной части составляет 500 мм. Высота контактного токового слоя равнялась 9 мм. Толщина электродов в области казенной части ствола – 10 мм, а области выходного сопла – 5 мм. Рельсотрон выполнен по классической схеме с возможностью автофорсирования, для чего в конструкции ствола на выходе предусмотрена возможность закрепления шунта с помощью резьбового зажима. В качестве изолятора используется втулка, изготовленная из фторопласта. Устройство предварительного ускорения (инжектор) отсутствует. В качестве метаемого тела можно использовать как диэлектрические (например, фторопластовые) так и металлические тела. Целью экспериментальных исследований являлась проверка возможности безэрозионного разгона тел. Было установлено, что при начальной скорости около 10 м/см для погонной плотности тока менее 6 кА/мм эрозия поверхности электродов не наблюдается. Такой результат хорошо согласуется с результатами математического моделирования. Тела малой массы могут получить такую начальную скорость в результате образования газодинамической смеси при электрическом подрыве

плазмообразующей вставки при закрытом отверстии ствола со стороны казенной части. В экспериментальной установке с рельсотроном рис. 2.6. при длине ствола 50 см тело массой 2,5 г разгонялось до 1 км/с. Теоретически в безэрозионном режиме такая масса может получить скорость 2 км/с на длине 50 см.

Проведено ряд экспериментальных исследований в лабораторных условиях по метанию тел в рельсовом ускорителе с большей протяженностью канала ускорения. Функциональная схема экспериментального стенда приведена на рис. 2.7,а.



а)



б)

Рисунок 2.7 – Структурная схема и общий вид рельсотрона

На схеме обозначены следующие элементы: 1 – ускоряемое тело; 2 – арматура (плазменный поршень); 3 – электроды ускорителя; 4 – диэлектрические вставки, изолирующие рельсовые контакты; 5 – диэлектрический наполнитель; 6 – наружная обечайка (кожух), обеспечивающая прочность системы; 7 – система электропитания ускорителя.

Для измерения тока применяется датчик типа пояса Роговского, регистрация скорости осуществляется с помощью оптической системы, измеряющей время пролета тела между двумя фиксированными точками.

Общий вид рельсотрона показан на рис.2.7,б. Направляющие рельсы расположены внутри трубы (кожуха), изготовленной из нержавеющей стали. В качестве диэлектрического наполнителя может быть использован стеклотекстолит. Канал ускорения имеет круглое поперечное сечение канала

Отметим, что в большинстве экспериментальных установок сечение канала ускорения представляет собой окружность либо прямоугольник (рис. 2.6 – 2.9). Однако, поиск оптимальных конструкций ускорителей и формы метаемых тел представляет собой проблему дальнейших исследований.



Рисунок 2.8 – Рельсотрон с прямоугольным сечением канала ускорения

Для оценки повышения эрозионной стойкости в распределенных системах были проведены экспериментальные исследования многовитковых ускорителей (рис. 2.9).



а)



б)

Рисунок 2.9 – Внешний вид (а) и сечение канала (б) многовиткового ускорителя (рельсотрон 2)

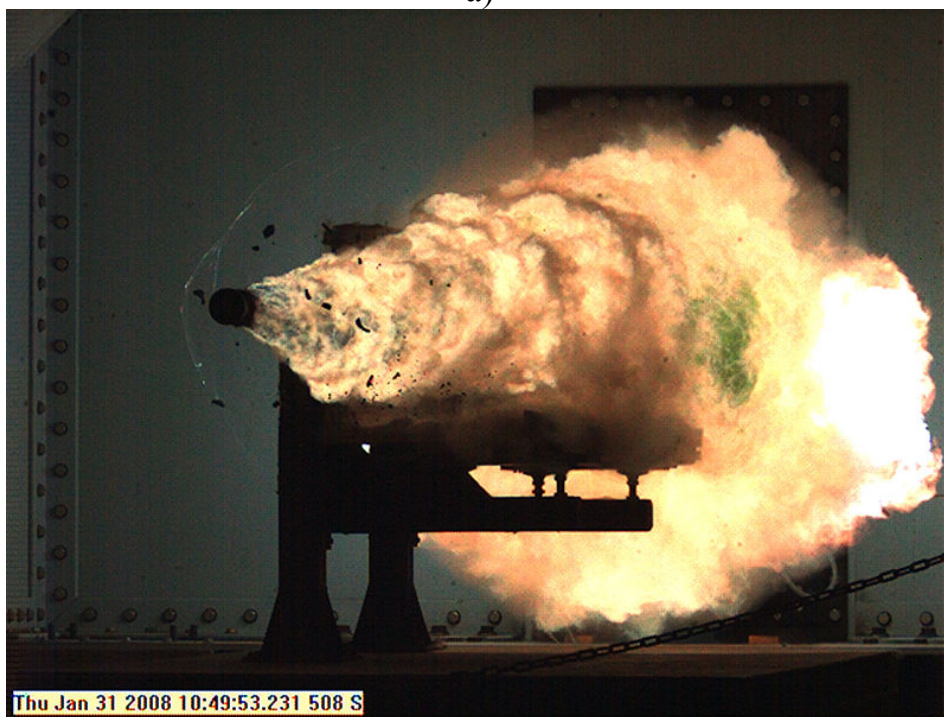
Экспериментальная установка характеризовалась следующими исходными параметрами: масса метаемого тела – 3,5 г, диаметр канала ускорения (калибр) – 10 мм, энергия батареи накопительных конденсаторов – 7770 Дж, напряжение зарядки – 820 В, емкость накопительных конденсаторов – 30000 мкФ. В результате испытаний были получены следующие выходные величины: скорость метаемого тела – 280 м/с, кинетическая энергия тела (дульная энергия) – 137 Дж, импульс силы – 0,98 кг×м/с, КПД – 1,78%. Как видно из этих результатов, основной недостаток

установки заключается в низкой эффективности преобразования начальной энергии в кинетическую энергию метаемого тела.

Из известных результатов по достижению рекордных скоростей разгона массивных тел наиболее значительным является полученный в США в феврале 2008 года эксперимент на установке с энергией 10 МДж, где снаряд массой порядка 2,8 кг развил скорость 2520 м/с (9000 км/час) (рис. 2.10). В качестве энергетической установки использовался емкостной накопитель.



а)



б)

Рисунок 2.10 – Общий вид экспериментальной установки (а) и демонстрация испытания рельсотрона (б)

2.4. Повышение эффективности рельсового ускорителя. Форсированный рельсотрон

Для увеличения скорости тела на выходе рельсотрона при заданной длине разгона ускоряющую силу необходимо увеличивать путем усиления магнитного поля между направляющими электродами, сохраняя предельно допустимую силу тока в основном контуре, что следует из формулы (2.1б). В упрощенном представлении, можно сказать, что увеличение силы, действующей на плазменный поршень, можно достигнуть, увеличивая плотность силовых линий магнитного поля, пронизывающего замкнутый электрический контур разрядного тока. Этого можно добиться как путем использования внешнего контура, последовательно соединенного и связанного с основным, так и путем использования собственных рельсов в качестве катушек индуктивности для создания дополнительного магнитного поля. В первом случае, применяя различные схемы расположения связанных дополнительных контуров, можно в несколько раз повысить распределенную индуктивность. Обычно дополнительное магнитное поле создается с помощью одновитковой добавочной катушки, расположенной как можно ближе к рельсам, так как использование многовитковых катушек усложняет конструкцию рельсотрона и приводит к возникновению сильной взаимной индуктивной связи между форсирующими витками и рельсами. Необходимо отметить, что использование дополнительных витков приводит к увеличению индуктивности и сопротивления системы в целом, что неминуемо влечет за собой увеличение энергетических потерь. Кроме того, подобные дополнительные устройства значительно ухудшают массогабаритные характеристики метательных систем и требуют отдельных источников питания.

Более привлекательными с практической точки зрения представляются рельсовые ускорители, в которых форсирующий ток проходит только по его собственным направляющим. Рельсотроны, выполненные по такой схеме, называются форсированными (автофорсированными). Автофорсирование осуществляется путем размещения на выходном торце ствола низкоомного шунта, имеющего определенный характер импеданса (рис. 2.11).

Очевидно, что любой рельсотрон обычной конфигурации может быть преобразован для работы в режиме форсирования. В таких рельсотронах форсирующее магнитное поле создается током в собственных рельсах. При этом часть тока отводится через шунт, создавая дополнительное магнитное поле перед метаемым телом. Причем, проблема взаимоиндуктивной связи в автофорсированных рельсотронах полностью отпадает. Кроме того, снижение тока через плазменную перемычку или через метаемое тело позволяет снизить опасность приваривания тела к рельсам в момент запуска ускорителя.

Выражение для движущей силы в автофорсированном рельсотроне имеет вид:

$$F_{EM} = \frac{L_x}{2} I(I + 2I_\Phi) = \frac{L_x}{2} I^2 \left(1 + \frac{2I_\Phi}{I} \right) = k_\Phi \frac{L_x}{2} I^2 = \frac{L_x^{\text{экв}}}{2} I^2, \quad (2.14)$$

где I – сила электрического тока в цепи ускоряемой плазменной арматуры; I_Φ – сила тока в цепи шунтирующей перемычки для усиления магнитного поля.

