Ибаньес-Фернандес В.А.

ЭЛЕКТРОДИНАМИКА СПЕЦИАЛЬНОЙ ТЕОРИИ ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ.

Ибаньес-Фернандес В.А.

PACSnumbers:03.30.+p,03.75.±b,42.81.Pa

Введение.

Процесс распространения электромагнитного поля в пустоте мы опишем, как классический электромагнитный процесс, поскольку исторически специальная теория относительности описывалась классической электродинамикой. Выведя электромагнитное поле в пустоте для движущейся и покоящейся системы, мы рассмотрим в них распространение электромагнитной волны или волны света и проведем сопоставительный анализ.

С точки зрения квантовой электродинамики (КЭД), классическая электродинамика представляет квантовый процесс с ограничением энергии переноса и момента энергии, а также, ограниченным числом виртуальных и реальных фотонов.

1. Уравнения Максвелла – Герца для пустоты, в движущейся системе к и системе покоя К.

Выясним, какие силы будут действовать в электромагнитном поле движущейся системы k. Начнем развивать наши представления с уравнений движения единичного заряда в электромагнитном поле [3] движущейся системы k.

Обозначим $\overline{D}'\in k$ и $\overline{H}'\in k$ как соответствующие производные напряженности электрического поля $\overline{E}'\in k$ и магнитной индукции $\overline{B}'\in k$.

Среда, заполняющая пространство движущей системы k, будет обладать электромагнитными характеристиками такими как

$P'\in k$ - интенсивность поляризации диэлектрика,

$M'\in k$ - намагниченность вещества.

Обозначим плотность заряда как $\rho'\in k=\rho\in K$, поскольку для любой системы заряд не изменяется, и предположим, что скорость его в движущейся системе равна ω'.

Используя ортогональную систему координат и систему единиц Hraviside – Lorentz [8], запишем уравнения Максвела – Герца [3,1,4,5.8] для движущейся системы в следующем виде

$$\nabla\cdot\overline{D}'=\rho' \qquad \nabla\cdot\overline{H}'=0$$
$$\nabla\times\overline{H}'=\frac{\partial\overline{D}'}{\partial t}+\rho'\overline{\omega}$$
$$\nabla\times\overline{D}'=-\frac{\partial\overline{H}'}{\partial t} \tag{1}$$
$$\overline{F}'=\overline{D}'+\frac{1}{c}\overline{\omega}\times\overline{H}'$$

Представим себе, что движущаяся система k движется вдоль ординаты x системы покоя K с постоянной скоростью υ, а скорость единичного заряда в движущейся системе k есть $\overline{\omega'}$. В этом случае скорость единичного заряда в движущейся системе k по отношению к системе покоя K мы можем записать как

$$\omega_x = \upsilon + \omega'_\xi \quad \omega_y = \omega'_\eta \quad \omega_y = \omega'_\eta$$

Рассмотрим действие силы Лоренца $\overline{F}'$ в движущейся системе k на единичный заряд, находящийся в покое по отношению к ней.

В этих условиях возникает взаимообратное действие силы Лоренца, которое появляется в результате относительного движения единичного заряда по отношению к электромагнитному полю и наоборот.

Если электромагнитное поле находится в покое, а единичный заряд движется со скоростью υ вместе с движущейся системой k, увеличение силы Лоренца мы можем записать, как $\overline{F}_1 = \upsilon \times \overline{H}$.

Если единичный заряд находится в состоянии покоя, а электромагнитное поле движется со скоростью υ, увеличение силы Лоренца будет происходить по аналогичному закону $\overline{F}_2 = \upsilon \times \overline{H}$.

Тогда при одновременном движении, электромагнитного поля и единичного заряда со скоростью υ по отношению к системе покоя K сила Лоренца не изменится и будет равна

$$\overline{F} = \overline{\upsilon} \times (\overline{\upsilon} \times \overline{H}) = \overline{\upsilon} \cdot (\overline{\upsilon} \cdot \overline{H}) - \overline{H} \cdot (\overline{\upsilon} \cdot \overline{\upsilon}) = 0$$

Отсюда мы можем заключить, что сила Лоренца не будет проявляться в движущейся системе k на заряды, находящиеся в покое по отношению к ней [6,7,9]. Поэтому, в дальнейшем при выводе описания электромагнитного поля, распространяющегося в пустоте или в среде, в системе движения k, мы можем пренебречь ее действием.

