

## ГЕНЕРАЦИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ В ГАЗОДИСПЕРСНОЙ СРЕДЕ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ИЗЛУЧЕНИЯ ЛАЗЕРА

В.И. Игошин, В.А. Катулин, Р.Р. Летфуллин

*Теоретически исследован механизм генерации квазистационарных электромагнитных полей при термоэмиссии электронов с поверхности проводящих дисперсных частиц, облучаемых лазером. Показано, что основную роль играют эффекты, связанные с формой реальных дисперсных частиц и неоднородностью эмиссии электронов.*

В работе /1/ впервые проведено теоретическое исследование механизма генерации электромагнитных полей (ГЭМП) в газодисперсной среде под действием лазерного излучения (ЛИ), экспериментально обнаруженных в /4/. Модель работы /1/ описывает ГЭМП в квадрупольном приближении для проводящих сферических частиц. Реальные дисперсные частицы, полученные методами истирания и дробления, либо при сгорании различных материалов имеют более сложные формы с выступами, ребрами и остриями. В настоящей работе рассмотрен механизм ГЭМП при действии ЛИ на дисперсные частицы в виде вытянутых эллипсоидов вращения.

Неправильность формы реальных дисперсных частиц приводит к неоднородности их нагрева, и, как следствие, к пространственной неоднородности и нестационарности эмиссии электронов. В результате нарушается скомпенсированность потоков электронов и возникает электронный ток. Изменение во времени дипольного и квадрупольного моментов пространственного заряда частицы приводит к генерации электромагнитных полей. Ниже определено распределение потенциала электростатического поля в окрестности заряженной частицы и получена оценка амплитуды электромагнитного поля, генерируемого системой зарядов в газодисперсной среде.

Рассмотрим совокупность  $N$  проводящих дисперсных частиц в форме вытянутых эллипсоидов вращения с большой полуосью  $h < L_d$  ( $L_d$  — длина дебаевского экранирования), облучаемых ЛИ. Характерное время установления потока тепла в проводящей частице вдоль большой полуоси  $\Delta t \sim h^2/4k$  составляет  $\sim 10^{-8}$  с при  $h \sim 1$  мкм. Здесь  $k$  — коэффициент температуропроводности материала частицы. Неоднородность нагрева вызывает изменение параметров термоэлектронной эмиссии во времени с частотой  $\nu \sim 1/\Delta t$  на протяжении всего времени нагрева частицы от начальной температуры до конечной  $T_k$  (t). Для частиц, ориентированных вдоль пучка ЛИ (рис. 1), возникает также несимметричное пространственное распределение облака термоэлектронов.

Время установления стационарного распределения пространственного заряда  $\tau$  порядка времени формирования облака электронов за счет термоэмиссии и составляет  $\sim 10^{-12}$  с /2/. Поскольку  $\tau \ll \Delta t$  пространственный заряд адиабатически подстраивается к изменяющимся параметрам эмиссии. Из-за нестационарности нарушается полная скомпенсированность в потоках электронов и возникает электронный ток  $j \approx e j_e \tau / \Delta t$ . Отрицательный объемный заряд вблизи  $i$ -й частицы вместе с компенсирующим его положительным зарядом на поверхности для частиц, ориентированных по направлению луча ЛИ, образуют электрический диполь с радиусом  $\sim L_d$ , дипольным моментом  $d_i$ , направленным вдоль большой полуоси  $h$ . Для частиц произвольной ориентации возникает квадрупольный момент  $D_i$ . Изменение дипольного и квадрупольного моментов во времени при изменении параметров эмиссии и электронного тока приводит к генерации электромагнитных полей частоты  $\nu \sim 1/\Delta t$ , лежащей в радиодиапазоне.