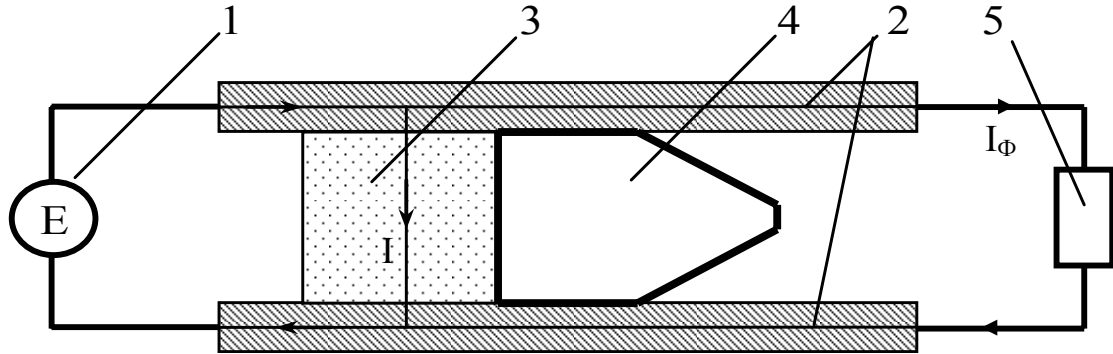


Рисунок 2.11 – Простейшая схема форсированного рельсотрона:
1 – источник питания; 2 – направляющие электроды; 3 – плазменный поддон (плазменная арматура); 4 – неэлектропроводный ударник (метаемое тело); 5 – шунтирующая перемычка

Из выражения (2.14) следует, что коэффициент форсирования магнитного поля полностью определяется отношением силы тока в цепи шунтирующей перемычки к силе электрического тока в цепи плазменной арматуры:

$$k_\Phi = 1 + 2I_\Phi / I. \quad (2.15)$$

Типичное значение коэффициента форсирования в расчетах можно выбирать равным 10 – 30. Как показано на рис. 2.11, автофорсированный рельсотрон запитывается суммарным током, который необходимо разделить на ток форсирования и ток плазменного поршня таким образом, чтобы получить требуемый коэффициент увеличения погонной индуктивности. Этого можно добиться путем соответствующего выбора значений параметров рельсотрона и шунта. Обычно импеданс шунта имеет индуктивный характер, однако исследование зависимости параметров ускорителя от характера сопротивления шунта составляют дальнейшую перспективу развития техники электродинамического ускорения.

Условие эрозионной стойкости электродов при разгоне тел в автофорсированном рельсотроне преобразуется к виду биквадратного уравнения относительно тока в цепи плазменного поршня:

$$\left(\frac{\kappa R_{nl}}{d\sqrt{Qv_0}} + \frac{B}{4h^2} \right) I^4 + \left(\frac{2BZ}{4h^2} - \Delta T \right) I^2 + \frac{BZ^2}{4h^2} = 0, \quad (2.16)$$

где $Z = \frac{\pi m(v_p^2 - v_0^2)}{\mu(1,5 - \ln \psi)x_p}$, $\frac{d + k\sqrt{t}}{h + k\sqrt{t}} = \frac{d + z_0}{h + z_0} = \frac{1}{\psi}$, $\Delta T = T_{nl} - T_0$, $Q = 4\pi\lambda c\rho x_{пл}$.

Приведенные выражения позволяют моделировать различные аспекты определения параметров ускорителя. Так, задаваясь в качестве исходных величин значениями массы ускоряемого тела и конечной скорости, можно оценить длину промежутка и длительность процесса ускорения. При этом следует учитывать ограничения на величину предельного ускорения, обусловленного прочностью межмолекулярных связей в твердом теле, и температуру плавления материала направляющих электродов, вызванную текучестью металлов в сильных магнитных полях.

Другим способом повышения эффективности рельсотрона с сохранением живучести системы является использование импульсно-динамического подмагничивания канала ускорения. Для реализации такого способа применяются дополнительные катушки, располагаемые в виде секций вдоль канала ускорения. Расчет показывает, что использование такого способа подмагничивания обеспечивает увеличение ускоряющей силы порядка 3 раз.

Перспективным представляется также использование системы импульсно-динамического подмагничивания канала ствола, с применением оптимальной геометрии метаемого тела. Анализ показывает, что в такой системе обеспечивается повышение ускоряющей силы, действующей на метаемое тело, более чем в 3 раза.

2.5. Индукционный ускоритель

Еще одной разновидностью электродинамического ускорителя (ЭДУ) является индукционный ускоритель. Его принцип действия (рис.2.12) основан на взаимодействии магнитного поля, создаваемого соленоидом, с вихревыми токами, индуцируемыми магнитным полем на ускоряемом теле. Таким образом, индукционный ускоритель, в общем случае, представляет собой соленоид, создающий внутри сильное магнитное поле и размещенное на оси соленоида диамагнитное ускоряемое тело. Ускорение тела происходит под действием давления магнитного поля.

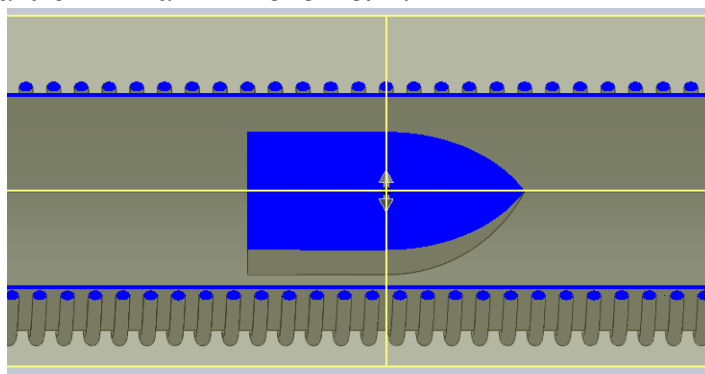


Рисунок 2.12 – Принцип индукционного ускорения масс

В простой системе, цилиндрический снаряд (рис. 2.13) из идеально проводящего материала радиусом a , выталкивается магнитным полем, находящимся внутри соленоида радиусом R , со скоростью

$$v = \frac{v_a}{\sqrt{(1 - a^2/R^2)}} \quad (2.18)$$

Если $a/R \ll 1$, т.е. возмущения, вносимые токами ускоряемого тела в поле соленоида пренебрежимо малы, и поле можно считать постоянным, конечная скорость не зависит от размеров метаемого тела и равна альфвеновской скорости

$$v_a = H \sqrt{\frac{\mu}{\rho}}, \quad (2.19)$$

где H - напряженность магнитного поля в соленоиде, ρ - плотность ускоряемого тела.

Более высокие скорости метания могут быть достигнуты в системах резонансного ускорения метаемого тела или многосекционного индукционного ускорителя (рис. 2.13, 2.14). В таких системах волна максимальной напряженности магнитного поля движется вместе с ускоряемым телом, что достигается синхронизацией включения секций в моменты времени, когда метаемое тело находится в ее среднем сечении.

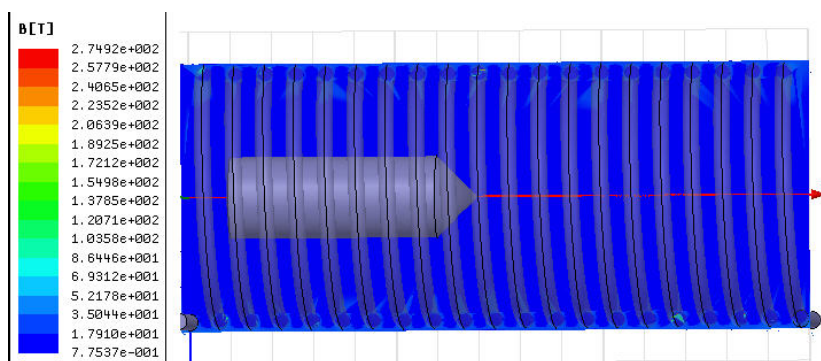


Рисунок 2.13 – Распределение магнитного поля в индукционном ускорителе

Индукционный метод ускорения наряду с такими преимуществами, как отсутствие контакта с источником питания, отсутствие трения, имеет ряд существенных недостатков. Как и рельсотрон, индукционный ускоритель имеет ограничения на предельную скорость снаряда. Ряд теоретических и экспериментальных работ в этой области, показал наличие факторов, накладывающих ограничения на предельную скорость снаряда, достигаемую в индукционной системе ускорения. Первый фактор связан с разрушением конструкции под действием давления импульсного магнитного поля. Поле не должно превышать величину соответствующую магнитной индукции предельного статического поля предела текучести металла. Второй фактор связан с плавлением проводника при джоулевым нагреве. Температура поверхности не должна превышать температуру плавления металла.

Реальные индукционные схемы выполняются по многосекционной схеме. Численное моделирование показывает, что индукционный ускоритель, ствол которого состоит из 15 ускоряющих секций, может разогнать тело

плотностью 4 г/см^3 до предельной скорости $2,7 \text{ км/с}$. Практические же эксперименты редко показывают скорость более $1,5 \text{ км/с}$. Применение секционированного ствола, к тому же, сильно усложняет конструкцию ускорителя, для его функционирования необходима система высокоточной прецизионной коммутации, синхронизации и т.д.



Рисунок 2.14 – Вид лабораторного макета секционного индукционного ускорителя (рельсотрон 2)

Кроме того, увеличение скорости тела при движении по каналу ускорения приводит в необходимости укорочения длительности импульса ускоряющего тока, что, наряду с требованием увеличения амплитуды тока, серьезно ограничивает практическую применимость индукционных систем.

2.6. Комбинированные электродинамические ускорители

С точки зрения энергетического выигрыша и массогабаритных показателей целесообразным является применение комбинированных методов ускорения. Этот метод предполагает использование нескольких ступеней ускорения (каскадов), каждый из которых основан на разных физических принципах.

Комбинированные ускорители строятся по принципу двух- и трехступенчатых схем. На рис.2.15 показана структурная схема трехступенчатого комбинированного метода ускорения. Первая ступень представляет собой баллистический ускоритель (БУ), который предназначен для начального ускорения метаемого тела баллистическим методом, использующий, например, энергию пороховых газов. Этот метод имеет достаточное теоретическое и экспериментальное обоснование, находит широкое применение в научно-прикладных работах и может быть использован для придания начальной скорости метаемым телам порядка $700 - 1200 \text{ м/с}$. При этом тело, массой в 1000 г при скорости 1000 м/с обладает кинетической энергией $0,5 \text{ МДж}$, что при среднем КПД баллистического ускорителя 25% , требует $0,4 \text{ кг}$ баллиститного пороха. Электродинамический ускоритель той же эффективности, при питании его от батареи конденсаторов с удельной энергоемкостью $0,1 \text{ Дж/см}^3$, потребовал бы 20 м^3

только под конденсаторную батарею. При удельной стоимости 0,1 \$/Дж, цена такой батареи составит около \$200 000.

