Кинетическая ёмкость.

Ф. Ф. Менде

Введение.

Все привыкли думать, что любое механическое движение всегда является инерционным и не может мгновенно прекратиться после снятия силы его побуждающей. Однако это не так. Прецессионное движение волчка, осуществляющего прецессионное движение в поле силы тяжести, является безинерционным и мгновенно прекращается в случае утраты опоры его оси. В этом легко убедиться, быстро убрав из под волчка его опору. При своём свободном падении волчек продолжает вращаться, однако его ось прекращает прецессию и остаётся в том положении, в котором находилась в момент потери опоры.

В электродинамике инерционные свойства заряда сопоставляют с его кинетической индуктивностью. Однако известно, что в магнитном поле атомы или молекулы, имеющие магнитный момент, тоже осуществляют прецессионное движение, которое является безинерционным и мгновенно прекращается при снятии магнитного поля. И если инерционные свойства зарядов описываются их кинетической индуктивностью, то возникает вопрос, какими параметрами описывается безинерционное прецессионное движение магнитных моментов в магнитном поле.

Кинетическая емкость.

Второе уравнение Максвелла для проводящих сред имеет вид:

$$\vec{j}_{\Sigma} = rot\vec{H} \quad = \sigma_E \vec{E} + \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \frac{1}{L_k}\int \vec{E}dt, \tag{1}$$

где σ_E - проводимость, ε_0 - диэлектрическая проницаемость вакуума, L_k - кинетическая индуктивность свободных зарядов.

Уравнение (1) даёт суммарную плотность тока в проводящей среде. Первое слагаемое правой части представляет резистивный ток, второе – ток смещение и третье слагаемое представляет ток проводимости.

В то же время, первое уравнение Максвелла записывается следующим образом:

$$rot\vec{E} = -\mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}, \tag{2}$$

где μ - магнитная проницаемость среды. Видно, что уравнения (1) и (2) несимметричны.

Несколько улучшить симметрию этих уравнений можно введя в уравнение (2) член линейный по магнитному полю, учитывающий тепловые потери в магнетиках в переменных полях:

$$rot\vec{E} = -\sigma_H \vec{H} - \mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}, \tag{3}$$

где σ_H - проводимость магнитных токов. Но вот интеграла такого типа, который имеется в правой части уравнения (1), в данном уравнении нет. В то же время нам известно, что атом, обладающий магнитным моментом $\vec{m}$, помещённый в магнитное поле, и осуществляющий в нём прецессионное движение, имеет потенциальную энергию $U_m = -\mu \vec{m}\vec{H}$. Поэтому потенциальная энергия может накапливаться не только в электрических полях, а и в прецессионном движении магнитных моментов, которое не обладает инерцией. Аналогичный случай имеется и в механике, когда гироскоп, прецессирующий в поле внешних сил, накапливает потенциальную энергию. По определению механическое прецессионное движение также является безинерционным и сразу же прекращается после снятия внешних сил. Например, если из под прецессирующего волчка, вращающегося в поле земного тяготения, быстро убрать опору, то он начнёт падать, сохраняя в пространстве то направление своей оси, которое было в момент, когда была убрана опора. Такая же ситуация имеет место и для случая прецессирующего магнитного момента. Его прецессия является безинерционной и прекращается в момент снятия магнитного поля.

С учётом сказанного можно ожидать, что при описании прецессионного движения магнитного момента во внешнем магнитном поле в правой части соотношения (3) может появиться слагаемое того же типа, что и в соотношении (1). Только вместо L_k будет стоять C_k, т.е. кинетическая ёмкость, характеризующая ту потенциальную энергию, которую имеет прецессирующий магнитный момент в магнитном поле:

$$rot\vec{E} = -\sigma_H \vec{H} - \mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} - \frac{1}{C_k} \int \vec{H} dt. \tag{4}$$

Впервые такое представление первого уравнения Максвелла с учётом кинетической ёмкости было дано в работе [1].