Для большей наглядности и более глубокого физического осмысливания дифференциальных уравнений электромагнитных полей, систему (1) преобразуем в систему единиц СИ[8], предварительно заменив в ней векторные функции $\overline{D}', \overline{H}'$ на $\overline{E}', \overline{B}'$ для анализа электромагнитного поля в пустоте.

В системе дифференциальных уравнений (1) вектор функция смещение $\overline{D}'$ электромагнитного поля является производной напряженности электрического поля $\overline{E}'$ и интенсивности поляризации среды $\overline{P}'$, а вектор функция напряженности магнитного поля $\overline{H}'$ является производной магнитной индукции поля $\overline{B}'$ и намагниченности среды $\overline{M}'$. Так как электрическое поле в любой среде будет возбуждаться любым зарядом, находящимся в нем, то его состояние будет определяться электрическим смещением $\overline{D}' = \varepsilon' \overline{E}' + \overline{P}'$ [8], зависящим, как от свойств диэлектрической среды, так и от поляризации среды $\overline{P}'$ в движущейся системе k. Тогда для любой среды напряженность будет определяться как $\overline{E}' = \dfrac{\overline{D}'}{\varepsilon'} + \dfrac{\overline{P}'}{\varepsilon'}$ [8]. В нашем случае, мы будем анализировать поле пустоты. Оно обладает свойствами изотропного, линейного, гомогенного диэлектрика, в котором электрическое поле и интенсивность поляризации имеют одно и то же направление и взаимно пропорциональны. В этих условиях для пустоты вектор смещения будет равен $\overline{D}' = \varepsilon'_0 \overline{E}'$, где ε'_0 диэлектрическая проницаемость пустоты.

Разберем поведение магнитного поля в пустоте. Вообще поведение магнитного поля в пустоте не многим отличается от поведения его в оптической среде. Достаточно сказать, что пустота тоже поляризуется. Тогда мы можем определить намагниченность вещества $\overline{M}'$ как магнитный дипольный момент внутри единичного объема. Напряженность магнитного поля в любой среде равна $\overline{H}' = \mu'^{-1}\overline{B}' - \overline{M}'$. Для пустоты, которая обладает свойствами изотропности и гомогенности, вектор магнитной индукции $\overline{B}'$ и вектор напряженности магнитного поля $\overline{H}'$ будут пропорциональны и параллельны и мы можем записать вектор напряженности магнитного поля в пустоте как $\overline{H}' = \mu'^{-1}_0 \overline{B}'$, где μ'_0 магнитная постоянная пустоты.

Из этих предпосылок выведем дифференциальные уравнения электромагнитного поля пустоты k движущейся системы с постоянной скоростью υ

$$\nabla \cdot \overline{E}' = \frac{\rho'}{\varepsilon'_0} \qquad \nabla \cdot \overline{B}' = 0$$

$$\nabla \times \overline{B}' = \mu'_0 \varepsilon'_0 \frac{\partial \overline{E}'}{\partial t} + \mu'_0 \rho' \overline{\omega}' \tag{2}$$

$$\nabla \times \overline{E}' = -\frac{\partial B'}{\partial t}$$

С учетом того, что мы анализируем электромагнитное поле пустоты, как самовозбуждающуюся систему при условии, что в ней нет ни токов $\mu'_0 \rho' \overline{\omega}' = 0$, ни посторонних зарядов $\rho' = 0$, систему (2), мы можем упростить

$$\begin{cases} \nabla \times \overline{E}' = -\dfrac{\partial \overline{B}'}{\partial t} \\ \nabla \times \overline{B}' = \varepsilon'_0 \cdot \mu'_0 \dfrac{\partial \overline{E}'}{\partial t} \end{cases} \tag{3}$$

