ИЗЛУЧЕНИЕ ЭНЕРГИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ В ПРОВОДЯЩЕЙ СРЕДЕ

Э.Р.ГАСАНОВ, К.Б.ГУРБАНОВ*

Бакинский Государственный Университет
AZ 1148, Баку, ул. З.Халилова, 23
*институт физики НАН Азербайджана**
AZ 1143, Баку, пр.Г.Джавида, 33

Показано, что в проводящих средах с отрицательной дифференциальной проводимостью излучается энергия электромагнитной волны. Найдена частота максимального излучения энергии. Определены ориентация электрического и магнитного полей, а также направления волнового вектора в условиях излучения.

Распространение плоской монохроматической волны в неограниченной однородной среде характеризуется уравнениями Максвелла [1]

$$rot\vec{E} = -\frac{\mu}{c}\frac{\partial\vec{H}}{\partial t}; \ \ rot\vec{H} = \frac{\varepsilon}{c}\frac{\partial\vec{E}}{\partial t}, \tag{1}$$

где μ-магнитная проницаемость, ε-диэлектрическая проницаемость, c-скорость распространения электромагнитной волны в пустоте. В плоской волне в пустоте зависимость поля от координат дается множителям вида $e^{i\vec{k}\vec{r}}$ с вещественным волновым вектором $\vec{k}$. При рассмотрении распространения волн в материальных средах в общем случае оказывается необходимым вводить также и комплексные значения волнового вектора

$$\vec{k} = \vec{k}_1 + i\vec{k}_2. \tag{2}$$

Полагая $\vec{E}$ и $\vec{H}$ пропорциональными $e^{i\vec{k}\vec{r}}$ и производя в уравнениях (1) дифференцирование по координатам получим для волнового вектора выражение

$$k = \sqrt{\varepsilon\mu}\,\frac{\omega}{c}. \tag{3}$$

Если волна распространяется без затухания в непоглошающей (прозрачной) однородной среде, волновой вектор в этом случае вещественен и по величине равен (3). $n = \sqrt{\varepsilon\mu}$ называется показателем преломления среды. При распространении электромагнитной волны в материальных средах в силе (2) n является комплексной величиной. Однако нужно учитывать что, уравнения (1) в материальных средах имеют вид

$$rot\vec{E} = -\frac{\mu}{c}\frac{\partial\vec{H}}{\partial t}; \ \ rot\vec{H} = \frac{4\pi}{c}\vec{J} + \frac{\varepsilon}{c}\frac{\partial\vec{E}}{\partial t}. \tag{4}$$

Считая, что $\frac{\partial\vec{E}}{\partial t} \sim \omega E'$, $\vec{J} = \sigma\vec{E}'$ получаем

$$\frac{4\pi J}{c} : \frac{\varepsilon}{c}\frac{\partial\vec{E}}{\partial t} \approx \frac{4\pi\sigma}{\omega\varepsilon}. \tag{5}$$

При выполнение $\omega\tau >> 1$, $\tau = \frac{\varepsilon}{4\pi\sigma}$ система уравнений Максвелла (1) для прозрачной среды имеет вид (1).

Когда $\omega\tau \sim 1$ и $\omega\tau < 1$ (5) уравнения Максвелла в материальной среде имеют вид (4).

В этой работе мы рассмотрим, как ведет себя электромагнитная волна, попадающая в среду с отрицательной дифференциальной проводимостью при выполнение условие (5). Такие среды могут быть многодолинными или примесными полупроводниками с одним или с двумя типами носителей заряда. Рассмотрим проводящую среду с одним типом носителей заряда, находящуюся в постоянном и однородном электрическом поле напряженности $\vec{E}_0$. Для простоты будем считать среду однородной, изотропной (в отсутствие внешнего поля E_0) и немагнитной, т.е. μ=1. Тогда в уравнениях (4) плотность тока имеет вид

$$\vec{J} = \sigma\vec{E} + \sigma\frac{\mu_1}{\mu}\left[\vec{E}\vec{H}\right] + \sigma\frac{\mu_2}{\mu}\vec{H}\left(\vec{E}\vec{H}\right) - eD\vec{\nabla}n - eD_1\left[\vec{\nabla}n\vec{H}\right] - D_2\vec{H}\left(\vec{\nabla}n\vec{H}\right), \qquad (6)$$