Дипольный момент частицы  $i$  в форме эллипсоида вращения определяется выражением /3/:  $d_i = E^{(h)} \sqrt{4\pi n^{(h)}}$ , где  $V = (4/3)\pi L_d \delta c$  — объем эллипсоида,  $E^{(h)}$  — электростатическое поле вблизи частицы на продолжении большой полуоси  $h$ ,  $\delta, c$  — малые полуоси,  $n^{(h)}$  — коэффициент деполяризации. В случае вытянутого эллипсоида вращения ( $h > \delta = c$ ) с эксцентриситетом  $\epsilon = (1 - \delta^2/h^2)^{1/2}$  имеем  $n^{(h)} = (1 - \epsilon^2) \times$

$\times (\text{Arth } \epsilon - \epsilon)/\epsilon^3$ . Величину электростатического поля в окрестности частицы  $E_0$  определим, используя решение уравнения Лапласа в сфероидальных координатах  $\xi, \gamma$  и  $\zeta$ , причем  $\xi \geq -\delta^2, -\delta^2 \geq \zeta \geq -h^2/3$ :

$$\frac{d}{d\xi} \left( R_\xi \frac{d\Psi}{d\xi} \right) = 0, \quad \Psi(\xi) = \frac{Q}{\sqrt{h^2 - \delta^2}} \text{Arth} \sqrt{\frac{h^2 - \delta^2}{\xi + h^2}}, \quad (1)$$

где  $R_\xi = \sqrt{(\xi + h^2)(\xi + \delta^2)(\xi + c^2)}$ ,  $\Psi(\xi)$  – распределение потенциала в окрестности частицы с полным зарядом  $Q$ . Применяя оператор  $\nabla$  в вытянутых сфероидальных координатах к функции  $\Psi(\xi)$ , получим

$$E_0 = -\nabla\Psi = -\sqrt{\frac{4(h^2 + \xi)(\delta^2 + \xi)^2}{(\xi - \gamma)(\xi - \zeta)}} \frac{\partial\Psi}{\partial\xi} = \frac{Q}{\sqrt{(\xi - \gamma)(\xi - \zeta)}}. \quad (2)$$

Координата  $\gamma$  вырождается при  $c \rightarrow \delta$  в постоянную  $-\delta^2$ . Введя полярные координаты  $r = \pm [(\xi + h^2) \times (\zeta + h^2)/(h^2 - \delta^2)]^{1/2}$  и  $\rho = [(\xi + \delta^2)(\zeta + \delta^2)/(\delta^2 - h^2)]^{1/2}$ , из (2) получим окончательные выражения для поля  $E_0$ . У поверхности большого радиуса кривизны

$$E^{(\delta)} = \lim_{\substack{\gamma \rightarrow -\delta^2 \\ \zeta \rightarrow -h^2}} E_0 = \frac{Q}{\rho^2 \sqrt{1 + h^2/\rho^2 - \delta^2/\rho^2}} \approx Q/h\delta. \quad (3)$$

На продолжении большой полуоси  $h$

$$E^{(h)} = \lim_{\substack{\gamma \rightarrow \delta^2 \\ \zeta \rightarrow \delta^2}} E_0 = \frac{Q}{r^2 (1 + \delta^2/r^2 - h^2/r^2)} \approx Q/\delta^2, \quad (4)$$

из формул (3) и (4) следует, что значение поля у вершины малого радиуса кривизны идеально проводящего эллипсоида вращения  $E^{(h)}$  в  $h/\delta$  раз превышает величину поля  $E^{(\delta)}$  у образующей поверхности эллипсоида большого радиуса кривизны.

Подставляя в формулу для  $d_i$  выражение поля  $E^{(h)}$  (4) и ограничиваясь вторым членом в разложении в ряд коэффициента  $n^{(h)}$  при  $\epsilon^2 < 1$ , найдем значение дипольного момента вытянутого эллипсоида вращения  $d_i \approx QL_d^3/\delta^2$ . Проведя суммирование по всем  $N$  частицам, ориентированным вдоль пучка ЛИ и используя принцип суперпозиции, найдем дипольный момент системы зарядов  $d = \sum_i d_i \approx QNL_d^3/\delta^2$ .

