Хмельник С. И.

Электромагнитная волна в заряженном конденсаторе

Аннотация

Показывается, что в заряжаемом конденсаторе распространяется электромагнитная волна, а математическое описание этой волны является решением уравнений Максвелла. Показывается, что в заряженном конденсаторе существует стационарный поток электромагнитной энергии, а та энергия, которая содержится в конденсаторе и которую принято считать электрической потенциальной энергией, является электромагнитной энергией, хранящейся в конденсаторе в виде стационарного потока.

Оглавление

1. Введение

В [1] рассматривается электромагнитное поле конденсатора в цепи переменного тока. Здесь рассматривается электромагнитное поле в заряжаемом конденсаторе и то поле, которое продолжает существовать в заряженном конденсаторе.

Здесь также рассматриваются уравнения Максвелла в системе СГС следующего вида с отличными от единицы величинами $\varepsilon,\ \mu$:

$$\mathrm{rot}(E)+\frac{\mu}{c}\frac{\partial H}{\partial t}=0, \tag{1}$$

$$\mathrm{rot}(H)-\frac{\varepsilon}{c}\frac{\partial E}{\partial t}=0, \tag{2}$$

$$\mathrm{div}(E)=0, \tag{3}$$

$$\mathrm{div}(H)=0, \tag{4}$$

где

H, E - ток, магнитная и электрическая напряженности соответственно,

ε, μ - диэлектрическая проницаемость, магнитная проницаемость.

2. Решение системы уравнений

Как и в [1] рассмотрим решение системы уравнений Максвелла (1.1-1.4). В системе цилиндрических координат r, φ, z эти уравнения имеют вид:

$$\frac{E_r}{r}+\frac{\partial E_r}{\partial r}+\frac{1}{r}\cdot\frac{\partial E_\varphi}{\partial \varphi}+\frac{\partial E_z}{\partial z}=0, \tag{1}$$

$$\frac{1}{r}\cdot\frac{\partial E_z}{\partial \varphi}-\frac{\partial E_\varphi}{\partial z}=v\frac{dH_r}{dt}, \tag{2}$$

$$\frac{\partial E_r}{\partial z}-\frac{\partial E_z}{\partial r}=v\frac{dH_\varphi}{dt}, \tag{3}$$

$$\frac{E_\varphi}{r}+\frac{\partial E_\varphi}{\partial r}-\frac{1}{r}\cdot\frac{\partial E_r}{\partial \varphi}=v\frac{dH_z}{dt}, \tag{4}$$

$$\frac{H_r}{r}+\frac{\partial H_r}{\partial r}+\frac{1}{r}\cdot\frac{\partial H_\varphi}{\partial \varphi}+\frac{\partial H_z}{\partial z}=0, \tag{5}$$

$$\frac{1}{r}\cdot\frac{\partial H_z}{\partial \varphi}-\frac{\partial H_\varphi}{\partial z}=q\frac{dE_r}{dt} \tag{6}$$

$$\frac{\partial H_r}{\partial z}-\frac{\partial H_z}{\partial r}=q\frac{dE_\varphi}{dt}, \tag{7}$$

$$\frac{H_\varphi}{r}+\frac{\partial H_\varphi}{\partial r}-\frac{1}{r}\cdot\frac{\partial H_r}{\partial \varphi}=q\frac{dE_z}{dt} \tag{8}$$

где

$$v=-\mu/c, \tag{9}$$

$$q=\varepsilon/c, \tag{10}$$

- электрические напряженности E_r, E_φ, E_z,
- магнитные напряженности H_r, H_φ, H_z.

Для сокращения записи в дальнейшем будем применять следующие обозначения:

$$co=\cos(\alpha\varphi+\chi z), \tag{11}$$

$$si=\sin(\alpha\varphi+\chi z), \tag{12}$$

где α, χ – некоторые константы. Представим неизвестные функции в следующем виде:

$$H_r. = h_r(r)co\cdot(\exp(\omega t)-1), \qquad (13)$$

$$H_\varphi. = h_\varphi(r)si\cdot(\exp(\omega t)-1), \qquad (14)$$

$$H_z. = h_z(r)si\cdot(\exp(\omega t)-1), \qquad (15)$$

$$E_r. = e_r(r)si\cdot(1-\exp(\omega t)), \qquad (16)$$

$$E_\varphi. = e_\varphi(r)co\cdot(1-\exp(\omega t)), \qquad (17)$$

$$E_z. = e_z(r)co\cdot(1-\exp(\omega t)), \qquad (18)$$

При этом ток смещения

$$J_z = \frac{d}{dt}E_z = -\omega\cdot e_z(r)co\cdot\exp(\omega t) \qquad (19)$$

На рис. 1 показаны эти переменные, как функции времени, и их производные по времени при $\omega=-300$: H_z - сплошные линии, E_z - пунктирные линии, J_z - точечная линия. Можно убедиться, что в системе уравнений (1-8) амплитуды всех напряженностей при $t\Rightarrow\infty$ одновременно стремятся к постоянному значению, а амплитуда тока стремится к нулю. Это соответствует заряду конденсатора через постоянное сопротивление.

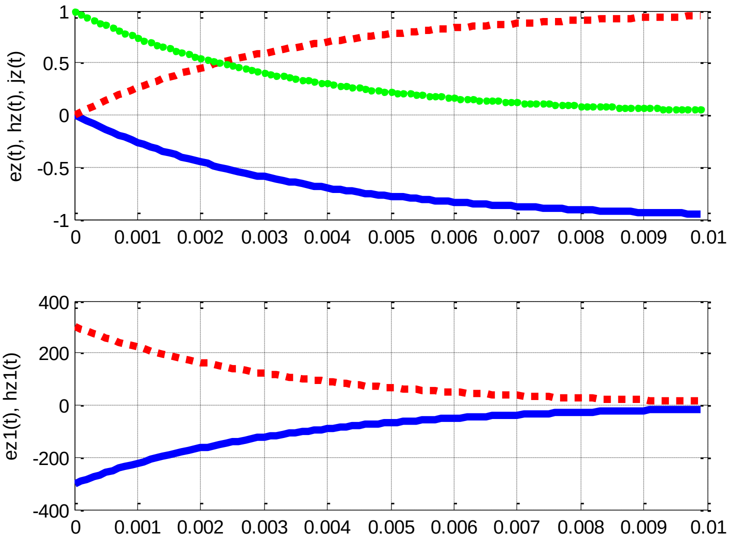

Fig.1. (SSMB6.1)

После заряда конденсатора ток прекращается. Однако, как показывается ниже, стационарный поток электромагнитной энергии сохраняется.

Непосредственной подстановкой можно убедиться, что функции (13-18) преобразуют систему уравнений (1-8) с четырьмя аргументами $r,\ \varphi,\ z,\ t$ в систему уравнений с одним аргументом r и неизвестными функциями $h(r),\ e(r)$. Эта система уравнений имеет вид:

$$\frac{e_r(r)}{r} + e_r'(r) - \frac{e_\varphi(r)}{r}\alpha - \chi \cdot e_z(r) = 0\,, \tag{21}$$

$$-\frac{1}{r} \cdot e_z(r)\alpha + e_\varphi(r)\chi - \frac{\mu\omega}{c} h_r = 0, \tag{22}$$

$$e_r(r)\chi - e_z'(r) + \frac{\mu\omega}{c} h_\varphi = 0, \tag{23}$$

$$\frac{e_\varphi(r)}{r} + e_\varphi'(r) - \frac{e_r(r)}{r} \cdot \alpha + \frac{\mu\omega}{c} h_z = 0, \tag{24}$$

$$\frac{h_r(r)}{r} + h_r'(r) + \frac{h_\varphi(r)}{r}\alpha + \chi \cdot h_z(r) = 0\,, \tag{25}$$

$$\frac{1}{r} \cdot h_z(r)\alpha - h_\varphi(r)\chi - \frac{\varepsilon\omega}{c} e_r = 0, \tag{26}$$

$$-h_r(r)\chi - h_z'(r) + \frac{\varepsilon\omega}{c} e_\varphi = 0, \tag{27}$$

$$\frac{h_\varphi(r)}{r} + h_\varphi'(r) + \frac{h_r(r)}{r} \cdot \alpha + \frac{\varepsilon\omega}{c} e_z(r) = 0\,. \tag{28}$$