или в координатной форме

$$\begin{cases} \mu'_0 \varepsilon'_0 \dfrac{\partial E'_\xi}{\partial t} = \dfrac{\partial B'_\zeta}{\partial \eta} - \dfrac{\partial B'_\eta}{\partial \zeta} \\ \mu'_0 \varepsilon'_0 \dfrac{\partial E'_\eta}{\partial t} = \dfrac{\partial B'_\xi}{\partial \zeta} - \dfrac{\partial B'_\zeta}{\partial \xi} \\ \mu'_0 \varepsilon'_0 \dfrac{\partial E'_\zeta}{\partial t} = \dfrac{\partial B'_\eta}{\partial \xi} - \dfrac{\partial B'_\xi}{\partial \eta} \end{cases} \tag{4}$$

$$\begin{cases} -\dfrac{\partial B'_\xi}{\partial t} = \dfrac{\partial E'_\zeta}{\partial \eta} - \dfrac{\partial E'_\eta}{\partial \zeta} \\ -\dfrac{\partial B'_\eta}{\partial t} = \dfrac{\partial E'_\xi}{\partial \zeta} - \dfrac{\partial E'_\zeta}{\partial \xi} \\ -\dfrac{\partial B'_\zeta}{\partial t} = \dfrac{\partial E'_\eta}{\partial \xi} - \dfrac{\partial E'_\xi}{\partial \eta} \end{cases} \tag{5}$$

где $\mu'_0 \in k = \mu_0 \in K$, $\varepsilon'_0 \in k = \varepsilon_0 \in K$, то есть, электромагнитное поле движущейся системы k имеет те же самые характеристики, что и электромагнитное поле в системе покоя K, поскольку заряд в движущейся системе не изменяется. Так как, скорость луча света или электромагнитной когерентной волны в пустоте в системе СИ равна $\bar{c} = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0' \mu_0'}}$ то в системах уравнений (3),(4),(5) мы можем заменить постоянные константы $\varepsilon_0' \mu_0'$ и записать электромагнитное поле пустоты движущейся системы как

$$\nabla \times \bar{E}' = -\frac{\partial \bar{B}'}{\partial t}$$
$$\nabla \times \bar{B}' = \frac{1}{\bar{c}^2}\frac{\partial \bar{E}'}{\partial t} \qquad (6)$$

где вектор луча света или электромагнитной волны имеет направление $\bar{c} \perp \bar{E}'$.

Система дифференциальных уравнений (6) и есть описание электромагнитного поля пустоты движущейся системы k.

Поставим задачу найти систему дифференциальных уравнений электромагнитного поля для системы покоя K.

Принцип относительности гласит, что механические, оптические, и электромагнитные явления во всех средах инерциально движущихся систем отсчета протекают одинаково[1]. Это значит, закон распространения электромагнитного поля в пустоте (6) не изменится в системе K. С учетом наших уравнений трансформации §4,§5,[6],скорость света в системе покоя $\bar{c} + \upsilon$ определит все расстояния в системе покоя K, на которых будут действовать силы электромагнитного поля $\bar{E}' \in k = \bar{E} \in K, \quad \bar{B}' \in k = \bar{B} \in K$. Равенство сил электромагнитного поля в двух системах

определяется неизменностью заряда при движении, следовательно, и сил $\bar{E}', \bar{B}'$, которые он производит

$$\nabla \times \bar{E} = -\frac{\partial \bar{B}}{\partial t}$$
$$\nabla \times \bar{B} = \frac{1}{\left(\bar{c} + \upsilon\right)^2}\frac{\partial \bar{E}}{\partial t} \qquad (7)$$

или в координатной форме

$$\begin{cases} -\dfrac{\partial B_x}{\partial t} = \dfrac{\partial E_z}{\partial y} - \dfrac{\partial E_y}{\partial z} \\ -\dfrac{\partial B_y}{\partial t} = \dfrac{\partial E_x}{\partial z} - \dfrac{\partial E_z}{\partial x} \\ -\dfrac{\partial B_z}{\partial t} = \dfrac{\partial E_y}{\partial x} - \dfrac{\partial E_x}{\partial y} \end{cases} \qquad (8)$$

$$\begin{cases} \dfrac{1}{(c_x+\upsilon)^2}\dfrac{\partial E_x}{\partial t} = \dfrac{\partial B_z}{\partial y} - \dfrac{\partial B_y}{\partial z} \\ \dfrac{1}{c_y{}^2}\dfrac{\partial E_y}{\partial t} = \dfrac{\partial B_x}{\partial z} - \dfrac{\partial B_z}{\partial x} \\ \dfrac{1}{c_z{}^2}\dfrac{\partial E_z}{\partial t} = \dfrac{\partial B_y}{\partial x} - \dfrac{\partial B_x}{\partial y} \end{cases} \qquad (9)$$