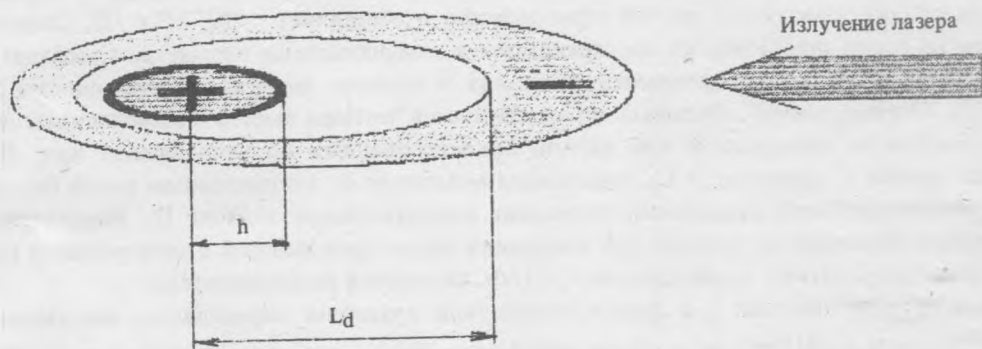


Рис. 1. Пространственное распределение объемного заряда в окрестности частицы в форме вытянутого эллипсоида вращения, ориентированной вдоль пучка ЛИ, в момент времени  $t < h^2/\kappa$ .

Напряженность поля электронейтральной системы в дипольном приближении на расстоянии  $R$  от излучающей системы зарядов убывает по закону  $E^d \sim d/R^3 \approx (QN/\delta^2) (L_d/R)^3$ . На расстоянии  $R \sim 10$  см при концентрациях заряженных частиц  $n \sim 10^8 - 10^{10} \text{ см}^{-3}$  в зоне облучения диаметром  $\sim 1$  см амплитуда поля составит величину  $E^d \sim 1 - 100 \text{ В/см}$ , что на 1 - 3 порядка превышает значение напряженности электрического поля диполя, рассчитанного в /2/ для сплошной проводящей мишени при аналогичных условиях.

Компоненты квадрупольного электрического момента заряженного эллипсоида вращения определяются выражениями /3/:  $D_i^{hh} = (Q/3) (2h^2 - \delta^2 - c^2)$ ,  $D_i^{\delta\delta} = D_i^{cc} = (Q/3) (2\delta^2 - h^2 - c^2)$ . Учитывая, что  $D_i^{hh} \ll d_i$  вдоль оси  $h$  и проведя суммирование по всем  $N$  частицам, получим для квадрупольного момента системы зарядов оценку  $D = \sum_i D_i^{\delta\delta} \approx - QNh^2/3$ . Напряженность поля квадрупольного электронейтральной

системы зарядов  $E^k \sim 2D/R^4$  убывает с расстоянием как  $R^{-4}$ . Для указанных выше параметров эмиссии при  $n \sim 10^{10} \text{ см}^{-3}$  значение поля квадрупольного  $\sim 1 \text{ В/см}$  на порядок превышает амплитуду поля диполя и на 3 порядка напряженность поля квадрупольного для сплошных проводящих мишеней /2/. Варьируя концентрацию дисперсных частиц в зоне облучения, можно управлять характеристиками электромагнитных полей, повышать или понижать значения  $E^d$  и  $E^k$ .

Таким образом, термоэмиссия электронов под действием излучения лазера на газодисперсных средах может приводить к генерации электромагнитного импульса в радиодиапазоне. При этом основную роль играют дипольный и квадрупольный моменты системы зарядов.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Игошин В.И., Летфуллин Р.Р. Препринт ФИАН № 15, М., 1990.
2. Афанасьев Ю.В., Канавин А.П. Квантовая электроника, **10**, 2267 (1983).
3. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред, М., Наука, 1982, с. 37.
4. Баландин С.Ф. и др. VIII Всесоюзный симпозиум по лазерному и акустическому зондированию атмосферы, тез. докл. Томск, ИОА СО АН СССР, 1984, ч. 2, с. 19.

Поступила в редакцию 28 июня 1990 г.

После переработки 11 октября 1990 г.