09

ГЕНЕРАЦИЯ ИМПУЛЬСНЫХ НАПРЯЖЕНИЙ ИЗМЕНЯЮЩЕЙСЯ ПОД ДЕЙСТВИЕМ СОБСТВЕННЫХ ТОКОВ ИНДУКТИВНОСТЬЮ [1]

П. И. Зубков

Жидкий контур с током, предоставленный самому себе, будет развиваться в направлении увеличения индуктивности. На увеличивающейся индуктивности возникает эдс, управляющая током в контуре. Рассмотрена эта ситуация на примере простых моделей в плоской и цилиндрической геометрии и предложена возможная модель работы плазменных прерывателей тока.

Введение

В [2, 3] рассмотрен вывод энергии из индуктивного накопителя изменяющейся индуктивностью участка контура. Показано, что независимо от способа увеличения индуктивности часть электромагнитной энергии, запасенной в накопителе, переходит в кинетическую энергию движущихся частей увеличивающейся индуктивности.

Переход электромагнитной энергии в кинетическую является следствием общего принципа: любая несвязанная механическая система, предоставленная самой себе, развивается в направлении уменьшения потенциальной энергии. Таким образом ведет себя и жидкий контур из идеальных проводников с током. Энергия взаимодействия токов переходит в кинетическую энергию движущихся участков контура. Иными словами, электромагнитные силы действуют в направлении увеличения индуктивности, вызывая возникновение эдс индукции, управляющей током и напряжениями на отдельных участках цепи. Генерация напряжений при этом происходит за счет преобразования электромагнитной энергии, запасенной в контуре, в кинетическую энергию движущихся проводников.

Рассмотрим контур из идеальных проводников, состоящий из недеформируемой части с индуктивностью L_0 (накопитель) и деформируемой части с изменяющейся индуктивностью L. На недеформируемой части, так же как и на деформируемой, возникает эдс индукции $\mathcal{E}=-L_0\dot{J}=(L\dot{J})$, управляющая током.

Характерной особенностью возникающей эдс является наличие максимума. Действительно, в начальный момент времени $\mathcal{E}=0$, так как равны нулю L и $\dot{L}$, контур еще не успел сдвинуться и набрать скорость. В конце процесса $\mathcal{E}$ обращается в нуль, так как теперь J и $\dot{J}$ равны нулю, процесс перехода электромагнитной энергии в кинетическую закончился. Следует заметить, что максимум достигается вблизи начала процесса, так как уже при $L=L_0$ половина энергии взаимодействия токов перейдет в кинетическую. Именно наличие максимума $\mathcal{E}$ в начале процесса определяет возможность практического использования данного явления для генерации напряжения.

В настоящей работе на примере простейших моделей рассматриваются некоторые особенности возникновения эдс индукции при увеличении индуктивности под действием электромагнитных сил собственных токов.

1. Плоский рельсотрон. Более подробно рассмотрим пример с плоским рельсотроном (рис. 1). Здесь L_0 — индуктивность накопителя,

[1] Кратко качественные результаты изложены в [1].

$L(x)$ — индуктивность рельсотрона, когда движущаяся перемычка прошла путь x; m — масса перемычки, имеющая в данный момент времени скорость v. Для простоты будем считать массу постоянной, перемычку недеформируемой, так что все участки ее имеют одни и те же скорость и ускорение. Джоулевые потери не учитываем.

В этих приближениях законы сохранения энергии и потока будут

$$\frac{L_0 J_0^2}{2}+\frac{mu_0^2}{2}=\frac{(L_0+L)\,J^2}{2}+\frac{mv^2}{2},$$

$$L_0 J_0=(L_0+L)\,J,$$

где u_0 — начальная скорость перемычки; J_0 — накопленный ток; J и v — ток и скорость перемычки в момент времени, когда индуктивность рельсотрона равна L.