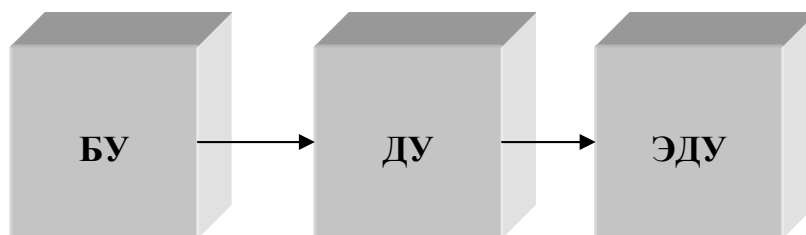


Рисунок 2.15 – Структурная схема трехступенчатого ускорителя

Двухступенчатые методы комбинированного ускорения являются универсальными и имеют наибольшее практическое применение. Однако в ряде случаев оправдано использование трехступенчатых методов. Второй ступенью ускорения является детонационный ускоритель (ДУ). Трехступенчатый метод, как правило, используется в том случае, когда источником питания электродинамического ускорителя служит взрывомагнитный генератор.

Взрывное разложение ВВ, вызванное подрывом детонатора, распространяется вдоль оси цилиндрического лайнера, высвобождая потенциальную энергию химического соединения и преобразуя ее в кинетическую энергию взрывных газов. Раскаленные продукты детонации, находящиеся под большим давлением и распространяющиеся с высокой скоростью, оказывают давление на сдерживающий их лайнер. Под действием этого давления стенки лайнера, претерпевая пластическую деформацию, начинают ускоряться в радиальном направлении.

Известно, что скорость, которую приобретает оболочка лайнера, зависит от соотношения массы заряда и оболочки, а также от удельной энергии взрывчатого вещества. Экспериментальные данные и результаты теоретических расчетов, для взрывчатых веществ средней мощности можно обобщить формулой:

$$g = 2500 \sqrt{\frac{1}{1 + \frac{m_l}{m_{\text{exp}}}} - \alpha}, \quad (2.20)$$

где g - начальная скорость разлета лайнера, выраженная в метрах в секунду; m_l - масса лайнера, а m_{exp} - масса заряда взрывчатого вещества. Величина α зависит от прочности материала лайнера. Для стали $\alpha \approx 0,05$, для менее прочных материалов можно считать $\alpha \approx 0,02$ или еще меньше.

В трехступенчатых электродинамических ускорителях энергия заряда конденсированного взрывчатого вещества, находящегося внутри цилиндрического лайнера, может использоваться не только для генерирования импульса тока, но и для придания ускорения телу, находящемуся на торце лайнера (рис. 2.16).

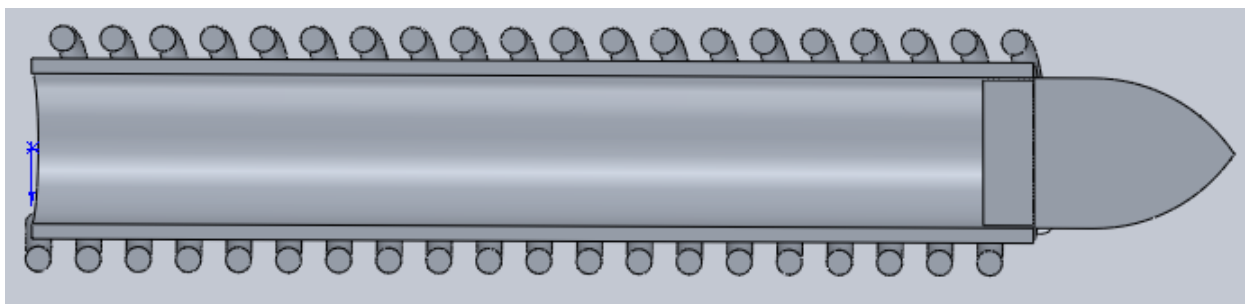


Рисунок 2.16 – Ускоритель комбинированного типа

Рассматривая ускорение тела детонационной волной в общем случае, для оценки скорости, можно воспользоваться следующей формулой.

$$\frac{(U_{nl})_{np}}{D} = \frac{27}{16\mu} \left(1 + \frac{16}{27}\mu - \sqrt{1 + \frac{32}{27}\mu} \right), \quad (2.21)$$

где $(U_{nl})_{np}$ - предельная скорость разлета пластины, выраженная в метрах в секунду; D - скорость детонации взрывчатого вещества; μ - отношение массы заряда взрывчатого вещества к массе пластины.

В ВМГ заряд ВВ является удлиненным и не весь его объем используется, для придания ускорения метаемому телу. К тому времени, когда детонационная волна приходит к защитному поддону, продукты детонации, образовавшиеся в начале заряда, уже успевают расшириться, потерять давление и не участвуют в процессе ускорения тела. В ходе многочисленных экспериментов были получены эмпирические расчетные формулы, для определения максимальной эффективной длины цилиндра ВВ. Максимальной эффективной длиной считается длина, начиная с которой торцевой эффект (смятие защитного поддона, импульс, скорость тела и т.д.) в пределах точности его определения становится постоянным. В качестве основных факторов, которые могут определять значение l_{max} , принимаются в внимание: радиус, плотность и состав цилиндра ВВ; толщина и материал оболочки (корпуса) и толщина метаемого тела. В итоге получены формулы для l_{max} при внутреннем (l_{1max}) и встречном синхронном (l_{2max}) способах иницирования.

$$l_{1max} = K \frac{\rho_{max}}{\rho_{BB}} \left(r + \sum_{i=1}^n \frac{\delta_i \rho_i}{\rho_{ym}} \right),$$

$$l_{2max} = 2K \frac{\rho_{max}}{\rho_{BB}} \left(r + \sum_{i=1}^n \frac{\delta_i \rho_i}{\rho_{ym}} \right),$$

где ρ_{max} – максимальная практически достижимая плотность ВВ конкретного состава; ρ_{BB} – фактическая плотность ВВ того же состава; δ_i, ρ_i – толщина и плотность i -го слоя оболочки; ρ_{ym} – плотность ускоряемого тела; n – число слоев оболочки; K – подгоночный коэффициент: $K=1,3$ – открытый торец ВВ.

2.7. Динамика движения тела в канале ствола автофорсированного рельсового электродинамического ускорителя

Динамика движения сводится к определению мгновенной скорости, мгновенного ускорения и текущего положения тела при его перемещению по каналу рельсотрона. С учетом сил противодействия уравнение движения тела (2.2) в автофорсированном рельсотроне принимает вид:

$$m \frac{dv}{dt} = \frac{L_x}{2} I(I + 2I_\Phi) - Nv^2. \quad (2.22)$$

Выражение для мгновенной скорости тела, удовлетворяющей начальному условию $v(0) = v_0$, записывается в виде

$$v(t) = v_m \frac{(v_m + v_0)e^{\xi t} - (v_m - v_0)}{(v_m + v_0)e^{\xi t} + (v_m - v_0)}, \quad (2.23)$$

где

$$\xi = \sqrt{2L_x I(I + 2I_\Phi)N} / m; \quad (2.24)$$

v_m – максимальная скорость тела на интервале разгона, которую легко найти, решая уравнение (2.22) при $dv/dt = 0$,

$$v_m = \sqrt{L_x I(I + 2I_\Phi) / 2N}. \quad (2.25)$$

Выражение для величины мгновенного ускорения получается в результате дифференцирования формулы (2.23) и имеет вид:

$$a(t) = \frac{2\xi v_m (v_m^2 - v_0^2) e^{\xi t}}{\left((v_m + v_0) e^{\xi t} + (v_m - v_0) \right)^2}. \quad (2.26)$$

Текущее положение метаемого тела в канале ствола определяется интегрированием (2.23) при начальном условии $x(0) = 0$:

$$x(t) = v_m \left(\frac{2}{\xi} \ln \frac{(v_m + v_0) e^{\xi t} + (v_m - v_0)}{2v_m} - t \right). \quad (2.27)$$

Если значения конечной скорости v_p на выходе канала ствола тело достигает в момент времени t_p , то время разгона представляется выражением:

$$t_p = \frac{1}{\xi} \ln \frac{(v_m - v_0)(v_m + v_p)}{(v_m + v_0)(v_m - v_p)}, \quad (2.28)$$

а полная длина разгона выражением:

$$x_p = \frac{m}{2N} \ln \frac{v_m^2 - v_0^2}{v_m^2 - v_p^2}. \quad (2.29)$$

Функциональная связь между длиной разгона, массой тела и конечной скоростью тела может быть записана также в виде:

$$v_p = \sqrt{v_m^2 - \left(v_m^2 - v_0^2\right) e^{\frac{2N}{m} x_p}}. \quad (2.30)$$

Задавая значения массы тела, его начальной и конечной скорости, а также длину разгонной части, можно предъявить требования к энергетическим и конструктивным характеристикам ускорителя.

Для оценки эффективности ускорителя вводится понятие динамического КПД, который отражает зависимость преобразования энергии накопительной системы в кинетическую энергию в процессе продвижения ускоряемого тела по каналу ствола. Как видно из рис. 2.2 и 2.3, динамический КПД имеет наибольшее значение в случае режима равномерного ускорения метаемого тела. Таким образом, линеаризация мгновенной скорости является важной задачей с точки зрения повышения эффективности ускорительной системы.

2.8. Источники энергии электродинамических ускорителей

2.8.1. Емкостные накопители

Емкостные накопители (рис. 2.17) являются наиболее отработанными энергетическими элементами мощных сильноточных импульсных устройств. Они широко применяются в качестве энергетических систем рельсотронов. Технология производства компонентов для емкостных накопителей и схемы их построения широко освоены промышленностью и исследованы на практике. В настоящее время не существует принципиальных проблем построения накопителей с запасаемой энергией до 10 МДж.