Выведенные электромагнитные поля (6), (7) инерциально движущейся и в покое системы отсчета k, K выражают взаимосвязь электрического поля и магнитного поля, распространяющиеся как одно целое в пустоте свободной от материи, зарядов и токов.

Теперь выявим волновой аспект этих электромагнитных полей, выраженных дифференциальными уравнениями (6), (7). Линейность этих уравнений гарантирует, что если источник возбуждения самовозбуждающего колебательного процесса поля в пустоте возбудит процесс, то процесс будет не затухающий[7] и приведет к синусоидальному изменению напряженности электрического поля $\overline{E}$ и магнитного поля $\overline{B}$. Эти условия упрощают дифференциальные уравнения полей (6), (7), зависящие от времени и пространства, в системы уравнений, зависящие только от пространства, Для этого достаточно, в системах (6), (7) векторы функции времени и пространства $\overline{E}, \overline{B}$, заменить на произведение векторных комплексных функций в пространстве $\hat{E}', \hat{B}', \hat{E}, \hat{B}$ на комплексный фактор $e^{j\omega t}$

$$\begin{aligned} \overline{E}'(\xi,\eta,\zeta,t) &\rightarrow \hat{E}'(\xi,\eta,\zeta)e^{j\omega' t} \\ \overline{B}'(\xi,\eta,\zeta,t) &\rightarrow \hat{B}'(\xi,\eta,\zeta)e^{j\omega' t} \end{aligned} \qquad (10)$$

$$\begin{aligned} \overline{E}(x,y,z,t) &\rightarrow \hat{E}(x,y,z)e^{j\omega t} \\ \overline{B}(x,y,z,t) &\rightarrow \hat{B}(x,y,z)e^{j\omega t} \end{aligned} \qquad (11)$$

Если мы выразим векторы комплексных функций напряженностей электрических полей $\hat{E}', \hat{E}$ и магнитных индукций $\hat{B}', \hat{B}$ через координаты двух систем $\{\xi,\eta,\zeta\} \in k, \quad \{x,y,z\} \in K$ как

$$\begin{aligned} \hat{E}'(\xi,\eta,\zeta) &= \overline{a}_\xi \hat{E}'_\xi + \overline{a}_\eta \hat{E}'_\eta + \overline{a}_\zeta \hat{E}'_\zeta \\ \hat{E}(x,y,z) &= \overline{a}_x \hat{E}_x + \overline{a}_y \hat{E}_y + \overline{a}_z \hat{E}_z \end{aligned} \qquad (12)$$

$$\begin{aligned} \hat{B}'(\xi,\eta,\zeta) &= \overline{a}_\xi \hat{B}'_\xi + \overline{a}_\eta \hat{B}'_\eta + \overline{a}_\zeta \hat{B}'_\zeta \\ \hat{B}(x,y,z) &= \overline{a}_x \hat{B}_x + \overline{a}_y \hat{B}_y + \overline{a}_z \hat{B}_z \end{aligned} \qquad (13)$$

и подставим их значения в дифференциальные системы уравнений электромагнитных полей движущейся системы k (6) и системы покоя K (7), мы получим описание полей в следующей форме

$$\begin{cases} \nabla \times (\hat{E}' \cdot e^{j\omega t}) = -\dfrac{\partial}{\partial t}(\hat{B}' \cdot e^{j\omega' t}) \\ \nabla \times (\hat{B}' \cdot e^{j\omega' t}) = \dfrac{\partial}{\partial t}(\dfrac{1}{c^2} \cdot \hat{E}' \cdot e^{j\omega' t}) \end{cases} \quad (14)$$

$$\begin{cases} \nabla \times (\hat{E} \cdot e^{j\omega t}) = -\dfrac{\partial}{\partial t}(\hat{B} \cdot e^{j\omega t}) \\ \nabla \times (\hat{B} \cdot e^{j\omega t}) = \dfrac{\partial}{\partial t}\left(\dfrac{1}{(\bar{c} + \upsilon)^2} \cdot \hat{E} \cdot e^{j\omega t} \right) \end{cases} \in K \quad (15)$$