Законы сохранения для эдс $\mathcal{E}$ в любой момент времени дают выражение

$$\mathcal{E}=-L_0\dot{J}=\frac{2mv\dot{v}}{J_0},$$

в котором $\dot{v}$ — ускорение перемычки.

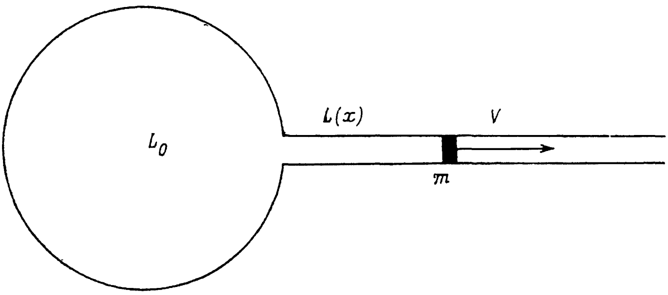

Рис. 1.

Из этого выражения следует, что величина $\mathcal{E}$ в рельсотроне рассматриваемой геометрии ограничена. Действительно она не может превосходить предельного значения, равного

$$\mathcal{E}_{\text{пр}}=\frac{2mv_0\dot{v}_{\max}}{J_0}=v_0 J_0\frac{dL}{dx},$$

где v_0 — максимальная скорость перемычки, достигаемая при $J\to 0$ и $L\to\infty$; $\dot{v}_{\max}$ — максимальное ускорение, равное ускорению в начальный момент времени

$$\dot{v}_{\max}=\frac{J_0^2}{2m}\frac{dL}{dx}.$$

Для нахождения $\mathcal{E}$ выразим v и $\dot{v}$ через текущую индуктивность L рельсотрона

$$v=v_0\left(\frac{1-\alpha+L/L_0}{1+L/L_0}\right)^{1/2},\quad \dot{v}=\frac{J_0^2}{2m}\,\frac{\dfrac{dL}{dx}}{(1+L/L_0)^2}.$$

В этих выражениях $\alpha=L_0J_0^2/mv_0^2$ — отношение энергии, запасенной в накопителе, к предельной энергии перемычки, $0\leqslant\alpha\leqslant 1$. Подставляя полученные зависимости в выражение для $\mathcal{E}$ получим

$$\mathcal{E}=\mathcal{E}_{\text{пр}}\frac{(1-\alpha+L/L_0)^{1/2}}{(1+L/L_0)^{5/2}},$$

откуда следует, что максимальное значение $\mathcal{E}$, так же как и $\mathcal{E}_{\text{пр}}$, будет

$$\sim \frac{dL}{dx}\frac{1}{\sqrt{L_0 m}}\frac{L_0 J_0^2}{2}=\frac{dL}{dx}\frac{W_0}{\sqrt{L_0 m}},$$

где W_0 — накопленная энергия.

Для получения бо́льших напряжений необходимо накапливать энергию при бо́льших токах и малых индуктивностях. Рельсотрон же должен быть спрофилирован для достижения наибольших dL/dx.

Полученное выражение для $\mathscr{E}$ справедливо не только для рассматриваемой геометрии рельсотрона, но и во всех случаях, в которых все участки деформируемой части контура имеют одни и те же скорость и ускорение.

Из приведенного выражения следует важный вывод о влиянии уступа на внутреннем электроде в случае коаксиального рельсотрона [4, 5]. Коаксиальный рельсотрон при $(R-r) \ll r$ практически не отличается от рельсотрона с плоской геометрией. В выражении для $\mathscr{E}$ все величины изменяются плавно, dL/dx до уступа практически постоянна и имеет резкий скачок при прохождении перемычкой уступа, соответствующий резкому росту и $\mathscr{E}$.