Посмотрим, может ли реализоваться такой случай на практике, и что из себя представляет кинетическая ёмкость. Резонансные процессы в плазме и диэлектриках характеризуются тем, что в процессе колебаний происходит попеременное преобразование электростатической энергии в кинетическую энергию движения зарядов и наоборот. Такой процесс может быть назван электрокинетическим и все устройства: лазеры, мазеры, фильтры и т.д., которые используют этот процесс, могут быть названы электрокинетическими. Нараяду с этим существует и другой тип резонанса – магнитный. Если пользоваться существующими представлениями о зависимости магнитной проницаемости от частоты, то не трудно показать, что такая зависимость связана с наличием магнитного резонанса. Чтобы показать это, рассмотрим конкретный пример ферромагнитного резонанса. Если намагнитить феррит, приложив постоянное поле H_0 параллельно оси z, то по отношению к внешнему переменному полю среда будет выступать как анизотропный магнетик с комплексной проницаемостью в виде тензора [2]

$$\mu = \begin{pmatrix} \mu_T*(\omega) & -i\,\alpha & 0 \\ i\,\alpha & \mu_T*(\omega) & 0 \\ 0 & 0 & \mu_L \end{pmatrix},$$

где

$$\mu_T*(\omega) = 1 - \frac{\Omega\ |\gamma|\ M_0}{\mu_0(\omega^2 - \Omega^2)}, \qquad \alpha = \frac{\omega\ |\gamma|\ M_0}{\mu_0(\omega^2 - \Omega^2)}, \qquad \mu_L = 1,$$

причем

$$\Omega = |\gamma|\, H_0 \tag{4}$$

есть собственная частота прецессии, а

$$M_0 = \mu_0(\mu - 1)H_0 \tag{5}$$

есть намагниченность среды. Учитывая (4) и (5) для $\mu_T*(\omega)$, можно записать

$$\mu_T*(\omega) = 1 - \frac{\Omega^2(\mu - 1)}{\omega^2 - \Omega^2}. \tag{6}$$

Получилось, что магнитная проницаемость магнетика зависит от частоты, и могут возникнуть подозрения, что, как и в случае с плазмой, здесь есть какой-то подвох.

Если считать, что электромагнитная волна распространяется вдоль оси x и имеются компоненты полей H_y и H_z, то первое уравнение Максвелла примет вид:

$$rot\ \vec{E} = \frac{\partial\ \vec{E}_Z}{\partial\ x} = \mu_0\mu_T \frac{\partial\ \vec{H}_y}{\partial\ t}.$$

Учитывая (6), получим

$$rot\ \vec{E} = \mu_0\left[1 - \frac{\Omega^2(\mu - 1)}{\omega^2 - \Omega^2}\right]\frac{\partial\ \vec{H}_y}{\partial\ t}.$$

Для случая $\omega >> \Omega$ имеем

$$rot\ \vec{E} = \mu_0\left[1 - \frac{\Omega^2(\mu - 1)}{\omega^2}\right]\frac{\partial\ \vec{H}_y}{\partial\ t}. \tag{7}$$

Полагая $H_y = H_{y0}\sin\omega t$ и учитывая, что в этом случае

$$\frac{\partial \vec{H}_y}{\partial t} = -\omega^2 \int \vec{H}_y \, d\, t\,,$$

из (7) получаем

$$rot\ \vec{E} = \mu_0 \frac{\partial \vec{H}_y}{\partial t} + \mu_0\, \Omega^2 (\mu - 1) \int \vec{H}_y \, d\, t\,,$$

или

$$rot\ \vec{E} = \mu_0 \frac{\partial \vec{H}_y}{\partial t} + \frac{1}{C_k} \int \vec{H}_y \, d\, t\,. \qquad (8)$$

Для случая $\omega << \Omega$ находим

$$rot\ \vec{E} = \mu_0 \mu \frac{\partial \vec{H}_y}{\partial t}.$$

Величину

$$C_k = \frac{1}{\mu_0\, \Omega^2 (\mu - 1)},$$

которая введена в соотношении (8) назовем кинетической емкостью.
С чем связано существование этого параметра, и каков его физический смысл? Если направление магнитного момента не совпадает с направлением внешнего магнитного поля, то вектор такого момента начинает прецессировать вокруг вектора магнитного поля с частотой Ω. Магнитный момент $\vec{m}$ обладает при этом потенциальной энергией $U_m = -\vec{m} \cdot \vec{B}$. Эта энергия подобно энергии заряженного конденсатора является потенциальной, потому что прецессионное движение, хотя и является механическим, однако, оно безинерционно и мгновенно прекращается при снятии магнитного поля. При наличии же магнитного поля прецессионное движение продолжается до тех пор, пока не будет израсходована накопленная потенциальная энергия, и вектор магнитного момента не станет параллельным вектору магнитного поля.
Эквивалентная схема рассмотренного случая приведена на рис. 1. В точке $\omega = \Omega$ имеет место магнитный резонанс, при этом $\mu_т^*(\omega) \to -\infty$. Резонансная частота макроскопического магнитного резонатора, как легко видеть из эквивалентной схемы, также не зависит от размеров линии и равна Ω. Таким образом, параметр