здесь $\sigma = en\mu$, n - концентрация носителей заряда, μ-омическая, $\mu_1 H_0$-холловская, $\mu_2 H_0^2$ -фокусировочная подвижность носителей зарядо, D - омические, $D_1 H_0$ - холловские, $D_2 H_0^2$ фокусировочные коэффициенты диффузии носителей заряда, H_0 – магнитное поле постоянного тока, созданного электрическим полем напряженности $\vec{E}_0$.

Полагая $\vec{E} = \vec{E}_0 + \vec{E}'$, $\vec{H} = \vec{H}_0 + \vec{H}'$ ($\vec{E}'$ и $\vec{H}'$ напряженности электрического и магнитного полей в волне) и присоединяя уравнение Пуассона

$$div\vec{E} = \frac{4\pi e}{\varepsilon}n' \qquad (7)$$

к уравнениям (4-6), линеаризуя (4, 6, 7) при $\vec{E}' << \vec{E}_0$, $\vec{H}' << \vec{H}_0$, получим следующее векторное уравнения для определения волнового вектора $\vec{k}$

$$\frac{ic}{\omega}\left[\vec{k}\left[\vec{k}\vec{E}'\right]\right] = \left(\frac{4\pi\sigma_0}{c}A - \frac{i\omega\varepsilon}{c}\right)\vec{E}';\ \sigma_0 = en_0\mu_0, \qquad (8)$$

где n_0, μ_0 - равновесные значения.

$$\begin{aligned} A = (1+\gamma) &+ \frac{\mu_1}{\mu}\left\{\frac{\left[\vec{\ell}\vec{h}\right]}{\vec{\ell}} + \gamma\frac{\left[\vec{i}\,\vec{h}\right]\left(\vec{i}\,\vec{\ell}\right)}{\vec{\ell}} + \frac{E_0ck}{H_0\omega}\cdot\frac{\left[\vec{i}\left[\vec{\varphi}\vec{\ell}\right]\right]}{\vec{\ell}}\right\} + \\ &+ \frac{\mu_2}{\mu}\left\{\frac{E_0ck}{H_0\omega}\cdot\frac{\vec{h}\left(\vec{i}\left[\vec{\varphi}\vec{\ell}\right]\right)}{\vec{\ell}} + 1 + \gamma\frac{\left(\vec{i}\,\vec{h}\right)\left(\vec{i}\,\vec{\ell}\right)\vec{h}}{\vec{\ell}} + \frac{E_0ck}{H_0\omega}\cdot\frac{\left(\vec{i}\,\vec{h}\right)\left[\vec{\varphi}\vec{\ell}\right]}{\vec{\ell}}\right\} + \\ &+ \left\{\frac{\varepsilon Dk^2}{4\pi\sigma_0} + \frac{\varepsilon D_1k^2}{4\pi\sigma_0}\cdot\frac{\left[\vec{\ell}\vec{h}\right]}{\vec{\ell}} + \frac{\varepsilon D_2k^2}{4\pi\sigma_0}\frac{\vec{h}\left(\vec{\ell}\vec{h}\right)}{\vec{\ell}}\right\} \end{aligned} \qquad (9)$$

Здесь введены следующие единичные векторы $\vec{H}_0 = H_0\vec{h}$; $\vec{E}_0 = E_0\vec{i}$; $\vec{E}' = E'\vec{\ell}$; $\vec{k} = k\vec{\varphi}$ и безразмерный параметр $\gamma = 2\frac{E_0^2 d\sigma}{\sigma_0 d\left(E_0^r\right)}$.