Операторы ротор $\nabla \times$ и дивергенция $\nabla \cdot$ в системах (14), (15) производят действие только на векторные функции, которые зависят от пространства. Оператор $\partial / \partial t$ в этих же системах производит действия только на комплексный фактор $e^{j\omega t}$, и мы можем записать системы уравнений в следующем виде

$$\begin{cases} \nabla \times \hat{E}' \cdot = -j\omega' \hat{B}' \\ \nabla \times \hat{B}' = j\omega' \dfrac{1}{c^2} \hat{E}' \end{cases} \quad (16)$$

$$\begin{cases} \nabla \times \hat{E} = -j\omega \hat{B} \\ \nabla \times \hat{B} = j\omega \dfrac{1}{(\bar{c} + \upsilon)^2} \hat{E} \end{cases} \quad (17)$$

Таким образом, мы получили комплексные гармонические системы уравнений электромагнитных полей двух систем.

Теперь найдем решение этих систем в виде $\hat{E}'(\xi,\eta,\zeta)$, $\hat{B}'(\xi,\eta,\zeta)$, $\hat{E}(x,y,z)$, $\hat{B}(x,y,z)$, которое удовлетворяет комплексные гармонические системы уравнений (16), (17). В последствии, мы всегда сможем, эти решения восстановить как функции, зависящие не только от пространства, но и от времени, применяя, следующие операторы

$$\begin{aligned} \bar{E}'(\xi,\eta,\zeta,t) &= \mathrm{Re}\left[\hat{\hat{E}}'(\xi,\eta,\zeta) e^{j\omega' t} \right] \in k \\ \bar{B}'(\xi,\eta,\zeta,t) &= \mathrm{Re}\left[\hat{B}'(\xi,\eta,\zeta) e^{j\omega t} \right] \in k \end{aligned} \quad (18)$$

$$\begin{aligned} \bar{E}(x,y,z,t) &= \mathrm{Re}\left[\hat{\hat{E}}(x,y,z) e^{j\omega t} \right] \in K \\ \bar{B}(x,y,z,t) &= \mathrm{Re}\left[\hat{B}(x,y,z) e^{j\omega t} \right] \in K \end{aligned} \quad (19)$$

Поставим цель и проведем анализ отыскания решений полученных систем уравнений электромагнитных полей в пустоте двух систем в комплексной форме (16), (17).

Распространение электромагнитных когерентных гармоник волн в пространстве пустоты систем мы будем рассматривать, начиная с условного момента времени, которое мы выберем, как время равное нулю $t = 0$ и также с условной точки

$P\{x,y,z\}$ пространства системы покоя K, которую в момент времени $t=0$ сопоставим соответствующей точкой $P'\in k$ с координатами движущейся системы $P'\{\xi,\eta,\zeta\}$, таким образом, что - бы $x=\xi, y=\eta, z=\zeta$, Выбрав условную точку двух систем $P\in K=P'\in k$ при $t=0$, когда волны электромагнитных полей двух систем совпадают, мы можем произвести сравнительный анализ распространения когерентных гармоник лучей света или электромагнитных волн в движущейся системе k и системе покоя K. Представим их распространение в пространстве, как униформированные плоские оптические волны, испущенные из точки $P=P'$ двух систем в заданный момент времени $t=0$.