Она полностью совпадает с аналогичной системой уравнений для конденсатора в цепи переменного тока [1]. Решение этой системы также полностью совпадает с полученным в [1] и имеет следующий вид:

$$e_\varphi(r) = \mathrm{kh}(\alpha,\ \ \chi,\ \ r), \tag{30}$$

$$e_r(r) = \frac{1}{\alpha}\left(e_\varphi(r) + r \cdot e_\varphi'(r)\right), \tag{31}$$

$$e_z(r) = r \cdot e_\varphi(r)\frac{q}{\alpha}, \tag{32}$$

$$h_\varphi(r) = -\frac{\varepsilon\omega}{c} e_r(r)\frac{1}{\chi}, \tag{33}$$

$$h_r(r) = \frac{\varepsilon\omega}{c} e_\varphi(r)\frac{1}{\chi}, \tag{34}$$

$$h_z(r) \equiv 0\,. \tag{35}$$

где $\mathrm{kh}()$ – функция, определенная в [1],

$$q=\left(\chi-\frac{\mu\varepsilon\omega^2}{c^2\chi}\right). \qquad (36)$$

Таким образом, решение уравнений Максвелла для заряжаемого конденсатора и для конденсатора в цепи синусоидального тока отличаются только тем, что в первом случае присутствуют экспоненциальные функции времени, а во втором - синусоидальные.

3. Напряженности и потоки энергии

Также, как и в [1], плотности потоков энергии по координатам определяются по формуле

$$\overline{S}=\begin{bmatrix}\overline{S_r}\\ \overline{S_\varphi}\\ \overline{S_z}\end{bmatrix}=\eta\iint\limits_{r,\varphi}\begin{bmatrix}s_r\cdot si^2\\ s_\varphi\cdot si\cdot co\\ s_z\cdot si\cdot co\end{bmatrix}dr\cdot d\varphi. \qquad (1)$$

где

$$s_r=\left(e_\varphi h_z-e_z h_\varphi\right)$$
$$s_\varphi=\left(e_z h_r-e_r h_z\right), \qquad (2)$$
$$s_z=\left(e_r h_\varphi-e_\varphi h_r\right)$$
$$\eta=c/4\pi. \qquad (3)$$

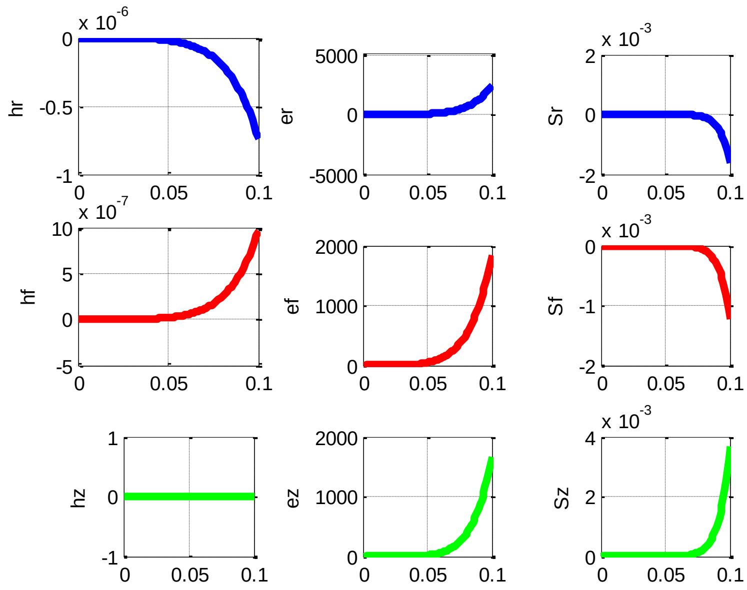

Fig.1. (SSB6(3).m)

Рассмотрим функции (2) и $e_r(r),\ e_\varphi(r),\ e_z(r)$, $h_r(r),\ h_\varphi(r),\ h_z(r)$. На рис. 2 показаны, например, графики этих функций при $A=1,\ \alpha=5.5,\ \mu=1,\ \varepsilon=2,\ \chi=50,\ \omega=300$. Условия этого примера отличаются от условий аналогичного примера в [1] для конденсатора в цепи переменного тока только значением параметра $\omega=-300$ (в [1] $\omega=300$). Видно, что эти функции отличаются только знаками.

Еще раз надо подчеркнуть, что эти функции не равны нулю в любой момент времени, т.е. после заряда конденсатора ток смещения прекращается, электрические и магнитные напряженности остаются, принимая стационарное, но отличное от нуля значение.

Остается также стационарный поток электромагнитной энергии. Существование стационарного потока не противоречит существующим физическим представлениям [2]. Существование такого потока в статической системе рассматривает Фейнман в [3]. Он приводит пример потока энергии в системе, содержащей только электрический заряд и постоянный магнит, покоящиеся рядом.