$$\mu_H{}^*(\omega) = \mu_0 \left[1 - \frac{\Omega^2 (\mu - 1)}{\omega^2 - \Omega^2} \right]$$

не является частотно зависимой магнитной проницаемостью, а включает в себя μ_0, μ и C_k, которые включены в соответствии с эквивалентной схемой, изображенной на рис. 1.

Нетрудно показать, что в данном случае имеет место распространение трех волн: электрической, магнитной и волны, несущей потенциальную энергию, которая связана с прецессией магнитных моментов вокруг вектора H_0.

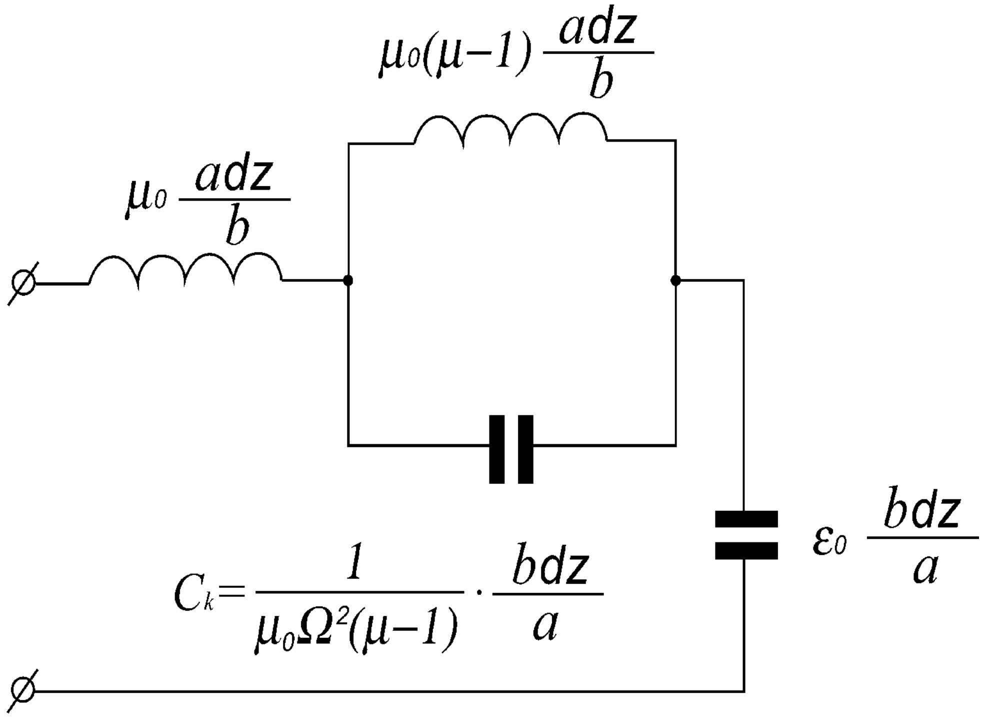

Рис. 1. Эквивалентная схема двухпроводной линии, заполненной магнетиком.

По этой причине такие волны могут быть названы электромагнитнопотенциальными. Все устройства, в которых используются такие волны, также могут быть названы электромагнитнопотенциальными.
До появления работы [1] в электродинамике такое понятие, как кинетическая ёмкость не использовалось, хотя это реальный параметр имеет очень понятную физическую интерпретацию.

Литература.

1. Менде Ф. Ф. К вопросу об уточнении уравнений элетромагнитной индукции. - Харьков, депонирована в ВИНИТИ, №774-В88 Деп., 1988.- 32с.
2. Никольский В. В., Никольская Т. И. Электродинамика и распространение радиоволн. М: Наука, 1989.- 543 с.