ЭЛЕКТРОДИНАМИКА

Ф.Ф. МЕНДЕ
доктор техн. наук, директор
E-mail: mende_fedor@mail.ru
НИИ Криогенного приборостроения
Физико-технический институт низких температур им Б.И. Веркина НАН Украины
Харьков, Украина
А.С. ДУБРОВИН,
доктор техн. наук, акад. РАЕ, профессор
E-mail: asd_kiziltash@mail.ru
ФКОУ ВО Воронежский институт ФСИН России
г. Воронеж, Российская Федерация

ОСОБЫЕ СВОЙСТВА РЕАКТИВНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ И ПОТОКОВ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

Такие элементы как емкость и индуктивность названы реактивными по той причине, что, будучи подключенными к источникам переменного напряжения или тока, они не потребляют энергии. В действительности это не так. Такие их свойства имеют место только при бесконечно больших промежутках времени их подключения и таким источникам. В статье рассмотрены особые свойства реактивных элементов, которые указывают на то, что, будучи подключенными к источникам постоянного напряжения или тока, они потребляют от них энергию, представляя для таких источников активное сопротивление. Такие их свойства позволяют получить закон распространения в длинных линиях, подключенных к источнику постоянного напряжения, что нельзя сделать, используя для этого телеграфные уравнения. Показано, что пучки заряженных частиц могут быть потенциальными и кинетическим и определены критерии существования таких пучков.

Ключевые слова: реактивные элементы, емкость, индуктивность, длинная линия, пучки заряженных частиц.

F.F. MENDE
Doctor of Techn. Sciences, Director
Research institute for cryogenic instrument engineering B.I. Verkin Institute for Low Temperature Physics and Engineering NAS Ukraine
Kharkov, Ukraine
E-mail: mende_fedor@mail.ru
A.S. DUBROVIN,
Doctor of Techn. Sciences, Professor
E-mail: asd_kiziltash@mail.ru
FKOU VO Voronezh Institute of Russian Federal Penitentiary Service
Voronezh, Russian Federation

SPECIAL PROPERTIES OF REACTIVE ELEMENTS AND FLOWS OF THE CHARGED PARTICLES

Such elements as capacity and inductance are named reactive for that reason, that by those by, being connected to the sources of alternating voltage or current, they not energy input. But in actuality this not thus. Such properties occur only with the infinitely wide intervals of the time of their connection and to such sources. In the article are examined the special properties of the reactive elements, which indicate that by those by, being connected to the dc power supplies or current, they consume from them energy, presenting for such sources effective resistance. Such properties make it possible to obtain the law of propagation in the long lines, connected to the dc power supply, that it cannot be made, using for this telegraphic equations. Shown that the charged particle beams can be potential and by kinetic and are determined the criteria of existence of such beams.

Key words: reactive elements, capacity, inductance, long line, charged particle beams.

1. Введение

Такие элементы как емкость и индуктивность названы реактивными по той причине, что, будучи подключенными к источникам переменного напряжения или тока, они не потребляют энергии. В действительности это не так. Такие их свойства имеют место только при бесконечно больших промежутках времени их подключения и таким источникам. Если емкость подключить к сети переменного тока, а затем отключить ее от сети, то можно обнаружить, что емкость окажется заряженной. Если производить эту процедуру многократно, то можно обнаружить, что емкость будет заряжена до различных напряжений, амплитуда которого будет колебаться в пределах сетевого напряжения. Это связано с тем, что напряжение на емкости зависит от величины сетевого напряжения, которое имело место в момент отключение емкости от сети. Наличие остаточного напряжения на емкости указывает на то, что емкость отобрала у сети какое-то количество энергии. Ниже будут рассмотрены особые свойства реактивных элементов, которые указывают на то, что, будучи подключенными к источникам постоянного напряжения или тока, они потребляют от них энергию, представляя для таких источников активное сопротивление. Такие их свойства позволяют получить закон распространения в длинных линиях, подключенных к источнику постоянного напряжения, что нельзя сделать, используя для этих целей телеграфные уравнения.

Будет также показано, что пучки заряженных частиц могут быть потенциальными и кинетическим и будут определены критерии существования таких пучков.

2. Электроемкостная самоиндукция

К законам самоиндукции следует отнести те законы, которые описывают реакцию таких элементов радиотехнических цепей, как емкость, индуктивность и сопротивление при гальваническом подключении к ним источников тока или напряжения. Эти законы являются основой теории электрических цепей. Результаты этой теории могут быть перенесены и на электродинамику материальных сред, т.к. такие среды могут быть представлены в виде эквивалентных схем с использованием таких элементов [1].

Движение зарядов в какой-либо цепи, которые заставляют их менять свое местоположение или двигаться, связано с потреблением энергии от источников питания. Процессы взаимодействия источников питания с такими структурами регулируются законами самоиндукции.

Еще раз уточним само понятие самоиндукции. Под самоиндукцией будем понимать реакцию материальных структур с неизменными параметрами на подключение к ним источников напряжения или тока. К самоиндукции отнесем также тот случай, когда при наличии подключенного источника питания или накопленной в системе энергии могут меняться ее параметры. Такую самоиндукцию будем называть параметрической [2…4]. В дальнейшем будем использовать такие понятия, как генератор тока и генератор напряжения. Под идеальным генератором напряжения будем понимать такой источник, который обеспечивает на любой нагрузке заданное напряжение, внутреннее сопротивление у такого генератора равно нулю. Под идеальным генератором тока будем понимать такой источник, который обеспечивает в любой нагрузке заданный ток, внутреннее сопротивление у такого генератора равно бесконечности. Идеальных генераторов тока и напряжения в природе не существует, поскольку и генераторы тока, и генераторы напряжения имеют свое внутреннее сопротивление, которое и ограничивает их возможности.