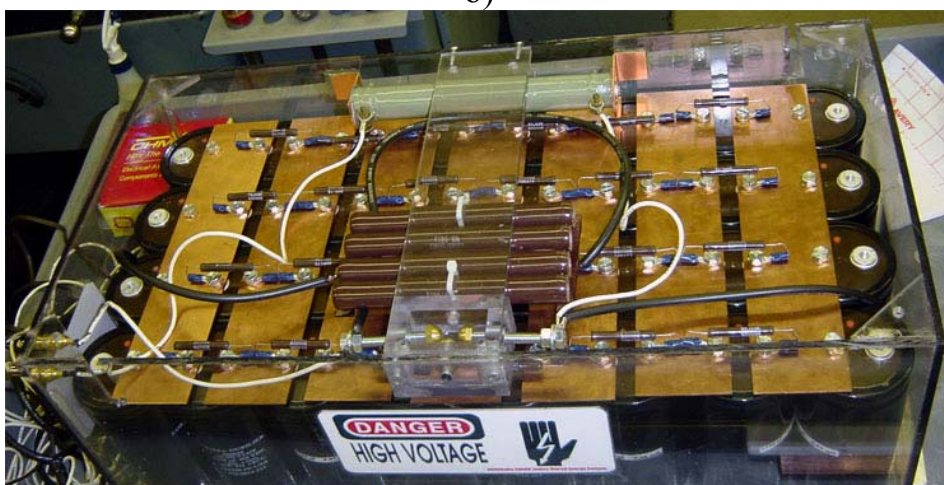
В автономном режиме запитка накопителя производится от электрогенератора с соответствующим преобразователем и выпрямителем. Электрогенератор может приводиться в действие с помощью дизеля или газотурбинного двигателя (причем дизель имеет меньшую удельную мощность). Характерная частота генерации импульсов тока в частотном режиме работы емкостного накопителя определяется электрической мощностью источника накачки и свойствами конденсаторов и может достигать 100 Гц. Для емкостных накопителей характерна малая удельная плотность запасаемой энергии ($\sim 0,1$ Дж/г, $\sim 0,1$ Дж/см³), что определяет массо-габаритные параметры и условия эксплуатации системы (размещение, транспортировка и пр.). В случае стационарного расположения системы режим накачки емкостного накопителя и частота работы определяется мощностью сети питания. Основными требованиями в конденсаторам емкостного накопителя являются высокая удельная энергия, способность отдавать в низкоимпедансную нагрузку большой импульсный ток и повышенный ресурс работы при стабильных параметрах.



а)



б)



в)

Рисунок 2.18 – Типичные конструкции емкостных накопителей на основе импульсных конденсаторов

К примеру, если считать, что эффективность преобразования электромагнитной энергии в кинетическую в рельсотроне составляет $10 \div 20\%$, то предельное значение кинетической энергии, которую обеспечивает система «емкостной накопитель – рельсотрон», составляет $1 \div 2$ МДж, что соответствует разгону тела массой 3000 г до скорости $0,8 \div 1,15$ км/с.

2.8.2. Взрывомагнитный генератор

Эффект сжатия магнитного поля (магнитной кумуляции или компрессии магнитного поля) наиболее часто используется при создании взрывомагнитных генераторов. Взрывомагнитные генераторы (ВМГ) являются в настоящее время устройствами, обладающими наиболее высокими показателями удельной энергоемкости по сравнению с другими источниками электрической энергии, с их помощью получены рекордные значения тока порядка $150 \div 350$ МА. Это обуславливает их широкое применение в физических экспериментах по генерации сверхбольших уровней энергии, получению сверхсильных магнитных полей и связанным с этим прикладным проблемам.

Взрывомагнитные генераторы – источники энергии, работающие по принципу сжатия магнитного потока, в которых первоначальная энергия взрыва переходит в кинетическую энергию движущегося поршня с последующим преобразованием в энергию магнитного поля. Химические взрывчатые вещества, действительно, являются наиболее привлекательными источниками энергии для компрессионных систем как в связи с высокими плотностями энергии, так и в отношении выделяемой мощности. Кроме того, выделяемую при взрыве химическую энергию можно просто и с высокой эффективностью (до 20 – 40 %) преобразовать в кинетическую энергию металлической пластинки, которая называется лайнером и является основным элементом всех магнитокомпрессионных систем.

Принцип работы ВМГ поясняется с помощью схемы, приведенной на рис. 2.18 на примере спирального ВМГ. Начальный магнитный поток создается в катушке в результате колебательного разряда накопительной емкости C после замыкания ключа K . В момент достижения током максимального значения происходит подрыв детонатора и левый конец цилиндра замыкает катушку накоротко. Обратный токопровод образован проводящим цилиндром, который расположен аксиально катушке и заполнен зарядом взрывчатого вещества. Волна детонации продвигается к нагрузочному концу системы, расширяя цилиндр, который замыкает витки катушки, в результате чего объем, занимаемый магнитным полем, уменьшается, и магнитное поле “выдавливается” в сторону нагрузки. Одновременно происходит увеличение тока в катушке и, соответственно, в нагрузке.

Как видно, на интервале запасаения начального магнитного потока электрическая схема ВМГ, приведенного на рис. 2.18, представляет собой последовательный колебательный контур с постоянной индуктивностью L_0 .

После срабатывания детонатора и захвата магнитного поля схема представляет собой последовательное включение изменяющейся во времени индуктивности и сопротивления нагрузки. Математическая модель, описывающая процесс нарастания тока i в нагрузке представляется параметрическим уравнением I порядка

$$L(t) \frac{di}{dt} + \left[\frac{dL(t)}{dt} + R \right] i = 0, \quad (2.31)$$

при начальном условии $i(0) = I_0$ – значение тока в момент срабатывания детонатора. Условие нарастания тока во времени получается из уравнения (2.31) в виде $G(t) < 0$, т.е. величина $G(t) = \frac{df(t)}{dt} + \frac{2\delta_0}{f(t)}$ имеет смысл инкремента нарастания тока. Здесь обозначено $\delta_0 = \frac{R}{2L_0}$.

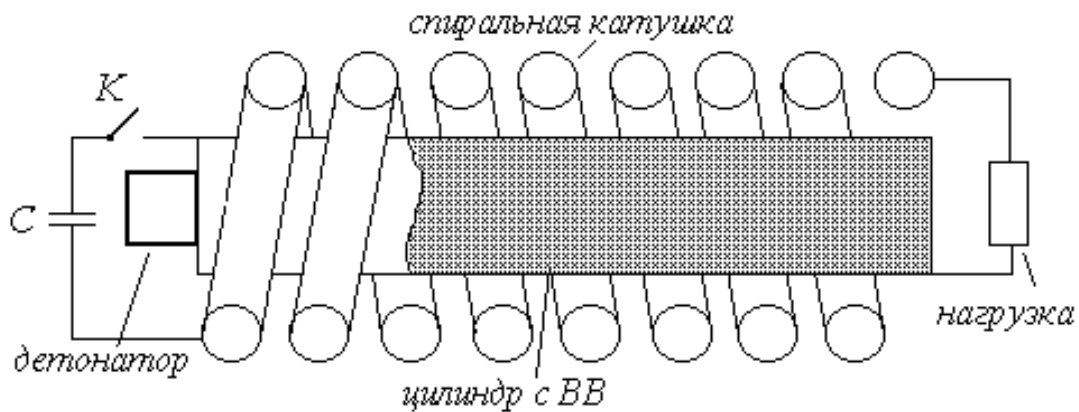


Рисунок 2.18 – Структурная схема спирального ВМГ

Решение уравнения (2.31) записывается в виде

$$i = \frac{I_0}{f(t)} \exp \left[-2\delta_0 \int \frac{dt}{f(t)} \right]. \quad (2.32)$$

С помощью формулы (2.32) можно найти зависимость тока от времени для произвольных видов функции временной зависимости индуктивности $f(t)$. Можно показать, что изменение тока существенно зависит от скорости изменения индуктивности.

Эффективность ВМГ зависит от соотношения масс взрывчатого вещества и лайнера. Из анализа зависимости эффективности использования энергии взрывчатого вещества от отношения масс ВВ m_{exp} и лайнера m_l

$$\mu = m_{exp} / m_l \quad (2.33)$$

следует, что эффективность преобразования энергии ВВ в кинетическую зависит от геометрических параметров системы и для ускорения пластин продуктами взрыва имеет экстремум.

Возможность генерирования коротких импульсов ограничивает применение ВМГ в ускорителях масс. Так, типичные максимальные

длительности импульсов тока, вырабатываемые ВМГ, составляют $10^{-5} - 10^{-4}$ с, а длительность процесса ускорения составляет величину порядка 1 мс, поэтому они могут служить в качестве источников питания для гиперзвуковых электродинамических ускорителей с короткими ускоряющими промежутками (2 – 3 м) и малым межэлектродным зазором (калибром).

Отметим также, что в качестве источников импульсной энергии в ускорительных системах применяются также униполярные генераторы и индуктивные накопители. В табл. 2.1. приведены значения удельных характеристик различных систем энергообеспечения мощных импульсных потребителей.

Таблица 2.1. Типовые характеристики систем энергопитания мощных энергопотребителей

№ п/п	Тип системы энергообеспечения	Плотность запасенной энергии, Дж/см ³	Энергоемкость, МДж/	Максимальная вырабатываемая энергия, МДж	Ток в нагрузке, МА
1.	Емкостной накопитель	$10^{-2} - 10^{-1}$	10	3	0,1 – 12
2.	Униполярный генератор	100	100	3,6	1,2
3.	Индуктивный накопитель	10	100	-	3,5
4.	ВМГ	4000 – 10000	100	2,4	350

2.8.3. Инжекция ускоряемого тела в канал ускорения

Проведенный анализ электродинамических ускорителей различных видов показывает, что для заданных требований наибольшей эффективности использования электрической энергии можно достигнуть в случае предварительного ускорения метаемого тела в канал ускорения. При этом скорость на входе в канал ускорения должна составлять величину порядка 700 – 1000 м/с. Инжекция в рельсотронах, выполненных по обычной схеме, позволяет избежать негативных эффектов, вызванных привариванием металлического метаемого тела в канале ускорения за счет расплавления материала в месте контакта с электродами ускорителя. Кроме того, облегчается возможность равномерного ускорения в процессе продвижения тела по каналу ускорения.