Вначале проанализируем свойства униформированных волн на плане, распространяющихся в любом направлении. Эта волна обладает свойством сохранять электромагнитное поле $\overline{E},\overline{B}$ на плане поверхности ее распространения в бесконечность в любой момент времени. Тогда для упрощения отыскания решения системы (16), (17), для сравнительного анализа распространения электромагнитного поля в пустоте в двух системах, будет достаточно рассматривать распространение одной униформированной плоской волны распространяющейся в одном направлении $\xi\|x$ в двух системах ортогональных координат $k.K$, движущихся друг относительно друга с постоянной скоростью υ, При этих условиях мы значительно упростим решение систем для описания одной плоской волны, распространяющейся в двух системах, поскольку оно сводится к отысканию числа компонент волны поля равным двум. Планы волны будут распространятся вдоль координат $\xi\|x$ и будут определяться уравнениями $x_i=const$, что соответствует, когда вариации полей электрических $\overline{E}$ и магнитных $\overline{B}$ равны нулю и поля униформированные на этих планах $x_i=const$, Это предполагает, что поля не зависят от координат $\frac{\partial}{\partial y}=\frac{\partial}{\partial z}=0,\quad \frac{\partial}{\partial\eta}=\frac{\partial}{\partial\zeta}=0$ для всех компонент поля. Раньше чем мы найдем решения уравнений волн, которые удовлетворят системы (16), (17), обратим внимание на то, что эти волны на плане $\perp$ координатам ξ,x имеют ротацию полей $\hat{E}',\hat{B}',\hat{E},\hat{B}$ равную нулю. Предположим, что шесть компонент двух полей двух систем k,K нам заданы, тогда электрическое поле движущейся системы k из (16) мы можем представить как

$$\nabla\times\hat{E}'\cdot=-j\omega'\hat{B}'$$

$$\nabla\times\hat{E}'=\begin{vmatrix}\overline{a}_\xi & \overline{a}_\eta & \overline{a}_\zeta\\ \frac{\partial}{\partial\xi} & 0 & 0\\ \hat{E}'_\xi & \hat{E}'_\eta & \hat{E}_\zeta\end{vmatrix}=\frac{\partial\hat{E}'_\zeta}{\partial\xi}\overline{a}_\eta+\frac{\partial\hat{E}'_\eta}{\partial\xi}\overline{a}_\zeta=-j\omega'(\overline{a}_\xi\hat{B}'_\xi+\overline{a}_\eta\hat{B}'_\eta+\overline{a}_\zeta\hat{B}'_\zeta)\quad(20)$$

$$0=\hat{B}'_\xi\qquad(21)$$

$$\frac{\partial\hat{E}'_\zeta}{\partial\xi}=-j\omega'\hat{B}'_\eta\qquad(22)$$

$$-\frac{\partial\hat{E}'_\eta}{\partial\xi}=-j\omega'\hat{B}'_\zeta\qquad(23)$$

Магнитное поле движущейся системы k

$$\nabla\times\hat{B}' = j\omega'\frac{1}{c^2}\hat{E}' \tag{24}$$

$$\nabla\times\hat{B}' = \begin{vmatrix} \bar{a}_\xi & \bar{a}_\eta & \bar{a}_\zeta \\ \dfrac{\partial}{\partial\xi} & 0 & 0 \\ \hat{B}'_\xi & \hat{B}'_\eta & \hat{B}_\zeta \end{vmatrix} = \frac{\partial\hat{B}'_\zeta}{\partial\xi}\bar{a}_\eta + \frac{\partial\hat{B}'_\eta}{\partial\xi}\bar{a}_\zeta = j\omega'\frac{1}{c^2}(\bar{a}_\xi\hat{E}'_\xi + \bar{a}_\eta\hat{E}'_\eta + \bar{a}_\zeta\hat{E}'_\zeta) \tag{25}$$

$$0 = \hat{E}'_\xi \tag{26}$$

$$\frac{\partial\hat{B}'_\zeta}{\partial\xi} = j\omega'\frac{1}{c^2}\hat{E}'_\eta \tag{27}$$

$$-\frac{\partial\hat{B}'_\eta}{\partial\xi} = j\omega'\frac{1}{c^2}\hat{E}'_\zeta \tag{28}$$