Если к тому или другому элементу цепи подключить генератор тока или напряжения, то ответной реакцией такого элемента является противодействие изменению своего начального состояния, и это противодействие всегда равно приложенному действию, что соответствует третьему закону Ньютона.

Если в нашем распоряжении имеется емкость C, и эта емкость заряжена до разности потенциалов U, то заряд Q, накопленный в емкости, определяется соотношением:

$$Q_{C,U} = CU. \tag{2.1}$$

Заряд $Q_{C,U}$, зависящий от величины емкости конденсатора и от разности потенциалов на нем, будем называть еще потоком электрической самоиндукции. Когда речь идет об изменении заряда, определяемого соотношением (2.1), то эта величина может изменяться путем изменения разности потенциалов при постоянной емкости, или изменением самой емкости при постоянной разности потенциалов, или и того и другого параметра одновременно.

Если величина емкости или разности потенциалов на емкости зависят от времени, то величина тока определяется соотношением:

$$I = \frac{dQ_{C,U}}{dt} = C\frac{\partial U}{\partial t} + U\frac{\partial C}{\partial t}.$$

Это выражение определяет закон электрической самоиндукции. Таким образом, ток в цепи, содержащей конденсатор, можно получить двумя способами, изменяя напряжение на конденсаторе при постоянной его емкости или изменяя саму емкость при неизменном напряжении на конденсаторе, или производить изменение обоих параметров одновременно.

Для случая, когда емкость C_1 постоянна, получаем известное выражение для тока, текущего через емкость:

$$I = C_1 \frac{\partial U}{\partial t}. \qquad (2.2)$$

В том случае, если изменяется емкость, и на ней поддерживается неизменное напряжение U_1, имеем:

$$I = U_1 \frac{\partial C}{\partial t}. \qquad (2.3)$$

Этот случай относится к параметрической электрической самоиндукции, поскольку наличие тока связано с изменением такого параметра как емкость.

Рассмотрим следствия, вытекающие из соотношения (2.2).

Если к емкости подключить генератор постоянного тока I_0, то напряжение на ней будет изменяться по закону:

$$U = \frac{I_0 t}{C_1}. \qquad (2.4)$$

Таким образом, емкость, подключенная к источнику постоянного тока, представляет для него активное сопротивление [5, 6]

$$R = \frac{t}{C_1}, \qquad (2.5)$$

которое линейно зависит от времени.

С физической точки зрения это понятно, т.к., чтобы заряжать емкость, источник должен расходовать энергию.

Мощность, отдаваемая источником тока, определяется в данном случае соотношением

$$P(t) = \frac{I_0^2 t}{C_1}. \qquad (2.6)$$

Энергию, накопленную емкостью за время t, получим, проинтегрировав соотношение (2.6) по времени:

$$W_C = \frac{I_0^2 t^2}{2C_1}.$$

Подставляя сюда значение тока из соотношения (2.4), получаем зависимость величины накопленной в емкости энергии от текущего значения напряжения на ней:

$$W_C = \frac{1}{2} C_1 U^2.$$

Используя для рассмотренного случая понятие потока электрической индукции

$$\Phi_U = C_1 U = Q(U) \qquad (2.7)$$

и используя соотношение (2.2), получаем:

$$I_0 = \frac{d\Phi_U}{dt} = \frac{\partial Q(U)}{\partial t}, \qquad (2.8)$$

т.е., если к постоянной емкости подключить источник постоянного тока, то величина тока будет равна производной потока емкостной индукции по времени.

Теперь будем поддерживать на емкости постоянное напряжение U_1, а изменять саму емкость, тогда

$$I = U_1 \frac{\partial C}{\partial t}. \qquad (2.9)$$

Видно, что величина

$$R_C = \left(\frac{\partial C}{\partial t} \right)^{-1} \qquad (2.10)$$

играет роль активного сопротивления [5, 6]. Этот результат тоже физически понятен, т.к. при увеличении емкости увеличивается накопленная в ней энергия, и таким образом, емкость отбирает у источника напряжения энергию, представляя для него активную нагрузку. Мощность, расходуемая при этом источником, определяется соотношением:

$$P(t) = \frac{\partial C}{\partial t} U_1^2. \qquad (2.11)$$

Из соотношения (2.11) видно, что в зависимости от знака производной расходуемая мощность может иметь разные знаки. Когда производная положительная, расходуемая мощность идет на совершение внешней работы. Если производная отрицательная, то работу совершает внешний источник, заряжая емкость.

Опять, вводя понятие поток электрической индукции

$$\Phi_C = CU_1 = Q(C),$$

получаем

$$I = \frac{\partial \Phi_C}{\partial t}. \qquad (2.12)$$

Соотношения (2.8) и (2.12) указывают на то, что независимо от того, каким способом изменяется поток, его производная по времени всегда равна току.