Наиболее часто в существующих системах ускорения предварительный разгон тела реализуется следующими способами:

- пороховой ускоритель (который называется в литературе «минометный старт»);
- электродинамический предускоритель.

Проведено математическое моделирование разгона тела массой 3 кг с учетом сил трения и лобового сопротивления [формулы (2.6), (2.8), (2.10), (2.12)]. Длина разгона выбрана равной $L = 15$ м, скорость тела на выходе канала ствола $v = 3000$ м/с. Решение задачи показывает, что для обеспечения выбранных характеристик необходимо предускорение тела с начальной скоростью не менее $v_0 = 400$ м/с, расстояние между электродами не менее $d = 150$ мм. Сечение канала для $d = 150$ мм имеет вид квадрата, погонная индуктивность составляет $L' = 6 \cdot 10^{-7}$ Гн/м. Сила тока в основном контуре равна $I = 360$ кА, сила тока форсирования около $I_{\phi} = 3,6$ МА, время разгона тела составляет приблизительно 8,5 мс. Коэффициент преобразования электрической энергии в рельсотроне в кинетическую энергию метаемого тела 35%. Постоянство погонной индуктивности обеспечивается профилем электродов, сечение которых меняется вдоль ствола по определенному закону (рис.2.4,в).

2.9. Требования к материалам, применяемым в электродинамических ускорителях

Физические процессы, возникающие при генерации сверхбольших токов и нестационарных магнитных полей высокой интенсивности, сопровождаются значительным удельным энерговыделением в материалы и среды, входящие в конструкцию ускорителя. Магнитное давление и температура токового слоя в рельсах, арматуре диэлектрическом поддоне и ускоряемом теле требуют анализа требований к материалам, из которых изготавливаются компоненты ускорителя, испытывающие высокие энергетические нагрузки.

В полях с индукцией $B_m > 40$ Тл магнитное давление достигает величин, при которых проводники катушек работают, как правило, за пределом текучести. В проводнике основная часть магнитного давления сосредоточена в области, где существенно проникновение магнитного поля. В практических расчетах характерной величиной глубины проникновения магнитного поля может служить толщина скин-слоя, которая выражает глубину проводника, на которой напряженность магнитного поля, изменяющегося с частотой f , падает в e раз

$$\Delta^o = \frac{1}{\sqrt{\pi \omega \sigma}} . \quad (2.34)$$

Тангенциальную, радиальную и сдвиговую компоненты механического напряжения в цилиндрической оболочке, находящейся под давлением

$p_0 = \frac{\mu_0 H^2}{2}$, можно представить в виде

$$\sigma_t = \frac{p_0}{\alpha^2 - 1} \left[1 + \alpha^2 \left(\frac{r_1}{r} \right)^2 \right] ,$$

$$\sigma_r = \frac{p_0}{\alpha^2 - 1} \left[1 - \alpha^2 \left(\frac{r_1}{r} \right)^2 \right],$$

$$\sigma_s = \frac{\sigma_t - \sigma_r}{2} = p_0 \frac{\alpha^2}{\alpha^2 - 1} \left(\frac{r_1}{r} \right)^2.$$

Здесь $\alpha = r_2/r_1$, r_2 и r_1 - наружный и внутренний диаметры проводящей оболочки соответственно. Максимальное значение тангенциальной компоненты механического напряжения σ_t достигается на внутренней поверхности оболочки, где $\frac{r_1}{r} = 1$. Материал разрушается в тот момент, когда сдвиговое напряжение в нем превышает предел прочности. Например, при $H = 4 \cdot 10^7$ А/м давление составляет $p_0 = 10^9$ Па, что превосходит предел прочности для загартованной меди $\sigma_c = 4,2 \cdot 10^8$ Па.

Проникновение магнитного поля в проводник описывается диффузионным уравнением вида

$$\Delta \mathbf{H} - \frac{1}{\chi_0} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = 0,$$

где введен параметр $\chi_0 = \frac{1}{\mu\sigma}$, м²/с - коэффициент диффузии магнитного поля, зависящий от магнитной проницаемости μ и удельной проводимости проводника σ .

Сверхбольшие токи в проводниках генерируют сверхсильные магнитные поля, что сопровождается также резким изменением температуры токового слоя. Если пренебречь теплообменом между токовым слоем и остальным объемом проводника за время импульса тока, то верхняя оценка скачка температуры в скин-слое получается из соотношения

$$C_p \rho \Delta T = \frac{\mu_0 H^2}{2}.$$

Для меди с характерной удельной теплоемкостью $C_p = 0,4$ Дж/(г·К) в поле $H = 8 \cdot 10^7$ А/м получаем $\Delta T = 1100$ °С. Изменением сопротивления с температурой обычно пренебрегают, однако полученная оценка с точностью до множителя ~ 2 соответствует действительности.

В табл. 2.2 приведены характеристики полей, при которых магнитное давление создает в проводниках механические напряжения, соответствующие пределу текучести.

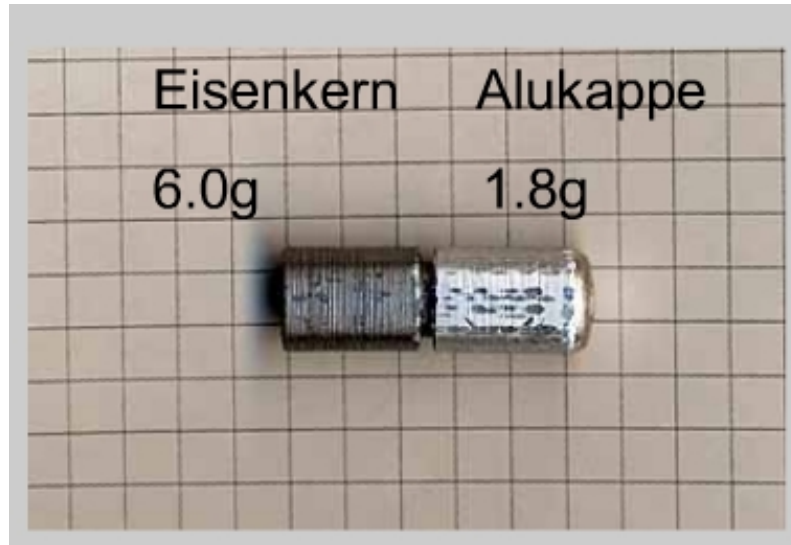
В процессе ускорения проводящего тела диффузия магнитного поля в проводник приводит к возрастанию его температуры вплоть до температуры испарения. Для плоских листов из проводящих материалов максимальная скорость v определяется из соотношения

$$\frac{v}{d} = \frac{\mu}{2\rho} J ,$$

где d - толщина листа; μ и ρ - соответственно магнитная проницаемость и плотности материала проводника; J - интеграл тока (см. формулу (2.7)).

Расчет показывает, что наиболее подходящим материалом в таком случае является алюминий (Al).

На рис. 2.19 приведен вид металлического метаемого тела, состоящего из стального основания и алюминиевой передней части и массивного метаемого тела.



а)



б)

Рисунок 2.19 – Образцы металлических метаемых тел малой массы (а) и большой массы (б)

Анализ предельного соотношения для сферического ускоряемого тела показывает, что для процесса ускорения необходима величина напряженности магнитного поля порядка 10^6 А/м. Например, для медной

сферы радиусом 5 мм предельная скорость $v \leq 4000$ м/с. Дальнейшее увеличение поля показывает, что скорость тела уже практически не зависит от поля. Дополнительный импульс ускорения, возникающий в результате абляции поверхности проводника и уменьшения его массы, дает незначительный вклад в конечную величину скорости.

Таблица 2.2 Предельные характеристики магнитных полей для проводников

№ п/п	Материал	Напряженность магнитного поля $H_c, 10^6$ А/м	Магнитная индукция $B_m, Тл$
1.	Алюминий (Al)	10,1	12,7
2.	Сплав Al+1%Mg	24,3	30,5
3.	Медь (Cu) отожженная	10,4	13,1
4.	Титан (Ti)	11,6	14,6
5.	Никель (Ni)	18,1	22,7
6.	Молибден (Md)	21,6	27,1
7.	Сталь	19,5	24,5
8.	Бронза	30,9	38,88

Перегрузки, возникающие при ускорении тела в рельсотроне, выдвигают особые требования к прочности материалов, используемых для изготовления поддона, непосредственно толкающего ускоряемую полезную массу. Очевидно, что важным требованием к поддону является минимизация его массы. Поэтому для выполнения поддона применяются следующие материалы:

- органические полимеры;
- армированные стекловолокном полимеры;
- неорганические композитные материалы на основе стекла;
- серийная техническая керамика;
- усовершенствованная керамика;
- усовершенствованная композитная керамика.

Диэлектрики могут использоваться не только в качестве поддонов, но также в качестве ускоряемых масс (рис.2.20).



Рисунок 2.20 – Образцы метаемых тел из диэлектрических материалов

В табл. 2.3 приведены результаты экспериментальных исследований ускорителей тел малой массы и характерные параметры экспериментальных установок. Видно, что кинетическая энергия на выходе зависит от массы ускоряемого тела, в то время как скорости метания различаются не более, чем на 25%. Использование графитового поддона позволяет несколько увеличить скорость особенно для тел малой массы.