Вводя обазначения

$$k_{10} = \frac{H_0\omega}{E_0c}, \quad k_{20}^2 = \frac{4\pi\sigma_0}{\varepsilon D},$$

запишем безразмерный параметр A в следующем виде

$$A = a + b\frac{k}{k_{10}} + d\frac{k^2}{k_{20}^2}. \qquad (10)$$

Из (8, 10) видно, что численные значения безразмерных параметров (а, б, д) зависят от ориентации единичных векторов $\vec{i}, \vec{h}, \vec{\ell}, \vec{\varphi}$ по координатным осям. Раскрывая смешанное векторное произведение $\left[\vec{k}\left[\vec{k}\vec{E}'\right]\right]$, получим из (7) следующее уравнение для определения значения волнового вектора $\vec{k}$

$$i\frac{ck^2}{\omega}\left[\frac{\vec{\varphi}\left(\vec{\ell}\vec{\varphi}\right)}{\vec{\ell}}-1\right]=\frac{4\pi\sigma_0}{c}\left(a+b\frac{k}{k_{10}}+d\frac{k^2}{k_{20}^2}\right)-i\frac{\omega\varepsilon}{c}. \quad (11)$$

Выберем следующую координатную систему для единичных векторов [2]

$$\vec{E}_0=E_0x\vec{i},\;\; \vec{\mathrm{H}}_{\mathrm{o}}=H_0z\vec{h},\;\; \vec{\mathrm{E}}'=\mathrm{E}'_{\mathrm{x}}\vec{\ell},\;\; \vec{\mathrm{k}}=\mathrm{kz}\vec{\varphi}. \quad (12)$$

При такой ориентации единичных векторов ($\vec{i}, \vec{\ell}, \vec{\varphi}, \vec{h}$) численные значения констант из (8) следующие

$$a=(1+\gamma)\left(1+\frac{\mu_2}{\mu_1}\right);\;\; \mathrm{b}=0,\;\mathrm{d}=1. \quad (13)$$

С учетом (12) из (11) получим значение волнового вектора

$$k=\frac{\omega}{c\left[1+\frac{\omega^2D^2\varepsilon^2}{c^4}\right]^{1/2}}\left\{\varepsilon-\frac{4\pi\sigma_0D\varepsilon}{c^2}(1+\gamma)\left(1+\frac{\mu_2}{\mu_1}\right)+\right.$$
$$\left.+i\left[\frac{\omega D\varepsilon^2}{c^2}+\frac{4\pi\sigma_0}{\omega}(1+\gamma)\left(1+\frac{\mu_2}{\mu_1}\right)\right]\right\}^{1/2} \quad (14)$$

Комплексный волновой вектор электромагнитной волны в проводящих средах [1] имеет вид

$$k=\frac{\omega}{c}(n+i\chi), \quad (15)$$

где χ -коэффициент поглощения (или усиления), n -коэффициент преломления волны.

Из (13-14) легко получим

$$\chi=\frac{1}{\sqrt{2}}\cdot\sqrt{\sqrt{R^2+B^2}-R};\;\; \mathrm{n}=\frac{1}{\sqrt{2}}\sqrt{\sqrt{R^2+B^2}+R} \quad (16)$$

$$\mathrm{R}=\varepsilon-\frac{4\pi\sigma_0D\varepsilon}{c^2}(1+\gamma)\left(1+\frac{\mu_2}{\mu_1}\right);\quad \mathrm{B}=\frac{\omega D\varepsilon^2}{c^2}+\frac{4\pi\sigma_0}{\omega}(1+\gamma)\left(1+\frac{\mu_2}{\mu_1}\right);$$