Рассмотрим еще один процесс, который ранее к законам индукции не относили, однако, он подпадает под наше расширенное определение этого понятия. Из соотношения (2.7) видно, что если поток, т.е. заряд, оставить неизменным (будем называть этот режим режимом замороженного электрического потока), то напряжение на емкости можно изменять путем ее изменения. В этом случае будет выполняться соотношение:

$$CU = C_0 U_0 = \text{const},$$

где C и U – текущие значения, а C_0 и U_0 – начальные значения этих параметров, имеющие место при отключении от емкости источника питания.

Напряжение на емкости и энергия, накопленная в ней, будут при этом определяться соотношениями:

$$U = \frac{C_0 U_0}{C}, \tag{2.13}$$

$$W_C = \frac{1}{2}\,\frac{\left(C_0 U_0\right)^2}{C}.$$

Естественно, что данный процесс самоиндукции может быть связан только с изменением самой емкости, и поэтому он подпадает под определение параметрической самоиндукции.

Таким образом, имеются три соотношения (2.8), (2.12) и (2.13), которые определяют процессы электрической самоиндукции. Будем называть их правилами электрического потока. Соотношение (2.8) определяет электрическую самоиндукцию, при которой отсутствуют изменения емкости, и поэтому эта самоиндукция может быть названа просто электрической самоиндукцией. Соотношения (2.3) и (2.9)…(2.11) предполагают наличие изменений емкости, поэтому процессы, соответствующие этими соотношениями, будем называть электрической параметрической самоиндукцией.

3. Индуктивнотоковая самоиндукция

Перейдем теперь к рассмотрению процессов, происходящих в индуктивности. Введем понятие потока токовой самоиндукции

$$\Phi_{L,I} = LI.$$

Если индуктивность закорочена, и выполнена из материала, не имеющего активного сопротивления, например, из сверхпроводника, то

$$\Phi_{L,I} = L_1 I_1 = \text{const},$$

где L_1 и I_1 – какие-то начальные значения этих параметров, которые имеются в момент короткого замыкания индуктивности при наличии в ней тока. Этот режим будем называть режимом замороженного потока [7]. При этом выполняется соотношение:

$$I = \frac{I_1 L_1}{L}, \tag{3.1}$$

где I и L – текущие значения соответствующих параметров.

В рассмотренном режиме поток токовой индукции остается неизменным, однако, в связи с тем, что ток в индуктивности может изменяться при ее изменении, такой процесс подпадает под определение параметрической самоиндукции. Энергия, накопленная в индуктивности, при этом будет определяться соотношением

$$W_L = \frac{1}{2}\frac{\left(L_1 I_1\right)^2}{L} = \frac{1}{2}\frac{(\text{const})^2}{L}.$$

Напряжение на индуктивности равно производной потока токовой индукции по времени:

$$U = \frac{d\Phi_{L,I}}{dt} = L\frac{\partial I}{\partial t} + I\frac{\partial L}{\partial t}.$$

Рассмотрим случай, когда индуктивность L_1 постоянна, тогда

$$U = L_1\frac{\partial I}{\partial t}. \tag{3.2}$$

Обозначая $\Phi_I = L_1 I$, получаем $U = \frac{d\Phi_I}{dt}$. Проинтегрировав выражение (3.2) по времени, получим:

$$I = \frac{Ut}{L_1}. \tag{3.3}$$

Таким образом, индуктивность, подключенная к источнику постоянного напряжения, представляет для него активное сопротивление [5…7]

$$R = \frac{L_1}{t}, \tag{3.4}$$

которое уменьшается обратно пропорционально времени.

Мощность, расходуемая при этом источником питания, определится соотношением:

$$P(t) = \frac{U^2 t}{L_1}. \tag{3.5}$$

Эта мощность линейно зависит от времени. Проинтегрировав соотношение (3.5) по времени, получим энергию, накопленную в индуктивности:

$$W_L = \frac{1}{2}\frac{U^2 t^2}{L_1}. \tag{3.6}$$

Подставив в выражение (3.6) значение напряжения из соотношения (3.3), получаем:

$$W_L = \frac{1}{2} L_1 I^2.$$

Эта энергия может быть возвращена из индуктивности во внешнюю цепь, если индуктивность отключить от источника питания и подключить к ней активное сопротивление.

Теперь рассмотрим случай, когда ток I_1, протекающий через индуктивность, постоянен, а сама индуктивность может изменяться. В этом случае получаем соотношение

$$U = I_1\frac{\partial L}{\partial t}. \tag{3.7}$$

Таким образом, величина

$$R(t) = \frac{\partial L}{\partial t}. \tag{3.8}$$

играет роль активного сопротивления. Как и в случае электрического потока, активное сопротивление может быть (в зависимости от знака производной), как положительным, так и отрицательным. Это означает, что индуктивность может, как получать энергию извне, так и отдавать ее во внешние цепи.

Вводя обозначение $\Phi_L = LI_1$ и, учитывая (3.7), получаем:

$$U = \frac{d\Phi_L}{dt}. \qquad (3.9)$$

Соотношения (3.1), (3.6) и (3.9) будем называть правилами токовой самоиндукции, или правилами потока токовой самоиндукции. Из соотношений (3.6) и (3.9) видно, что, как и в случае с электрическим потоком, способ изменения токового потока не влияет на конечный результат, и его производная по времени всегда равна приложенной разности потенциалов. Соотношение (3.6) определяет токовую самоиндукцию, при которой отсутствуют изменения индуктивности, и поэтому она может быть названа просто токовой самоиндукцией. Соотношения (3.7), (3.8) предполагают наличие изменений индуктивности, поэтому процессы, описываемые этими соотношениями, будем называть токовой параметрической самоиндукцией.