В зависимости $\mathscr{E}$ от L имеется максимум при $L=L_0\,((5/4)\,\alpha-1)$, из которого следует, что α должно быть больше 4/5. Оказывается, что начальная скорость не должна быть слишком большой, при $\alpha=4/5$ максимум $\mathscr{E}$ достигается в самом начале процесса. Начальная энергия перемычки не должна превосходить 1/5 от энергии, запасенной в накопителе, иначе максимум $\mathscr{E}$ не достигается.

Максимальное значение $\mathscr{E}_{\max}\simeq(0.286/\alpha^2)\,\mathscr{E}_{\text{пр}}$. При $\alpha=4/5$ $\mathscr{E}_{\max}\simeq0.45\mathscr{E}_{\text{пр}}$, а при $\alpha=1$ перемычка двигается без начальной скорости, $\mathscr{E}_{\max}\simeq0.286\mathscr{E}_{\text{пр}}$ и достигается при $L=L_0/4$, т. е. действительно вблизи начала процесса ($L\to\infty$).

Время достижения $\mathscr{E}_{\max}$ найдем из решения уравнения движения. Для этого введем безразмерные переменные $y=L/L_0$ и $\tau=(dL/dx)\,(v_0/L_0)\,t$, в которых уравнение для v примет вид

$$\frac{dy}{d\tau}=\left(\frac{1-\alpha+y}{1+y}\right)^{1/2}.$$

Решением его, удовлетворяющим начальным условиям $y=0$ при $\tau=0$, будет функция

$$\tau=\alpha\ln\frac{\sqrt{1+y}+\sqrt{1-\alpha+y}}{1+\sqrt{1-\alpha}}+\sqrt{(1+y)(1-\alpha+y)}-\sqrt{1-\alpha},$$

из которой следует, что $\mathscr{E}_{\max}$ достигается при $\tau\simeq1$ или в момент времени $t\simeq\simeq(L_0J_0)/\mathscr{E}_{\text{пр}}$. В 3 раза от максимальной $\mathscr{E}$ убывает к моменту времени $t\simeq\simeq2.5\,((L_0J_0)/\mathscr{E}_{\text{пр}})$.

Возникающая при движении перемычки эдс обусловлена двумя причинами: деформацией контура ($\dot{L}J$) и изменением тока на возросшей к этому времени индуктивности L ($L\dot{J}$). В связи с этим представляет интерес первый член $\mathscr{E}_1=\dot{L}J$. Его общее выражение отличается от $\mathscr{E}$ степенью знаменателя

$$\mathscr{E}_1=\mathscr{E}_{\text{пр}}\frac{(1-\alpha+L/L_0)^{1/2}}{(1+L/L_0)^{3/2}},$$

поэтому максимум имеет при $L=L_0\,((3/2)\,\alpha-1)$, равный $\mathscr{E}_{1\max}\simeq(0.38/\alpha)\,\mathscr{E}_{\text{пр}}$, при $\alpha=4/5$ $\mathscr{E}_{1\max}\simeq0.5\mathscr{E}_{\text{пр}}$.

Из полученных соотношений следует, что в зависимости от задач, решаемых рассматриваемым устройством, снятие напряжения следует производить из различных участков рельсотрона и в наиболее выгодный момент времени. Что же касается коаксиального рельсотрона с уступом, упоминаемого выше, то $\mathscr{E}_1$ будет в $(1+L/L_0)$ раз выше в месте уступа, L — индуктивность рельсотрона до уступа. Сам же уступ необходимо размещать в том месте, где достигается максимальное значение эдс.

2. Цилиндрическая геометрия. Вначале рассмотрим случай, когда ток течет поперек образующей (рис. 2). Будем считать, что все участки деформируемой части контура двигаются с одинаковыми скоростями, направ-

ленными по радиусу, и имеющими одинаковые ускорения, пренебрежем перераспределением тока и массы вдоль образующей. Кроме того, для простоты счета будем рассматривать длинный цилиндр, пренебрежем краевыми эффектами, чтобы считать его индуктивность L равной

$$L = \mu_0 \frac{\pi r^2}{l} = kr^2 .$$

Существенным отличием рассматриваемого случая является достижение максимума ускорения не в начальный момент времени, а в некоторый другой после начала процесса. Это связано с тем, что при постоянной массе движущейся части контура масса, приходящаяся на единицу поверхности цилиндра, уменьшается.