Таблица 2.3. Результаты экспериментальных исследований ускорения тел диэлектрических малой массы

№ п/п	Энергия накопителя, кДж	Масса тела, г	Масса (материал) арматуры, г	Скорость на выходе, м/с	Кинетическая энергия, кДж
1.	128	4,09	0,24	1,95	7,78
2.	128	4,20	0,24	2,01	8,48
3.	128	2,16	2,17 (графит)	2,2	5,2
4.	200	4,20	0,20	2,44	12,50
5.	200	2,10	0,18	2,57	6,94
6.	200	1,98	0,18	2,49	6,14
7.	200	2,26	2,15 (графит)	2,59	7,58
8.	200	1,80	2,89 (алюминий)	2,54	4,93

2.10. Электродинамические аспекты ускорения. Побочные электромагнитные излучения, возникающие при работе ЭДУ. Анализ электромагнитной совместимости и электромагнитной экологии

Высокоэнергетические установки, генерирующие сверхбольшие токи и магнитные поля, требуют проведения оценок влияния побочных факторов, возникающих при их работе, на окружающую среду и человека. К числу таких возможных факторов относится электромагнитное излучение, ионизирующее излучение и продукты химического заражения. Пользуясь методами электродинамики, проведем оценку характеристик электромагнитного излучения, генерируемого при работе рельсотрона.

Математическое описание процесса излучения электромагнитных полей дается уравнениями Максвелла

$$\operatorname{rot} \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \vec{I}, \quad (2.35)$$

$$\operatorname{rot} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \quad (2.36)$$

$$\operatorname{div} \vec{B} = 0, \quad (2.37)$$

$$\operatorname{div} \vec{D} = \rho, \quad (2.38)$$

где \vec{H} - вектор напряженности магнитного поля, \vec{D} - вектор индукции электрического поля, \vec{I} - вектор электрического тока, \vec{E} - вектор напряженности электрического поля, \vec{B} - вектор индукции магнитного поля, ρ - величина заряда, t - время.

В том случае, когда среда, в которой исследуются поля, однородна и изотропна, векторы индукции \vec{B} и \vec{D} связаны с векторами напряженности \vec{H} и \vec{E} соотношениями

$$\vec{B} = \mu_a \vec{H}, \quad (2.39)$$

$$\vec{D} = \varepsilon_a \vec{E}, \quad (2.40)$$

где μ_a - магнитная проницаемость среды, ε_a - диэлектрическая проницаемость среды.

В дальнейшем будет рассматриваться задача излучения электромагнитного поля в свободное пространство. Поэтому параметрами среды будем считать $\mu_a = \mu_0$ и $\varepsilon_a = \varepsilon_0$, где μ_0 - магнитная проницаемость свободного пространства, ε_0 - диэлектрическая проницаемость свободного пространства.

Волновое сопротивление свободного пространства определяется величинами ε_0 и μ_0

$$Z_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}}, \quad (2.41)$$

а скорость распространения

$$c = 1/\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}. \quad (2.42)$$

Связь между током и зарядом устанавливается уравнением непрерывности

$$\operatorname{div} \vec{I} = -\frac{\partial \rho}{\partial t}. \quad (2.43)$$

Решения волновых уравнений для напряженностей электрического и магнитного полей имеют вид

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \int_V \frac{1}{R} \int_0^t \operatorname{grad} \operatorname{div} \vec{I}' dt dV + \frac{\mu_0}{4\pi} \int_V \frac{1}{R} \frac{\partial \vec{I}'}{\partial t} dV, \quad (2.44)$$

$$\vec{H}(\vec{r}, t) = \frac{1}{4\pi} \int_V \frac{1}{R} \operatorname{rot} \vec{I}' dV, \quad (2.45)$$

где $\vec{I}' = \vec{I}\left(\vec{r}_0, t - \frac{|\vec{r}|}{c}\right)$, \vec{r} - радиус-вектор точки наблюдения, $R = |\vec{r} - \vec{r}_0|$, V - объем, занимаемый источниками.

Уравнения для компонент напряженности электрического поля в прямоугольной системе координат записываются в виде

$$\begin{aligned}
 E_x(\vec{r}, t) &= \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int_V \frac{1}{R} \int_0^t \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial \mathcal{I}'_x}{\partial x} + \frac{\partial \mathcal{I}'_y}{\partial y} + \frac{\partial \mathcal{I}'_z}{\partial z} \right) dt dV + \frac{\mu_0}{4\pi} \int_V \frac{1}{R} \frac{\partial \mathcal{I}'_x}{\partial t} dV, \\
 E_y(\vec{r}, t) &= \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int_V \frac{1}{R} \int_0^t \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial \mathcal{I}'_x}{\partial x} + \frac{\partial \mathcal{I}'_y}{\partial y} + \frac{\partial \mathcal{I}'_z}{\partial z} \right) dt dV + \frac{\mu_0}{4\pi} \int_V \frac{1}{R} \frac{\partial \mathcal{I}'_y}{\partial t} dV, \\
 E_z(\vec{r}, t) &= \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int_V \frac{1}{R} \int_0^t \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial \mathcal{I}'_x}{\partial x} + \frac{\partial \mathcal{I}'_y}{\partial y} + \frac{\partial \mathcal{I}'_z}{\partial z} \right) dt dV + \frac{\mu_0}{4\pi} \int_V \frac{1}{R} \frac{\partial \mathcal{I}'_z}{\partial t} dV,
 \end{aligned} \tag{2.46}$$

а для компонент напряженности магнитного поля –

$$\begin{aligned}
 H_x(\vec{r}, t) &= \frac{1}{4\pi} \int_V \frac{1}{R} \left(\frac{\partial \mathcal{I}'_z}{\partial y} - \frac{\partial \mathcal{I}'_y}{\partial z} \right) dV, \\
 H_y(\vec{r}, t) &= \frac{1}{4\pi} \int_V \frac{1}{R} \left(\frac{\partial \mathcal{I}'_x}{\partial z} - \frac{\partial \mathcal{I}'_z}{\partial x} \right) dV, \\
 H_z(\vec{r}, t) &= \frac{1}{4\pi} \int_V \frac{1}{R} \left(\frac{\partial \mathcal{I}'_y}{\partial x} - \frac{\partial \mathcal{I}'_x}{\partial y} \right) dV.
 \end{aligned} \tag{2.47}$$

Основные выражения, определяющие напряженности электрического \vec{E} и магнитного \vec{H} полей, создаваемых в пространстве электрическим диполем малых размеров (рис. 2.21), имеют вид:

$$\vec{E} = \frac{Z_0 \ell}{4\pi c} \left[\frac{1}{r} \frac{dI}{dt} \frac{\vec{r} \times (\vec{r} \times \vec{\ell})}{\ell \cdot r^2} + \left(\frac{c}{r^2} I + \frac{c^2}{r^3} \int I dt \right) \cdot \left(\frac{3(\vec{\ell} \cdot \vec{r}) \cdot \vec{r}}{\ell \cdot r^2} - \frac{\vec{\ell}}{\ell} \right) \right] \tag{2.48}$$

$$\vec{H} = \frac{\ell}{4\pi c} \left(\frac{1}{r} \frac{dI}{dt} + \frac{c}{r^2} I \right) \frac{\vec{\ell} \times \vec{r}}{\ell \cdot r}, \tag{2.49}$$

где $I = I(t - r/c)$ - ток в диполе в момент времени, запаздывающий на r/c ; $\vec{\ell}$ - вектор диполя, $r = |\vec{r}|$, $\ell = |\vec{\ell}|$.

Малые размеры диполя отвечают условию

$$\ell \ll c \cdot t_\Phi, \tag{2.50}$$

где t_Φ - длительность фронта импульса.

Условие (2.50) означает, что амплитуда тока в излучателе одна и та же по всей длине ℓ .

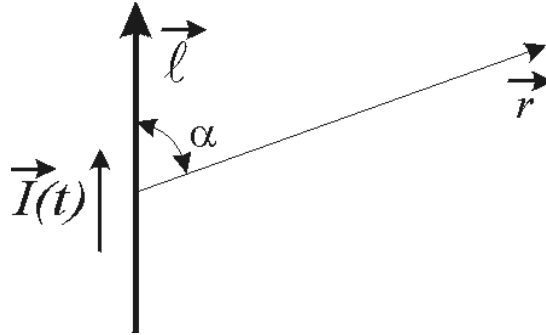


Рисунок 2.21 – Электрический диполь малой длины

Для больших значений r слагаемыми, пропорциональными $1/r^2$ (индукционная компонента) и $1/r^3$ (статическая компонента), можно пренебречь. Тогда напряженности излученных полей \vec{E} и \vec{H} определяются как

$$\vec{E} = \frac{1}{r} \frac{Z_0 \ell}{4\pi c} \frac{dI}{dt} \frac{\vec{r} \times (\vec{r} \times \vec{\ell})}{\ell \cdot r^2}, \quad (2.51)$$

$$\vec{H} = \frac{1}{r} \frac{\ell}{4\pi c} \frac{dI}{dt} \frac{\vec{\ell} \times \vec{r}}{\ell \cdot r}, \quad (2.52)$$

Соответственно, вектор Пойнтинга $\vec{S} = \vec{E} \times \vec{H}$ в дальней зоне диполя определяется как

$$\vec{S} \left(\frac{1}{r^2} \right) = \vec{E} \left(\frac{1}{r} \right) \times \vec{H} \left(\frac{1}{r} \right) = Z_0 \left(\frac{\ell}{4\pi c} \right)^2 \left(\frac{dI}{dt} \right)^2 \sin^2 \alpha \frac{\vec{r}}{r}, \quad (2.53)$$

где $\sin \alpha = \frac{|\vec{\ell} \times \vec{r}|}{\ell r}$. Интегрируя (19) по сфере большого радиуса, получаем излученную мощность

$$P = \frac{Z_0 \ell^2}{6\pi c^2} \left(\frac{dI}{dt} \right)^2. \quad (2.54)$$

Выражение (2.54) показывает ту часть мощности, которая уносится излученной волной в бесконечность. Как видно, мощность излучения определяется длиной токопровода ℓ и скоростью изменения тока dI/dt .

Проведем оценку мощности излучения. В рельсовом электродинамическом ускорителе источником электромагнитного излучения являются направляющие рельсы, образующие ствол ускорителя. Таким образом, из формулы (2.54) получаем, что при длине рельсов 12 м, амплитуде тока порядка 10^6 А, длительности импульса 10^{-2} с, мощность электромагнитного излучения составляет около 320 Вт.