4. Новый способ получения волнового уравнения, потенциальные и кинетические потоки зарядов

Процессы, рассмотренные в двух предыдущих параграфах, касаются цепей с сосредоточенными параметрами, когда распределение разностей потенциалов и токов в рассмотренных элементах можно считать однородным. Однако имеются цепи, например, длинные линии, в которых разности потенциалов и токи не являются пространственно-однородными. Эти процессы описываются волновыми уравнениями, которые могут быть получены из уравнений Максвелла или при помощи телеграфных уравнений, но физика самого явления нам не ясна [6, 7].

Будем считать, что погонная (приходящаяся на единицу длины) емкость и индуктивность такой линии составляют соответственно C_0 и L_0. Если к такой линии подключить источник постоянного напряжения U_1, то его фронт будет распространяться в линии с какой-то скоростью v, и текущая координата этого фронта определится соотношением $z = vt$. При этом суммарная величина заряженной емкости и величина суммарной индуктивности, по которой протекает ток, отсчитываемые от начала линии до места нахождения фронта напряжения, будут изменяться по закону [6]:

$$C(t) = zC_0 = vt\ C_0,$$

$$L(t) = zL_0 = vt\ L_0.$$

Источник напряжения U_1 будет при этом заряжать увеличивающуюся емкость линии, для чего от источника к заряжаемой линии в соответствии с соотношением (2.9) должен течь ток:

$$I_1 = U_1 \frac{\partial C(t)}{\partial t} = vU_1C_0. \qquad (4.1)$$

Этот ток будет течь через проводники линии, обладающие индуктивностью. Но, поскольку индуктивность линии в связи с движением фронта напряжения, тоже увеличивается, то в соответствии с соотношением (3.7), на ней будет наблюдаться падение напряжения:

$$U = I_1 \frac{\partial L(t)}{\partial t} = vI_1L_0 = v^2U_1C_0L_0.$$

Но падение напряжения на проводниках линии по абсолютной величине равно напряжению, приложенному к ее входу, поэтому в последнем выражении следует положить $U = U_1$. С учетом этого сразу находим, что скорость движения фронта напряжения при заданных погонных параметрах и при наличии на входе линии постоянного напряжения U_1 должна составлять

$$v = \frac{1}{\sqrt{L_0C_0}}. \qquad (4.2)$$

Это выражение соответствует скорости распространения электротоковых колебаний в самой линии. Следовательно, если к бесконечно длинной линии подключить источник напряжения, то в ней будет иметь место саморасширение электрических полей и токов, заполняющих линию энергией, и скорость фронта постоянного напряжения и тока будет равна скорости распространения электромагнитных колебаний в такой линии. Такую волну будем называть электротоковой. Интересно отметить, что полученный результат не зависит от вида функции U, т.е. к линии может быть подключен как источник постоянного напряжения, так и источник, напряжение которого меняется по любому закону. Во всех этих случаях величина локального значения напряжения на входе линии будет распространяться вдоль нее со скоростью описываемой соотношением (4.2). Этот результат мог быть до сих пор получен только путем решения волнового уравнения, но в данном случае он указывает на физическую причину такого распространения, и дает физическую картину самого процесса. Он показывает, что сам процесс распространения связан с энергетическими процессами заполнения линии электрической и токовой энергией. Этот процесс происходит таким образом, что фронт волны, распространяясь со скоростью v, оставляет за собой линию, заряженную до разности потенциалов U_1, что соответствует заполнению линии электростатической энергией электрического поля. На участке же линии от источника напряжения и до фронта волны течет ток I_1, что соответствует заполнению линии на этом участке энергией, которая связана с движением зарядов по проводникам линии, обладающих индуктивностью.

Величину тока в линии можно получить, подставив значения скорости распространения фронта волны, определяемого соотношением (4.2), в соотношение (4.1). Сделав эту подстановку, получим

$$I_1 = U_1\sqrt{\frac{C_0}{L_0}},$$

где $Z = \sqrt{\frac{L_0}{C_0}}$ – волновое сопротивление линии.

В данном случае

$$U_1 = I\ \frac{\partial L}{\partial t} = \frac{d\Phi_L}{dt}.$$

Так точно

$$I_1 = U_1\frac{\partial C}{\partial t} = \frac{d\Phi_C}{dt}.$$

Видно, что правила потока и для электрической, и для токовой самоиндукции соблюдаются и в этом случае.

Таким образом, процессы распространения разности потенциалов вдоль проводников длинной линии и постоянного тока в ней являются связанными и взаимно дополняющими друг друга, и существовать друг без друга не могут. Такой процесс можно называть электротоковой самопроизвольной параметрической самоиндукцией. Такое название связано с тем, что расширение потоков происходят самопроизвольно и характеризует скорость процесса заполнения линии энергией. Из выше изложенного становится понятной связь между энергетическими процессами и скоростью распространения фронтов волны в длинных линиях. Поскольку при излучении электромагнитных волн свободное пространство тоже является передающей линией, то подобные законы должны характеризовать и распространение в таком пространстве.