Из (16) легко видно, что при D=0, $\gamma=0$, $\mu_2=0$ для χ и n получаются известные результаты В.Л.Бонч-Бруевича [2]

$$\chi=\sqrt{\sqrt{\frac{\varepsilon^2}{4}+\left(\frac{2\pi\sigma}{\omega}\right)^2}-\varepsilon},\;\; \mathrm{n}=\sqrt{\sqrt{\frac{\varepsilon^2}{4}+\left(\frac{2\pi\sigma}{\omega}\right)^2}+\varepsilon}.$$

Линейный коэффициент поглощения α дается выражением

$$\alpha=\frac{\omega}{c}\chi=\frac{\omega}{\sqrt{2}c}\cdot\sqrt{\sqrt{R^2+B^2}-R}. \quad (17)$$

Подставляя значения ω из (15) в (17) получим

$$\alpha=\frac{4\pi\sigma}{\sqrt{2}\varepsilon c}\sqrt{\sqrt{R^2+B^2}-R},\;\; \sigma=\sigma_0(1+\gamma). \quad (18)$$

При $\gamma < 0$ и $|\gamma| > 0,\ \alpha < 0$, тогда $(E', H') \sim e^{i\vec{k}\vec{r}} \sim e^{\alpha E} \cos\left(\frac{\omega}{c} n + \theta\right)$ и электромагнитная волна усиливается, т.е. среда становится излучателем энергии электромагнитной волны. Среда действует в этих условиях как преобразователь энергии батареи (создающей электрическое поле E_0) в энергию волны.

В многодолинных полупроводниках уменьшение параметра $\frac{E_0^2 d\sigma}{\sigma_0 d(E_0^2)} < 0$, т.е. $\gamma < 0$ происходит из-за перехода носителей заряда в высокоэнергетические состояния, а в примесных полупроводниках из-за рекомбинации носителей заряда. Из (16) видно, что при B=0, т.е. когда частота излучения достигает значения

$$\omega^2 = \frac{4\pi|\sigma|c^2}{\varepsilon^2 D}\left(1 + \frac{\mu_2}{\mu_1}\right),$$

$\chi = \sqrt{R}, \mathrm{n} = 0$ происходит наибольшее излучение энергии. При других ориентациях по координатным осям векторов $(\vec{H}_0, \vec{\mathrm{E}}_0,\ \vec{\mathrm{H}}', \vec{\mathrm{k}})$ усиления электромагнитной волны легко проверить с получением значения констант (а, б, д) из (8).

Таким образом в многодолинных и в примесных полупроводниках с отрицательной дифференциальной проводимостью (ОДП) электромагнитная волна может усиливаться при различных ориентациях векторов ($\vec{H}, \vec{\mathrm{E}}, \vec{\mathrm{k}}$), и тогда среда (ОДП) становится источником излучения энергии.

1. Л.Д.Ландау и Е.М.Лифшиц, *Электродинамика сточных, Москва*, (1959) 333.
2. В.Л.Бонч-Бруевич, И.П.Звягин, А.Г.Миронов, *Доменная электрическая неустойчивость в полупроводниках*, *Москва*, (1972) 365.

MÜHITLƏRDƏ ELEKTROMAQNIT DALĞASININ ENERJISININ ŞÜALANMASI

E.R.HƏSƏNOV, K.B.QURBANOV

Mühitlərdə elektromaqnit dalğasının enerjisinin şüalanması göstərilmişdir. Maksimum şüalanma təzliyi tapılmışdır. Elektrik sahəsinin və dalğa vektorunun istsqamətləri təyin edilmişdir.

ELECTROMAGNETIC WAVE ENERGY RADIATION IN CONDUCTING MEDIUM

E.R.HASANOV, K.B.GURBANOV

It has been shown that the electromagnetic wave energy radiates on conducting medium with negative differential conductivity. The maximum frequency of energy radiation has been obtained. The orientation of electric and magnetic fields and wave vector under radiation condition have been found.

Редактор: А.Гашимов