Аналогичным способом из уравнений (17) выведем электрическое поле неподвижной системы K

$$\nabla\times\hat{E} = \begin{vmatrix} \bar{a}_x & \bar{a}_y & \bar{a}_z \\ \dfrac{\partial}{\partial x} & 0 & 0 \\ \hat{E}'_x & \hat{E}'_y & \hat{E}_z \end{vmatrix} = \frac{\partial\hat{E}_z}{\partial x}\bar{a}_y + \frac{\partial\hat{E}'_y}{\partial x}\bar{a}_z = -j\omega(\bar{a}_x\hat{B}'_x + \bar{a}_y\hat{B}'_y + \bar{a}_z\hat{B}'_z) \tag{29}$$

$$0 = \hat{B}_x \tag{30}$$

$$\frac{\partial\hat{E}_z}{\partial x} = -j\omega\hat{B}_y \tag{31}$$

$$-\frac{\partial\hat{E}_y}{\partial x} = -j\omega\hat{B}_z \tag{32}$$

и магнитное поле неподвижной системы

$$\nabla\times\hat{B} = j\omega\frac{1}{(\bar{c}+\upsilon)^2}\hat{E} \tag{33}$$

$$\nabla\times\hat{B} = \begin{vmatrix} \bar{a}_x & \bar{a}_y & \bar{a}_z \\ \dfrac{\partial}{\partial x} & 0 & 0 \\ \hat{B}_x & \hat{B}_y & \hat{B}_z \end{vmatrix} = \frac{\partial\hat{B}_z}{\partial x}\bar{a}_y + \frac{\partial\hat{B}_y}{\partial x}\bar{a}_z = j\omega\frac{1}{(\bar{c}+\upsilon)^2}(\bar{a}_x\hat{E}_x + \bar{a}_y\hat{E}_y + \bar{a}_z\hat{E}_z) \tag{34}$$

$$0 = \hat{E}_x \tag{35}$$

$$\frac{\partial \hat{B}_z}{\partial x} = j\omega \frac{1}{{c_y}^2} \hat{E}_y \qquad (36)$$

$$-\frac{\partial \hat{B}_y}{\partial x} = j\omega \frac{1}{(c_x + \upsilon)^2} E_z \qquad (37)$$

Литература:

1. A. Einstein,”On the electrodynamics of moving bodies “ Translated from “ Zur Elektrodynamik bewegter Kooper”, Annalen der Physik,17,1905.

2.H.A.Lorentz “Michelson´s interference experiment” Translated from “Versuch einer Theirie der elektruschen und optishen Ersheinungen in bewegten Korpern” , Leiden, 1895, §§89-92.

3. H.A. Lorentz “ Electromatic phenomen in a system moving with any velocity less than that of light” from “ English version in Proceedings of the Academy of Sciences of Amsterdam”, 6, 1904.

4.De William F.Magie, “ The Primary Concepts of physics” Science , Nueva serie, vol.XXXV,enero=junio 1912, pp.281, 287 y 290 –293.

5.Ландау Л.Д. том. II

6.Валентин Ибаньес-Фернандес. ” Специальная теория относительности”, Международный семинар “ Lvov Matematical School in the Period 1915 –45 as Seen Today” , состоявшийся в Бедлево (Польша), 8-15 августа 2005 г..

7.Валентин Ибаньес-Фернандес. ” Специальная теория относительности”, Международный семинар” Applied Complex Quaternionic Approximation vs. Finslerian Structure” , состоявшийся в Бедлево (Польша), 18-25 августа 2006 г..

8.Jackson, J.D. ”Classical Electrodynamics” Wiley, New York, 1962.

9.Валентин Ибаньес-Фернандес " Special theory of relativity" kinematic part i.bulletin de la societe des sciences et des letteres de Lodź Vol.LVII ser.

Reacherches sur les deformations Vol, LII pp125-127 (2007).

10.Валентин Ибаньес-Фернандес title: "Special theory of relativity" electrodynamical part u. bulletin de la societe des sciences et des letteres de Lodź Vol.LVII ser. Reacherches sur les deformations Vol, LII pp139-135 (2007).

11.Валентин Ибаньес-Фернандес “Специальная теория относительности.” Часть 1.

12.Валентин Ибаньес-Фернандес “Специальная теория относительности.” Часть 2.

13.Валентин Ибаньес-Фернандес “Специальная теория относительности.” Часть 3.