Выражение для ускорения в зависимости от радиуса цилиндра

$$\dot{v} = \frac{J_0^2}{2m} \frac{2kr}{\left(1 + \frac{kr^2}{L_0}\right)^2},$$

имеет максимум при $r = \sqrt{L_0/(3k)}$, равный

$$\dot{v}_{\max} = \frac{3\sqrt{3}}{16} \frac{J_0^2}{m} \sqrt{kL_0},$$

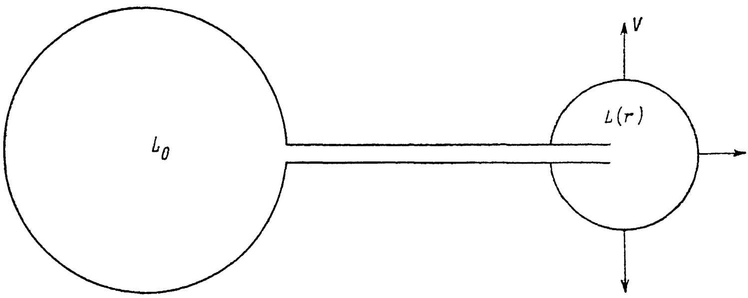

Рис. 2.

что для $\mathscr{E}_{\text{пр}}$ дает

$$\mathscr{E}_{\text{пр}} = \frac{3\sqrt{3}}{8} J_0 v_0 \sqrt{kL_0} .$$

Поступая, как и в предыдущем случае, получим, что $\mathscr{E}$ имеет максимум при $r = ((2/3)/(L_0/k))^{1/2}$, равный $\mathscr{E}_{\max} \simeq 0.57 \mathscr{E}_{\text{пр}}$.

Время достижения $\mathscr{E}_{\max}$ можно найти из решения уравнения движения, которому удовлетворяет функция

$$\tau = \frac{y^2 - y_0^2}{\sqrt{1+y^2} + \sqrt{1+y_0^2}} + \ln \frac{yy_0}{(\sqrt{1+y^2}+1)(\sqrt{1+y_0^2}+1)},$$

где $\tau = v_0 \sqrt{k/L_0}\, t$ и $y = r\sqrt{k/L_0}$ — безразмерные переменные, $y_0 = r_0 \sqrt{k/L_0}$ — значение y при $\tau = 0$.

Существен начальный радиус цилиндра, при $r_0 — 0$ процесс не будет развиваться в описываемом направлении, так как при этом и $\dot{v} = 0$.

Функцию $\tau = \tau\ (y,\ y_0)$ можно использовать для вычисления времени достижения заданной величины $\mathscr{E}$ и, в частности, $\mathscr{E}_{\max}$ при $y = 2/3$. С другой стороны, эта функция дает зависимость r_0 от времени достижения заданного значения $\mathscr{E}$.

Аналогичным образом можно рассмотреть соленоид, расширяющийся под действием внутреннего поля. Индуктивность соленоида $L = (\mu_0 N^2 \pi r^2)/l = \beta r^2$. Заменяя в полученных выражениях k на β, получим значения интересующих нас величин. В частности, для $\mathscr{E}_{\text{пр}}$ имеем выражение

$$\mathscr{E}_{\text{пр}} = \frac{3\sqrt{3}}{8} J_0 v_0 N \sqrt{\frac{\mu \pi L_0}{l}} .$$

В случае соленоида $\mathscr{E}_{\text{пр}}$ в N раз превосходит $\mathscr{E}_{\text{пр}}$ цилиндра (N — количество витков).