Что будет, например, в том случае, если в качестве одного из проводников длинной линии взять спираль, или как это принято называть, длинный соленоид. Очевидно, в этом случае скорость распространения фронта напряжения в такой линии уменьшится, поскольку погонная индуктивность линии увеличится. При этом такому распространению будет сопутствовать процесс распространения не только внешних, по отношению к соленоиду полей и токов, но и процесс распространения магнитного потока внутри самого соленоида и скорость распространения такого потока будет равна скорости распространения электромагнитной волны в самой линии.

Зная ток и напряжение в линии, можно вычислить удельную энергию, заключенную в погонной емкости и индуктивности линии. Эти энергии будут определяться соотношениями:

$$W_C = \frac{1}{2}C_0U_1^2, \tag{4.3}$$

$$W_L = \frac{1}{2}L_0I_1^2. \tag{4.4}$$

Нетрудно видеть, что $W_C = W_L$.

Теперь обсудим вопрос о длительности фронта электротоковой волны и о том, какое пространство этот фронт будет занимать в самой линии. Ответ на первый вопрос определяется свойствами самого источника напряжения, т.к. локальная производная $\frac{\partial U}{\partial t}$ на входе линии зависит от переходных процессов в самом источнике и в том устройстве, при помощи которого такой источник подключается к линии. Если процесс установления напряжения на входе линии будет длиться какое-то время Δt, то в линии он займет участок длиной $v\Delta t$. Если к линии приложить напряжение, меняющееся со временем по закону $U(t)$, то это же значение функции будет наблюдаться в любой точке линии на расстоянии z от ее начала с запаздыванием $t = \frac{z}{v}$. Таким образом, функция

$$U(t,z) = U\left(t - \frac{z}{v}\right) \tag{4.5}$$

может быть названа функцией распространения, т.к. она устанавливает связь между локальными временными и пространственными значениями функции в линии. Длинная линия является устройством, которое локальные производные напряжения по времени на входе линии превращает в пространственные производные в самой линии. На основании функции распространения (4.5) можно установить связь между локальными и пространственными производными в длинной линии. Очевидно, что

$$\frac{\partial U(z)}{\partial z} = \frac{1}{v}\ \frac{\partial U(t)}{\partial t}.$$

Важно отметить, что сам процесс распространения в данном случае обязан естественному саморасширению электрического поля и тока в линии, и он подчиняется правилам параметрической самоиндукции. Во-вторых, для решения волновых уравнений длинных линий

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} &= \frac{1}{v^2}\ \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} \\ \frac{\partial^2 I}{\partial z^2} &= \frac{1}{v^2}\ \frac{\partial^2 I}{\partial t^2}, \end{aligned} \tag{4.6}$$

полученных из телеграфных уравнений

$$\frac{\partial U}{\partial z} = -L\ \frac{\partial I}{\partial t}$$
$$\frac{\partial I}{\partial z} = -C\ \frac{\partial U}{\partial t},$$
требуется знание вторых производных напряжений и токов.

Но как быть, если на вход линии подается напряжение, у которого вторая производная равна нулю (случай, когда напряжение источника меняется по линейному закону)? Ответа на этот вопрос уравнения (4.6) не дают. Используемый метод дает ответ и на этот вопрос.

При рассмотрении процессов в длинной линии фигурировали такие понятия, как погонная емкость и индуктивность, а также токи и напряжения в линии. Однако в электродинамике, основанной на уравнениях Максвелла, нет таких понятий, как емкость и индуктивность, а есть понятия электрической и магнитной проницаемости среды. В проведенном рассмотрении также отсутствовали такие понятия, как электрические и магнитные поля. Покажем, как перейти от таких категорий, как «погонная индуктивность и емкость», «ток» и «напряжение» в линии к таким понятиям, как «диэлектрическая и магнитная проницаемость», а также «электрическое и магнитное поле». Для этого возьмем простейшую конструкцию линии, расположенную в вакууме, как показано на рисунке 1.

Будем считать, что $b >> a$ и краевые эффекты можно не учитывать. Тогда между погонными параметрами линии и магнитной и диэлектрической проницаемостями будет существовать следующая связь:

$$L_0 = \mu_0 \frac{a}{b}, \tag{4.7}$$

$$C_0 = \varepsilon_0 \frac{b}{a}, \tag{4.8}$$

где μ_0 и ε_0 – магнитная и диэлектрическая проницаемость вакуума.

Фазовая скорость в такой линии будет определяться соотношением:

$$v = \frac{1}{\sqrt{L_0 C_0}} = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \varepsilon_0}} = c,$$

где c – скорость распространения света в вакууме.

Волновое сопротивление рассмотренной линии будет равно:

$$Z = \frac{a}{b}\sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} = \frac{a}{b} Z_0,$$

где $Z_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}}$ – волновое сопротивление свободного пространства.

Кроме этого, при соблюдении условия $a = b$ получаем равенство $L_0 = \mu_0$. Это означает, что магнитная проницаемость μ_0 играет роль продольной удельной индуктивности вакуума. В этом случае соблюдается также равенство $C_0 = \varepsilon_0$. Это означает, что диэлектрическая проницаемость ε_0 играет роль поперечной удельной емкости вакуума. В такой интерпретации и μ_0, и ε_0 приобретают ясный физический смысл и, так же как в длинной линии, обеспечивают процесс распространения электромагнитной волны в свободном пространстве.