Существуют и другие эксперименты, демонстрирующие тот же эффект [4]. На рис. 2 показан электромагнит, сохраняющий силу притяжения после отключения тока. Предполагают, что такими электромагнитами пользовался Эд Лeeдскалнин при строительстве знаменитого Кораллового замка – см. рис. 3 [4]. В таких конструкциях в момент отключения ток электромагнитная энергия имеет некоторое значение. Эта энергия может рассеяться путем излучения и тепловых потерь. Однако, если эти факторы не существенны (по крайней мере, в начальный период) электромагнитная энергия должна сохраняться. При наличии электромагнитных колебаний должен возникнуть и распространяться поток электромагнитной энергии ВНУТРИ конструкции. Прерывание этого потока может быть достигнуто разрушением конструкции. При этом в силу закона сохранения энергии должна быть совершена работа, эквивалентная той электромагнитной энергии, которая исчезает при разрушении конструкции. Это означает, что "разрушителю" нужно преодолеть некоторую силу. Именно это и демонстрируется в указанных экспериментах. В [5] рассматриваются математические модели таких конструкций, построенные на основе уравнений Максвелла.

Выявляются условия, при соблюдении которых поток электромагнитной энергии сохраняется сколь угодно долго.

Рис. 2.

Рис. 3.

Итак, в конденсаторе формируется стационарный поток электромагнитной энергии. Рассмотрим подробнее структуру этого потока. Из (2.11, 2.12, 3.1) следует, что в каждой точке диэлектрика проекции потоков энергии определяются по формуле:

$$S=\begin{bmatrix} S_r \\ S_\varphi \\ S_z \end{bmatrix}=\begin{bmatrix} s_r\cdot si^2 \\ s_\varphi\cdot si\cdot co \\ s_z\cdot si\cdot co \end{bmatrix}=\begin{bmatrix} s_r\cdot\sin^2(\alpha\varphi+\chi z) \\ s_\varphi\cdot 0.5\sin(2(\alpha\varphi+\chi z)) \\ s_z\cdot 0.5\sin(2(\alpha\varphi+\chi z)) \end{bmatrix}. \qquad (4)$$

где, как следует из (2.30-2.35, 3.2),

$$s_r=\left(-e_z h_\varphi\right)=\frac{q}{\alpha}\frac{\varepsilon\omega}{\chi c}r\cdot e_\varphi(r)\cdot e_r(r)$$

$$s_\varphi=\left(e_z h_r\right)=\frac{q}{\alpha}\frac{\varepsilon\omega}{\chi c}r\cdot e_\varphi^2(r) \qquad (5)$$

$$s_z=\left(e_r h_\varphi-e_\varphi h_r\right)=-\frac{\varepsilon\omega}{\chi c}\left(e_r^2(r)+e_\varphi^2(r)\right)$$

Рассмотрим, например, развертку цилиндра с данным радиусом r. На окружности этого радиуса вектор S_r направлен всегда в сторону увеличения радиуса и колеблется по величине, как $\sin^2(\alpha\varphi+\chi z)$. Суммарный вектор $\left(\vec{S}_\varphi+\vec{S}_z\right)$ наклонен к линии радиуса всегда под углом $\operatorname{arctg}(s_z/s_\varphi)$, а величина этого вектора колеблется как $\sin(2(\alpha\varphi+\chi z))$. На рис. 4 показано векторное поле

$\left(\vec{S}_\varphi + \vec{S}_z\right)$ при $\alpha = 1.35$, $\chi = 50$. Здесь горизонталь и вертикаль соответствуют координатам φ, z

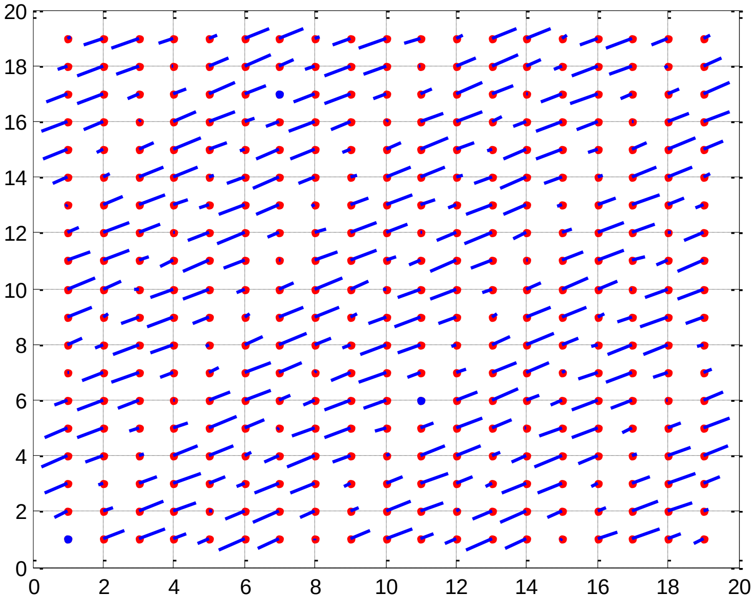

Fig.4. (SSMB.88)