3. Z-пинч. Выше рассмотрены модели, в которых индуктивность стремится к бесконечности при стремлении к бесконечности координаты, вдоль которой расширяется контур. Характерной особенностью z-пинча (рис. 3) является то обстоятельство, что индуктивность стремится к бесконечности при конечном изменении координаты. Задачу будем рассматривать в предположениях, принятых выше. Индуктивность в этом случае

$$L = \frac{\mu_0 l}{2\Pi} \ln \frac{R}{r},$$

где l и r — длина и текущий радиус деформируемого цилиндра, R — радиус внешнего токовода.

В зависимости от величины l ускорение и вместе с ним $\mathscr{E}$ ведут себя по-разному.

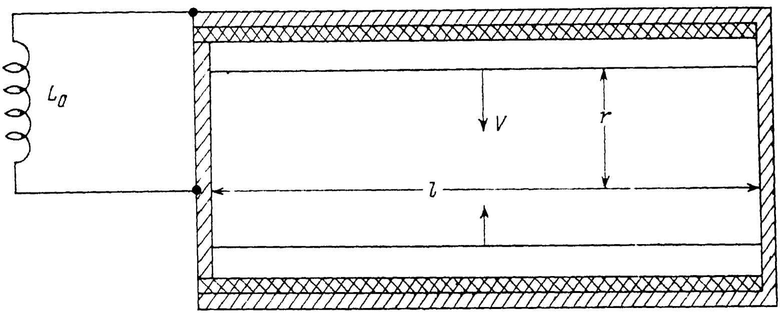

Рис. 3.

При $l > (\pi/\mu_0) L_0$ ускорение от некоторого начального убывает по абсолютной величине и достигает минимума при

$$r = R \exp\left\{-\frac{2\mu_0 l - 2\pi L_0}{\mu_0 l}\right\},$$

затем неограничено возрастает. $\mathscr{E}$ при этом растет, достигает максимума, убывает, достигает минимального значения и далее также неограничено возрастает.

При $l < (\pi/\mu_0)\, L_0$ ускорение и $\mathscr{E}$ растут с самого начала процесса, формально математически $\dot{v}$ и $\mathscr{E} \to \infty$ при $r \to 0$. Предельное значение $\mathscr{E}$ отсутствует.

Физически ясно, что r не может быть равным нулю. Даже при идеально развивающемся процессе конечная масса не может занимать нулевой объем. Развитие неустойчивостей, характерных для такого типа движений, рост давления и температуры на оси деформируемого цилиндра и другие причины в реальных процессах приведут к остановке сжатия при конечном радиусе.

4. Плазменные прерыватели тока. Неустойчивости. В плазменных прерывателях тока деформируемой частью контура является плазма с протекающим током, инжектируемая плазменными пушками вдоль радиуса коаксиального накопителя. Электромагнитные силы, действующие на ток в плазме, будут приводить к увеличению индуктивности контура за счет движения плазмы вдоль накопителя с одной стороны и к увеличению индуктивности за счет перераспределения токов в азимутальной плоскости. Перераспределение токов и движение плазмы в азимутальной плоскости могут быть обусловлены неустойчивостью плоского слоя по отношению к росту индуктивности. Плазма может пинчеваться, в ней могут развиваться изгибные и винтовые неустойчивости. Развитию неустойчивостей способствует неоднородность плазмы и протекающего тока (плазма инжектируется несколькими пушками), неоднородность магнитного поля, различие магнитного давления у внешнего и центрального электродов и т. д. Перераспределение тока в азимутальной плоскости приводит к изменению индуктивности не только плазмен-

ного слоя, но и самих электродов, в них также произойдет перераспределение тока. Возможно, определяющую роль играет именно азимутальное движение.

Возрастающая из-за развития неустойчивостей индуктивность приводит к переключению токов и, следовательно, к значительному уменьшению его через плазму, что в свою очередь приводит к уменьшению проводимости и распаду плазмы, т. е. к полному прекращению тока через плазменную перемычку.