Рассмотрение электромагнитной волны в длинной линии можно рассматривать как заполнение пространства, находящегося между ее проводниками, особым видом материи, которую представляют электрические и магнитные поля. Математически можно считать, что эти поля сами обладают удельной энергией и при их помощи можно передавать энергию по линиям передач. Если же рассматривать процессы, протекающие при излучении электромагнитных волн при помощи какой-либо антенны, то его можно рассматривать также как заполнение свободного пространства этим видом материи. Однако геометрический вид полей и токов в этом случае будет сложнее, поскольку всегда будут присутствовать как поперечные, так и продольные составляющие полей. Такой подход исключает необходимость применения для описания распространения электромагнитных волн такой субстанции, как эфир.

Если к рассмотренной линии бесконечной длины или линии, нагруженной волновым сопротивлением, подключить источник постоянного напряжения U, то напряженность поля в линии составит:

$$E_y = \frac{U}{a},$$

а ток, текущий в линию от источника питания, будет определяться соотношением:

$$I = \frac{U}{Z} = \frac{aE_y}{Z}. \tag{4.9}$$

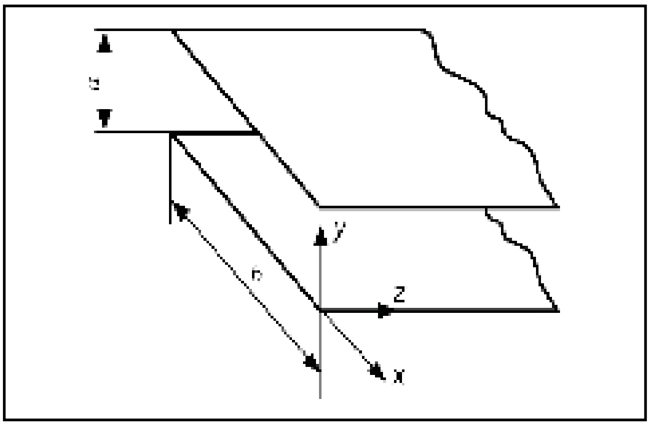

Рис. 1. Двухпроводная линия, состоящая из двух проводящих параллельных пластин

Магнитное поле в линии будет равно удельному току, протекающему в линии

$$H_x = \frac{I}{b} = \frac{aE_y}{bZ}.$$

Подставляя сюда значение Z, получаем

$$H_x = \frac{E_y}{Z_0}. \quad (4.10)$$

Такая же связь между электрическим и магнитным полем существует и для случая поперечных электромагнитных волн, распространяющихся в свободном пространстве.

Сравнивая выражения для энергий, нетрудно видеть, что удельные энергии могут быть выражены через электрические и магнитные поля

$$\frac{1}{2}\mu_0 H_x^{\ 2} = \frac{1}{2}\varepsilon_0 E_y^{\ 2}. \quad (4.11)$$

Это означает, что удельная энергия, накопленная в магнитном и электрическом поле в такой линии, одинакова. Если значения этих энергий умножить на объемы, занимаемые полями, то полученные величины совпадают с выражениями (4.3), (4.4).

Таким образом, приходим к выводу, что в рассмотренной линии распространяются такие же поперечные плоские волны, как и в свободном пространстве. Причем этот вывод получен не путем решения уравнений Максвелла, а путем рассмотрения динамических процессов, которые отнесены к разряду параметрической самоиндукции. Особенностью такой линии будет то, что в ней, в отличие от свободного пространства, могут распространяться постоянные магнитные и электрические поля, а этот случай не может быть рассмотрен путем решения уравнений Максвелла.

Следовательно, условно можно считать, что длинная линия является устройством, которое при подключении к ней источника постоянного напряжения заполняется двумя видами энергии: электрической и магнитной. Удельные плотности этих энергий равны, а поскольку и электрическая и магнитная энергии заполняют одинаковые объемы, то и общая энергия, накопленная в этих полях одинакова. Особенностью данной линии является то, что при протекании в линии постоянного тока распределение электрического и магнитного полей в ней является однородным. Нетрудно показать, что сила, действующая на проводники такой линии, равна нулю. Это следует из соотношения (4.11), в котором его правая и левая части представляют удельные силы, приложенные к плоскостям линии. Но электрическая и магнитная силы имеют разные знаки, поэтому они компенсируют друг друга. Этот вывод касается и передающих линий любой другой конфигурации.

Если к линии приложить напряжение, меняющееся со временем по любому закону $U(t) = aE_y(t)$, то, по аналогии с (13.5), можно записать:

$$E_y(z) = E_y\left(t - \frac{z}{c}\right). \quad (4.12)$$

Аналогичное соотношение будет и для магнитных полей.

Очевидно, что произведение $I(t)U(t)$ представляет мощность P, передаваемую через поперечное сечение линии в направлении z. Если в этом соотношении ток и напряжение заменить через напряженности магнитного и электрического полей, то получим $P = abE_yH_x$. Произведение E_yH_x представляет абсолютную величину вектора Пойнтинга, представляющего удельную мощность, передаваемую через поперечное сечение линии единичной площади. Конечно, все это можно записать и в векторной форме.