4. Обсуждение

Показано, что в заряжаемом конденсаторе распространяется электромагнитная волна, а математическое описание этой волны является решение уравнений Максвелла. При этом в теле диэлектрика (т.е. там, где существует напряженность e_z) существуют электрические и магнитные напряженности. Существуют также

- круговой поток энергии S_φ, меняющий знак,
- вертикальный поток энергии S_z, меняющий знак.
- радиальный поток энергии S_r, всегда направленный от центра; это означает, что заряженный конденсатор излучает через боковую поверхность.

Поток энергии продолжает существовать и в заряженном конденсаторе как стационарный поток электромагнитной энергии. Именно в этом потоке циркулирует электромагнитная энергия, запасенная в конденсаторе. Следовательно, та энергия, которая содержится в конденсаторе и которую принято считать электрической потенциальной энергией, является электромагнитной энергией, хранящейся в конденсаторе в виде стационарного потока.

Известны эксперименты по обнаружению магнитного поля между обкладками заряженного конденсатора с помощью компаса [6, 7]. В соответствии с изложенным в круглом конденсаторе должно наблюдаться только расположение стрелки компаса перпендикулярно радиусу круглого конденсатора. Наблюдаемое отконение стрелки от оси конденсатора можно объяснить неравномерностью распределения заряда по квадратной пластине.

5. Конденсатор с магнитом

Выше был рассмотрен заряженный конденсатор, между обкладками которого существует электрическая напряженность. Рассмотрим теперь **не**заряженный конденсатор, между обкладками которого расположен постоянный магнит. Это означает, что между обкладками конденсатора существует магнитная напряженность. В силу симметрии уравнений Максвелла в "зазоре" такого конденсатора должно существовать электромагнитное поле, аналогичное полю в зазоре заряженного конденсатора. Отличие между этими полями заключается в том, что в уравнениях поля электрические и магнитные напряженности меняются местами. В частности, в заряженном круглом конденсаторе существует электрическая напряженность $(E_z \neq 0)$ и отсутствует магнитная напряженность $(H_z = 0)$. В незаряженном круглом конденсаторе с магнитом существует магнитная напряженность $(H_z \neq 0)$ и отсутствует электрическая напряженность $(E_z = 0)$.

Известны эксперименты по обнаружению электрического поля между обкладками незаряженного конденсатора с магнитом [8-10].

Литература

1. Хмельник С.И. Электромагнитная волна в диэлектрической и магнитной цепи переменного тока, viXra Funding, http://vixra.org/funding, 2016-04-03, http://vixra.org/abs/1603.0019
2. Розанов Н.Н. Специальные разделы математической физики. Часть 3. Электромагнитные волны в вакууме. ИТМО. Санкт-Петербург, 2005.
3. Р. Фейнман, Р. Лейтон, М. Сэндс. Фейнмановские лекции по физике. Т. 6. Электродинамика. Москва, изд. "Мир", 1966.

4. Leedskalnin "Perpetual Motion Holder" (PMH) Bond Effect http://peswiki.com/index.php/Directory:Leedskalnin_%22Perpetual_Motion_Holder%22_(PMH)_Bond_Effect
5. Хмельник С.И. К теории хранителя вечного движения, Доклады независимых авторов, ISSN 2225-6717, http://dna.izdatelstwo.com/, №23, ID 13514159, 2013; а также viXra Funding, http://vixra.org/abs/1404.0086
6. Магнитное поле внутри конденсатора, https://www.youtube.com/watch?v=RNkYd1mueYk
7. Компас внутри конденсатора, https://www.youtube.com/watch?v=A4vO2rLvtug
8. Энергия из магнита, https://www.youtube.com/watch?v=ewRyJh9gkks
9. Электроэнергия из магнита, https://www.youtube.com/watch?v=pb4HoiN0T8k
10. Прямое преобразование магнитного поля в электричество, https://www.youtube.com/watch?v=QD9Q9zrCgpo