Вторичные химические продукты, возникающие при срабатывании рельсотрона, в основном, связаны с разложением собственно взрывчатого вещества (например, при использовании в энергетической системе ВМГ). Технология создания элементов ускорителя, электрические цепи, приборы и

устройства не содержат материалов и сред и не вырабатывают соединений, которые могли быть опасными для человека. Таким образом, требования электромагнитной экологии при создании и эксплуатации рельсотрона не нарушаются.

Выводы

Проведенный анализ показывает, что основные направления исследования систем электродинамического массоускорения включают моделирование процессу ускорения масс с целью определения оптимального режима ускорения и согласования режима работы энергетического накопителя и нагрузки. Проводятся исследования оптимальных конструкций ускорительных систем, формы и материалов ускоряемых тел.

Результаты теоретических и экспериментальных исследований и достигнутые успехи в разработке РЭДУМ показывают, что при заданной длине ствола для разгона тел заданной массы до гиперзвуковых скоростей наиболее перспективным видом ускорителей являются следующие системы:
1. Магнитоплазменный рельсотрон, выполненный по многорельсовой схеме с количеством рельсов не менее 6. В такой системе обеспечивается условие эрозионной стойкости и возможность достижения скорости порядка 3000 м/с на длине канала ускорения до 15 м.
2. Магнитоплазменный рельсотрон с форсированием магнитного поля по той или иной схеме. При этом обеспечиваются условия эрозионной стойкости рельсов и требования по живучести системы. Оптимизация температурного режима и тепловой стойкости системы обеспечивается профилированием рельсов ускорителя по заданному закону и формированием соответствующей временной зависимости импульса тока.

Серьезной проблемой, сдерживающей прогресс в области практической реализации гиперзвукового ускорения, является отсутствие энергетических источников, обеспечивающих стабильные параметры выходного импульса тока при достаточном ресурсе системы. Здесь также перспективным является применение форсированного режима ускорителя, при котором обеспечивается распределение тока, создающего тяговое усилие на проводящий плазменный поршень, и тока собственно через плазменную арматуру. Одновременно в форсированном режиме достигается повышение живучести системы, снижаются эффекты абляции материалов рельсов и приваривания металлических тел. Широкие перспективы открывает применение системы импульсно-динамического подмагничивания канала ствола рельсотрона.

Рассмотрены варианты построения ускорителей с распределенными конструкциями рельсов и показана возможность повышения живучести при реализации многорельсовых и многовитковых ускорительных систем.

Проведен анализ вопросов электромагнитной экологии при реализации экспериментальных исследований электродинамического массоускорения.

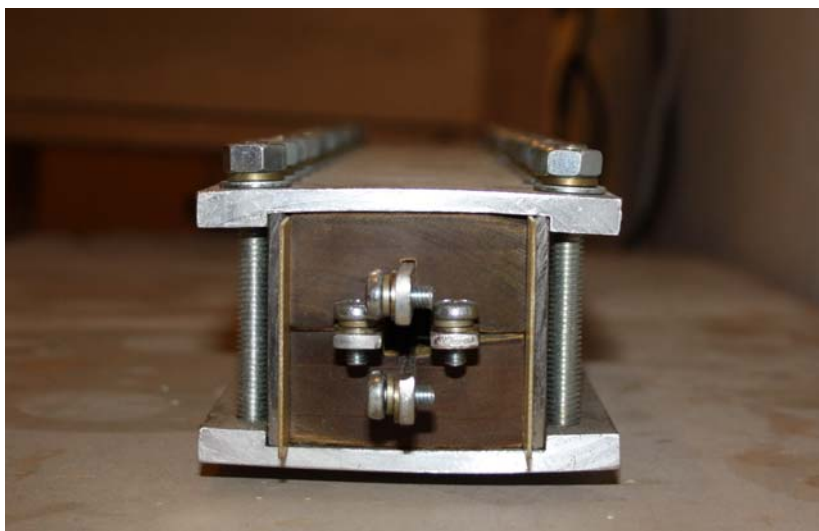
2.11. Описание лабораторной установки и методические указания к ее выполнению

2.11.1. Описание лабораторной установки

Внешний вид установки приведен на рис. 2.22. Лабораторная установка представляет собой 4-х рельсовый рельсотрон с прямоугольным сечением канала ускорения размерами $1,2 \times 1,2 \text{ см}^2$. Длина ускорителя составляет 50 см. В эксперименте возможны различные режимы коммутации рельсов (последовательная, параллельная, параллельно-последовательная). Кроме того, возможно исследование автофорсированного режима работы рельсотрона, для чего выходные части обеих пар рельсов снабжены устройствами для подключения шунтов с различными типами импедансов (рис.2.22б). Механическая прочность системы обеспечивается металлическим бандажом из стальных пластин, соединенных шпильками.



а)



б)

Рисунок 2.22 – Внешний вид лабораторной установки

Питание установки осуществляется от емкостного накопителя с максимальной запасенной энергией 15 кДж (рис.2.22а), состоящего из батареи импульсных конденсаторов. Переключением конденсаторов накопителя возможно перераспределять энергию источника между парами рельс.

2.11.2. Подготовка к работе

1. Изучить теоретический материал на основании конспекта лекций, раздела 2 данного пособия и рекомендованной литературы.

2. Рассчитать и построить временные зависимости скорости тела для различных режимов ускорения по исходным данным, заданным преподавателем.

2.11.3. Порядок выполнения работы

1. Работа выполняется в виде демонстрационного занятия в учебно-научной лаборатории «Мегаэлектроника» кафедры защиты информации.

2. При выполнении работы необходимо строго выполнять все указания преподавателя и персонала лаборатории.

2.11.4. Оформление результатов и содержание отчета

В отчете приводятся основные этапы выполнения работы:

- результаты предварительных расчетов по п. 2.11.1;
- реализацию зарегистрированного импульса тока с помощью запоминающего осциллографа;
- выводы.

Контрольные вопросы и задания

1. Дать определение электродинамического способа ускорения и пояснить его принцип.
2. Записать выражение для силы Лоренца и пояснить его.
3. Дать определение магнитного давления и записать формулу для его расчета.
4. Изобразить структурную схему рельсового электродинамического ускорителя. Пояснить принцип работы.
5. Привести уравнение движения, пояснить понятие погонной индуктивности. Провести аналогию с длинной линией.
6. Как влияют параметры системы на процесс движения тела в ускорительном канале? Пояснить действие сил сопротивления движению тела.
7. Записать выражение для интеграла тока. Рассчитать интеграл тока по заданным параметрам проводника.
8. Пояснить физику процесса разрушения тела при сверхпределном ускорении.
9. Привести выражение для мгновенной скорости ускоряемого тела. Пояснить влияние на результат ускорения начальной скорости (скорости инъекции).
10. Построить график зависимости мгновенной скорости для различных значений скорости инъекции. Пояснить способ линеаризации мгновенной скорости.
11. Пояснить смысл эффекта диффузии магнитного поля в проводник. Привести выражение для толщины скин-слоя и рассчитать его значение для различных материалов (проводников, диэлектриков).
12. Пояснить возможность уменьшения толщины (и массы) рельсов и построения профилированного ускорительного канала.
13. Дать определение КПД электродинамической системы.
14. Записать выражение и пояснить смысл параметра инерционности.
15. Пояснить смысл инерционности механической системы и инерционности электрической цепи, пользуясь понятием постоянной времени.
16. Изобразить схему автофорсированного рельсотрона.
17. Привести выражение для сил, действующих в автофорсированном рельсотроне.
18. Привести выражение для эффективности автофорсированного рельсотрона.
19. Изобразить структурную схему индукционного ускорителя и пояснить принцип индукционного массоускорения.
20. Сформулировать методы энергообеспечения электродинамических ускоряющих систем. Пояснить достоинства и недостатки различных методов.

21. Дать характеристику емкостного накопителя как источника энергии для ускорительной системы.
22. Пояснить принцип работы униполярного генератора тока.
23. Привести схему контура спирального ВМГ.
24. Записать уравнение для тока ВМГ, пользуясь законом Кирхгофа.
25. Составить линейно-параметрическое уравнение I порядка для цепи ВМГ.
26. Привести общий вид решения линейно-параметрического уравнения ВМГ I порядка.
27. Привести зависимости тока ВМГ с линейным законом вывода индуктивности при различных значениях числа Рейнольдса для нагрузки. Показать возможность повышения крутизны импульса тока.
28. Изобразить зависимости тока в активной нагрузке ВМГ при различных законах вывода индуктивности.
29. Используя понятие инерционности, пояснить наличие точки поворота на графике временной зависимости тока ВМГ.
30. Сформулировать преимущества и недостатки ВМГ как источника энергии для питания релсотрона.
31. Привести выражение для напряженности поля излучения электрического диполя.