Таким образом, все выводы, полученные на основании рассмотрения процессов в длинной линии двумя методами, совпадают. Поэтому и в дальнейшем, не рискуя допустить ошибки принципиального характера, можно для описания процессов в длинных линиях с успехом пользоваться такими параметрами, как распределенная индуктивность и емкость. Конечно, при этом следует понимать, что C_0 и L_0 – это некоторые интегральные характеристики, не учитывающие структуру полей. Следует отметить, что, с практической точки зрения, применение параметров C_0 и L_0 имеет важное значение, т.к. могут быть приближенно решены задачи, которые при помощи уравнений Максвелла решить нельзя. Это, например, случай, когда проводниками передающей линии являются спирали.

Важность полученных результатов заключается в том, что можно, не прибегая к уравнениям Максвелла, решать задачи распространения. Также показано, что в длинных линиях и в свободном пространстве электромагнитные процессы распространяются с конечной скоростью.

Указанные закономерности распространяются на все виды передающих линий. Для различного типа линий погонные параметры зависят от их размеров. Для примера рассмотрим коаксиальную линию, у которой погонная емкость и индуктивность дается следующими соотношениями:

$$C_0 = \frac{2\pi\varepsilon_0}{\ln\left(\frac{D}{d}\right)} \qquad L_0 = \frac{\mu_0}{2\pi}\ln\left(\frac{D}{d}\right),$$

где D и d – внутренний диаметр цилиндрической части коаксиала и наружный диаметр центрального провода соответственно. Вводимые погонные параметры можно назвать полевыми, поскольку речь идет о той энергии, которая запасена в электрических и магнитных полях. Однако при таком подходе не учитывается то обстоятельство, что кроме полевой индуктивности существует еще и кинетическая индуктивность, которая обязана кинетической энергии движущихся зарядов. В реальных линиях передачи кинетическая индуктивность не учитывается по той причине, что ввиду очень большой плотности носителей тока в проводниках их скорость мала и поэтому полевая индуктивность всегда значительно больше, чем кинетическая.

При токе I, текущем по центральному проводнику коаксиальной линии, энергия, накопленная в удельной индуктивности, и погонная индуктивность связаны соотношением

$$W_L = \frac{1}{2}L_0 I^2 = \frac{\mu_0}{4\pi}\ln\left(\frac{D}{d}\right)I^2.$$

Будем считать, что ток равномерно распределен по сечению центрального проводника. Тогда кинетическая энергия зарядов в проводнике единичной длины составит

$$W_k = \frac{\pi d^2 n m v^2}{8},$$

где n, m, v – плотность электронов, их масса и скорость соответственно.

Если учесть, что $I = \frac{nev\pi d^2}{4}$, то можно записать

$$W_L = \frac{1}{2}L_0 I^2 = \frac{\mu_0}{4\pi}\ln\left(\frac{D}{d}\right)\frac{n^2 e^2 v^2 \pi^2 d^4}{16}.$$

Из этих соотношений получаем, что случаю, когда

$$W_k \geq W_L,$$

соответствует условие

$$\frac{m}{ne^2} \geq \frac{\mu_0}{8}\ln\left(\frac{D}{d}\right)d^2,$$

где $L_k = \frac{m}{ne^2}$ – удельная кинетическая индуктивность зарядов.

Отсюда находим, что для кинетических пучков необходимо выполнение условия

$$n \leq \frac{8m}{d^2 e^2 \mu_0}.$$

Таким образом, чтобы поток был кинетическим, необходимо, чтобы удельная кинетическая индуктивность превышала погонную индуктивность, что выполняется при соблюдении приведенного условия. Из этого соотношения можно оценить, какая плотность электронов в потоке соответствует этому случая.

Рассмотрим конкретный пример: d = 1 мм, $\ln\left(\frac{D}{d}\right) = 2,$ тогда для плотности электронов в пучке должно выполняться условие

$$n \leq \frac{8m}{e^2 \mu_0 \ln\left(\frac{D}{d}\right) d^2} \approx 10^{20}\,\frac{1}{\text{м}^3}.$$

Такие плотности характерны электронным пучкам, и они значительно ниже, чем плотность электронов в проводниках. Поэтому электронные пучки следует отнести к кинетическим потокам, в то время как электронные токи в проводниках относятся к потенциальным потокам. Поэтому для расчета энергии, переносимой электромагнитными полями, пользуются вектором Пойнтинга, а для расчета энергии, переносимой электронными пучками, используют кинетическую энергию отдельных зарядов. Это тем более правильно, когда речь идет о расчете энергии, переносимой ионными пучками, т.к. масса ионов во много раз превышает массу электронов.