Уверенность в преобладающей роли предлагаемого механизма придает возможность качественного объяснения особенностей (количество плазменных пушек, переменный диаметр внутреннего электрода, время задержки, полярность, работа на спадающем токе и т. д.) работы прерывателей. Предлагаемый механизм может оказаться преобладающим и в работе плазмонаполненных диодов.

Предлагая данный механизм в качестве возможного, определяющего, мы не отвергаем предлагавшиеся ранее модели [6, 7, 8], а считаем, что в явлении прерывания тока в той или иной степени они проявляются в совокупности, усиливая и дополняя друг друга.

Из изложенного выше становится ясным, что развитие гидродинамических неустойчивостей, приводящих к росту индуктивности, организация развития и управление ими могут использоваться для генерации высоких напряжений и управления током.

Характерной особенностью рассматриваемых неустойчивостей является движение плазмы, которое в первую очередь ответственно за перераспределение тока. С другой стороны, движение плазмы определяется ее инерционностью, которая накладывает ограничение на скорость перераспределения тока и скорость роста индуктивности, а в конечном счете и на величины генерируемых напряжений. В связи с этим интересной с этой точки зрения является перегревная неустойчивость [9], она может развиваться до начала развития гидродинамического движения, инерционные свойства на ее развитие не влияют, поэтому перераспределение тока может происходить со значительно бóльшими скоростями и приводить к бóльшим величинам генерируемых напряжений.

В заключение следует заметить, что в рамках данной работы мы не рассматривали многие факторы, такие как джоулев нагрев, излучение, конечная изменяющаяся проводимость, процессы на электродах и др., оказывающие сильное влияние на протекание реальных процессов. Учет всех факторов с одной стороны затруднителен, с другой — не всегда необходим. Техническая реализация метода может быть осуществлена широким набором решений, в каждом из которых может быть преобладающим определенный фактор. Цель же нашей работы состояла в том, чтобы показать возможность генерации напряжений изменяющейся под действием собственных токов индуктивностью.

Автор признателен Л. А. Лукьянчикову за проявленный интерес к работе и поддержку.

Список литературы

[1] *Зубков П. И.* // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. Вып. 24. С. 2294—2296.
[2] *Зубков П. И., Лукьянчиков Л. А., Тен К. А.* // Тез. докл. III Всесоюз. конф. «Импульсные источники энергии». Л., 1989. 232 с.
[3] *Зубков П. И., Лукьянчиков Л. А., Тен К. А.* // Тез. докл. V Междунар. конф. по генерации мегагауссных магнитных полей и родственным экспериментам. Новосибирск, 1989. 156 с.
[4] *Kania D. R., Jones L. A., Zimmermann E. L.* et al. // Appl. Phys. Lett. 1984. Vol. 44 (8). P. 741—743.
[5] *Kania D. R., Zimmermann E. L., Trainov R. J.* et al. // Appl. Phys. Lett. 1984. Vol. 45 (1). P. 26—28.
[6] *Ottinger P. F., Goldstein S. A., Meger R. A.* // J. Appl. Phys. 1984. Vol. 56 (3). P. 774—784.
[7] *Manson R. J., Jones M. E., Grossmann J. M.* et al. // J. Appl. Phys. 1988. Vol. 64 (8). P. 4208—4211.
[8] *Гордеев А. В., Кингсеп А. С., Чукбар К. В.* и др. // Тез. докл. Междунар. совещания по физике и технике мощных прерывателей тока. Новосибирск, 1989. 96 с.
[9] *Александров А. Ф., Рухадзе А. А.* Физика сильноточных электроразрядных источников света. М.: Атомиздат, 1976. 184 с.

Институт гидродинамики
им. М. А. Лаврентьева
Новосибирск

Поступило в Редакцию
27 декабря 1989 г.
В окончательной редакции
31 января 1991 г.