Литература

1. Хармут Х. Ф. Несинусоидальные волны в радиолокации и радиосвязи: Пер. с англ. М.: Радио связь, 1985.–376 с.
2. Астанин Л.Ю., Костылев А.А. Основы сверхширокополосных радиолокационных измерений. М.: Радио и связь, 1989.
3. Рикетс Л.У., Бриджес Д.Э., Майлетта Дж. Электромагнитный импульс и методы защиты: Пер. с англ. / Под ред. Н.А. Ухина.-М.: Атомиздат, 1979.- 328 с.
4. Electromagnetic Pulse Threats in 2010 / C.R. Miller.–Chennault Circle Maxwell AFB Alabama 36112-6427.–November 2005.
5. Choudruhi S.K. // IEEE Trans on Ant. Propag. 1981. Vol. AP–29. No.2. P 398.
6. Хармут Х. Передача информации ортогональными функциями: Пер. с англ. М.: Связь, 1975. - 272с.
7. Kaizer G.A. Friendly Guide To Wavelets. New York: Birkhauzer, 1994.
8. Kaizer G.A. Physical wavelets and radar: variational approach to remote sensing. IEEE Ant. and Propag. Mag. 1996, Vol.38, No.1. P.15-24.
9. Гоноровский И.С. Радиотехнические цепи и сигналы. М.: Радио и связь, 1971.
10. Радиотехнические цепи и сигналы / Под ред. К.А. Самойло / М.: Радио и связь, 1982.–528 с.
11. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике (для научных работников и инженеров). – М.: Наука, 1977. – 832 с.
12. Гадецкий Н.П., Кравцов К.А., Чумаков В.И. и др. Модель излучения СШП-сигналов апертурной антенной // Материалы 4-ой Крымской конференции “СВЧ-техника и спутниковый прием”.– Севастополь: 1994.– Т.2.– С.353–355.
13. Иммореев И.Я. Сверхширокополосные радары: новые возможности, необычные проблемы, системные особенности.–Вестник МГТУ.–1998.– №4.–С.25-56.
14. Радиовысотомер малых высот: Методические указания к выполнению лабораторной работы / Сост.: В.Г. Васильев / Л.: ЛИАП.–1987.–27 с.
15. Замуруев С.Н., Федотов Д.В., Судаков А.А. Сигналы, используемые в сверхширокополосных радиосистемах //Наукоемкие технологии.–2005.– №7.–С.54-61.
16. Чейс У. Электрический взрыв проводников: Пер. с англ.–М.: Мир.–1965.– 360 с.
17. Егоров О.Г. Импульсный генератор на основе индуктивного накопителя и комбинации вакуумного размыкателя и плазменного прерывателя тока // Тезисы докладов XXXIV Международной (Звенигородской) конференции по физике плазмы и УТС, 12 – 16 февраля 2007 г.
18. Прищепенко А.Б. Убийцы роботов // Популярная механика.–2005.–№3.

19. Взрывные генераторы мощных импульсов электрического тока / Под ред. В.Е. Фортова.–М.: Наука.–2002.–399 с.
20. Чумаков В.И. Возбуждение дипольной антенны током ВМГ // Механіка та машинобудування. 1999. №4. С.132-135.
21. Рукин С.Н. Генераторы мощных наносекундных импульсов с полупроводниковыми прерывателями тока (обзор) // ПТЭ.–1999.–№4.– С.5–36.
22. Carlo Kopp. Электронный ресурс: <http://www.cs.monash.edu.au/~carlo>.
23. Долгачев Г.И., Закатов Л.П., Нитишинский М.С., Ушаков А.Г. Сверхмощные частотные генераторы с плазменными прерывателями тока (обзор) // ПТЭ, 1999, №2. С. 3 - 26.
24. Power sources and diagnostics system for railgun / Yozo Kakudate, Shu Usuba, Masatake Yoshida e.a. / In “Shock Compression Technology and Material Science, Edited by A.V. Sawaoka.-Tokio: KTK scientific Publishers.-P.67-85.
25. Желтов К.А. Дипольное излучение сильного электромагнитного поля // Письма в ЖТФ, 2001, вып.27, №3.-С.74-78.
26. Том К., Норвуд Д. Теория гиперзвукового электромагнитного ускорителя
27. Rashleigh S.C., Marshall R.A. Electromagnetic acceleration of macroparticles to a high velocities // J.Appl.Phys.-1978.-V. 49.-N4.-P.2540-2542.
28. Burton R.L., Witherspoon F.D., Goldstain S.A. Performance of a self-augmental railgun // Appl.Phys.-1991.-V. 70.-N7.-P.3907-3911.
29. Математическое моделирование эрозии металлических контактов в рельсотронном ускорителе // М.П. Галанин, А.П. Лотоцкий, С.С. Уразов, Ю.А. Халимуллин.-М.: Ордена Ленина Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша – 2003.-28 с.
30. Глинов А.П. Рельсотрон. Патент РФ № 2094934. Дата публикации 27.10.1997.
31. Варианты систем электропитания и прогнозы их развития. Эл. Ресурс.
32. Пикарь А.С., Гурин В.Е., Катаев В.Н. и др. Численный расчет нелинейной диффузии магнитного поля для определения предельной скорости макротел при индукционном ускорении // Забабахинские чтения.
33. Лебедев М.А., Русаков М.М. Ускоритель тел взрывного типа // Забабахинские чтения.
34. Карась В.І., Заліван О.В., Гавриленко Б.М. Фізичні основи новітніх видів озброєння: Навчальний посібник. Ч.1. – Харків: ХУПС.-2006.-142 с.
35. Электровзрывные силовые импульсные системы / Г.Г. Горovenko, А.И. Ивлиев, П.П. Малюшевский, В.Н. Пастухов. – Киев: Наукова думка, 1987. – 220с.
36. Галанин М.П., Миляев К.К. Организация расчета двумерных квазистационарных электромагнитных полей в областях со сложной геометрией и различными физическими свойствами.–М.: РАН, Ордена Ленина Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша, 2005.
37. Взрывные превращения электрической и химической энергии / Б.Н.Кондриков, А.И.Вовченко, В.Э.Анников, В.В.Иванов. – Киев: Наукова

- думка, 1987. – 128с
38. Энергетическое оборудование высоковольтных импульсных установок: Сб. науч. тр./ Отв. ред. Г.А.Гулый. – Киев: Наукова думка, 1985. – 108с.
 39. Пикарь А.С., Гурин В.Е., Демидов В.А., Катаев В.Н. и др Обзор конструктивных схем формирования мегаамперных импульсов тока для установки Т-1 // Забабахинские чтения
 40. Гулый Г.А. Высоковольтный электрический разряд в силовых импульсных системах / Г.А Гулый, П.П. Малюшевский - Киев: Наукова думка, 1977.- 174с.
 41. Marshall R. Railgun Energy Stores and Systems // Proc. of the 3rd IEEE International Pulsed Power Conference/ 1981.-P. 193-196.
 42. Richardson D.D. Current distributions in the surfaces of railgun rails // Engineering Analysis.–1985.–V.2.–№3.–P.133-137.
 43. Галанин М.П., Уразов С.С. Численное моделирование качественных особенностей распределений трехмерных полей в неоднородных подобластях электродинамического ускорителя.-М.: РАН, Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша.- 2004.-30 с.
 44. Железный В.В., Жуков М.Ф., Лебедев А.Д., Плеханов А.В. Влияние начальной динамики формирования плазменного проводника на эффективность работы электродинамического ускорителя // ЖТФ, 1992.- Т.62.-№3.-С.126-136.
 45. Kowalenko V. A study of the equations of motion for a plasma-armature railgun // 1997.– J. Phys. D: Appl. Phys.–No. 30.–P.1625.
 46. Жолобенко А.Б. Оптимизация технических характеристик электродинамического рельсового ускорителя / Информационные технологии: наука, техника, технология, образование, здоровье. XV Международная научно-практическая конференция, 17-18 мая, Харьков, 2007.
 47. Корытченко К.В., Косой А.И. Электродинамическое ускорение ударных волн в детонационных трубах / Информационные технологии: наука, техника, технология, образование, здоровье. XV Международная научно-практическая конференция, 17-18 мая, Харьков, 2007.
 48. Tumonis L., Schneider M., Kačianauskas R., Kačeniauskas A. Comparison of dynamic behaviour of EMA-3 railgun under differently induced loadings *Mechanika*. 2009. № 4(78).-P.31-37.
 49. Tumonis L., Kačianauskas R., Kačeniauskas A. Evaluation of friction due to deformed behaviour of rail in the electromagnetic railgun: numerical investigation . *Mechanika*. 2007. № 1(63).- P.58-63.
 50. Пути повышения эффективности процесса ускорения тел в гиперзвуковых рельсовых электродинамических ускорителях / Соловей В.В., Шостко С.Н., Бастеев А.В. и др. – Харьков, 1995.–20 с.– / Препр./ НАН Украины ИПМАШ, №385.
 51. Столярчук А.В., Чумаков В.И. Оценка эффективности импульсно-динамического подмагничивания канала ускорения рельсотрона // Зб.

- наук. праць Академії військово-морських сил імені П.С. Нахімова.- Севастополь: АВМС ім. П.С. Нахімова, 2012.-Вип.1(9).-С.135-144.
52. Jerome T. Tzeng, Wei Sun. Dynamic Response of Cantilevered Rail Guns Attributed to Projectile/Gun Interaction – Theory // IEEE Transaction on Magnetics, 2007.-V. 43.-No. 1.-P.207-213.
53. Ковтуненко О.П. Зброя на нетрадиційних принципах дії (стан, тенденції, принцип дії та захист від неї) / О.П. Ковтуненко, В.В. Богучарський, В.І. Слюсар, П.М. Федоров – Полтава: Видавництво ПВІЗ, 2006. – 248 с.
54. Радиоэлектронная борьба. Силовое поражение радиоэлектронных систем / В.Д. Добыкин, А.И. Куприянов, В.Г. Пономарев, Л.Н. Шустов; под. ред. А.И. Куприянова. – М.: Вузовская книга, 2007. – 487 с.
55. Оружие направленного действия: факт или вымысел? Обзор технологий и достижений [Электронный ресурс] : <http://poligonbtvt.narod.ru/Laser/Lazer.htm> / Герд Вуллман.
56. Progress in Directed Energy Weapons. Part I: High Energy Lasers [Электронный ресурс] / Mark Scott // WSTIAC – Weapon Systems Technology Information Analysis Center. – 2003. – Vol.4 – Number 1.. – Электронный ресурс: <http://wstiac.alionscience.com/pdf/>.
57. Rolader G.L., Jamison K.A., Villeco R.A., Graham F.R. Rail electrodynamic in a plasma armature railgun // J.Appl.Phys.-1991.-V. 70.-N3.-P.1227-1234.
58. Ионные инжекторы и плазменные ускорители / Под ред. А.И. Морозова, Н.Н. Семашко. – М.: Энергоатомиздат. – 1990. – 257 с.
59. Носов Г.В. К расчету параметров и эффективности преобразования энергии рельсотроном / Изв. Томского политехн. ун-та. – 2007. – Т. 310.– № 2.–С.70–73.