Таким образом, причисление потоков зарядов к тому или другому виду зависит не только от плотности и диаметра самого пучка, но и от диаметра той проводящей трубки, в которой он распространяется. Очевидно, что в случае потенциального пучка, его фронт не может распространяться со скоростью, превышающей скорость света. Казалось бы, что для чисто кинетических пучков таких ограничений нет. Четкого ответа на этот вопрос пока нет. Массу электрона обычно связывают с его электрическими полями, и если при помощи внешней проводящей трубки начать ограничивать эти поля, то и масса электрона начнет уменьшаться, но уменьшение массы приведет к уменьшению кинетической индуктивности, и пучок начнет терять свои кинетические свойства. И только в том случае, если часть массы электрона не имеет электрического происхождения, есть надежда организовать чисто кинетический пучок электронов, скорость которого может превышать скорость света. Если взять пучок протонов, то картина будет та же. Но вот, если взять, например, ядра дейтерия, имеющие в своем составе нейтрон, у которого масса имеется, а электрических полей нет, то при помощи таких ядер можно организовать чисто кинетические пучки, и можно рассчитывать на то, что такие пучки можно разогнать до скоростей, больших скорости света. Если выпустить такой пучок из ограничивающей трубки в свободное пространство, т.е. попытаться превратить его из кинетического в потенциальный, то может быть получено черенковское излучение типа того, которое имеет место при его попадании в среду, где фазовая скорость электромагнитной волны меньше скорости электронного пучка.

4. Заключение

Такие элементы как емкость и индуктивность названы реактивными по той причине, что, будучи подключенными к источникам переменного напряжения или тока, они не потребляют энергии. В действительности это не так. Такие их свойства имеют место только при бесконечно больших промежутках времени их подключения и таким источникам. Если емкость подключить к сети переменного тока, а затем отключить ее от сети, то можно обнаружить, что емкость окажется заряженной. Если производить эту процедуру многократно, то можно обнаружить, что емкость будет заряжена до различных напряжений, амплитуда которого будет колебаться в пределах сетевого напряжения. Это связано с тем, что напряжение на емкости зависит от величины сетевого напряжения, которое имело место в момент отключение емкости от сети. Наличие остаточного напряжения на емкости указывает на то, что емкость отобрала у сети какое-то количество энергии. В статье рассмотрены особые свойства реактивных элементов, которые указывают на то, что, будучи подключенными к источникам постоянного напряжения или тока, они потребляют от них энергию, представляя для таких источников активное сопротивление. Такие их свойства позволяют получить закон распространения в длинных линиях, подключенных к источнику постоянного напряжения, что нельзя сделать, используя для этих целей телеграфные уравнения.

Показано также, что пучки заряженных частиц могут быть потенциальными и кинетическим и определены критерии существования таких пучков, которые указывают на то, что скорость кинетических пучков при определенных условиях может превысить скорость света.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ (REFERENCES)

1. Рамо С., Уиннери Дж. *Поля и волны в современной радиотехнике.* ОГИЗ: 1948 [Ramo S., Uinneri Dzh. *Fields and Waves in modern radio technology.* Publishing House «OGIZ», 1948] (in Russian)
2. Менде Ф.Ф. *Существуют ли ошибки в современной физике.* Харьков: Константа, 2003 [Mende F.F. Are there errors in modern physics. Kharkov: Publishing House «Konstanta», 2003] (in Russian).
3. Менде Ф.Ф. *Великие заблуждения и ошибки физиков XIX-XX столетий. Революция в современной физике.* Харьков, НТМТ, 2010 [Mende F.F. The great confusion and error physicists XIX–XX centuries. The revolution in modern physics. Kharkov: Publishing House «NTMT», 2010] (in Russian).
4. Mende F.F. Kinetic Induktance Charges and its Role in Classical Electrodynamics. Global Journal of Researches in Engineering. *J General Engineering.* 2014. Vol. 3. No. 5. Pp. 51…54. URL: http://www.engineeringresearch.org/index.php/GJRE/article/view/1260
5. Mende F.F. New Properties of Reactive Elements and the Problem of Propagation of Electrical Signals in Long Lines. *American Journal of Electrical and Electronic Engineering.* 2014. Vol. 2. No. 5. Pp. 141…145. URL: http://pubs.sciepub.com/ajeee/2/5/1
6. Mende F.F. Induction and Parametric Properties of Radio-Technical Elements and Lines and Property of Charges and Their Flows. *AASCIT Journal of Physics*. 2015. Vol. 1. No. 3. Pp. 124…134. URL: http://www.aascit.org/journal/archive2?journalId=977&paperId=2144
7. Mende F.F. Great misconceptions and errors physicists XIX–XX centuries. Revolution in modern physics, Kharkov NTMT.

Сведения об авторах

Менде Федор Федорович, *доктор техн. наук, директор*
E-mail: mende_fedor@mail.ru
НИИ Криогенного приборостроения
Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины
61103, Украина, Харьков, пр. Ленина, 47
Дубровин Анатолий Станиславович, *доктор техн. наук, акад. Российской Академии Естествознания, профессор факультета внебюджетного образования, закреплённый за кафедрой информационной безопасности телекоммуникационных систем ФКОУ ВО Воронежский институт ФСИН России*
394072, г. Воронеж, Российская Федерация, ул. Иркутская 1-а.
E-mail: asd_kiziltash@mail.ru

Information about authors

Mende Fedor F., *Doctor of Techn. Sciences, Director*
E-mail: mende_fedor@mail.ru
Research institute for cryogenic instrument engineering
B.I. Verkin Institute for Low Temperature Physics and Engineering NAS Ukraine
61103, Kharkov, Ukraine, Lenin Ave., 47
Dubrovin Anatoliy S., *Doctor of Techn. Sciences, Professor*
FKOU VO Voronezh Institute of Russian Federal Penitentiary Service
394072, Voronezh, Russian Federation, Irkutskaya str., 1-a.
E-mail: asd_kiziltash@mail.ru