

УДК 533.951

ПОЛЕ ЗАРЯЖЕННОЙ ЧАСТИЦЫ, ДВИЖУЩЕЙСЯ В ПЛАЗМЕ
С РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ ФЕРМИ

Р. А. ГЕВОРКЯН

Институт радиопизики и электроники НАН Армении

(Поступила в редакцию 27 декабря 1993 г.)

Исследованы поля, создаваемые движущейся заряженной частицей в плазме с распределением Ферми и в ультрарелятивистской плазме, когда характерные скорости среды меньше скорости пробной частицы. Показано, что уже при таких скоростях электромагнитное поле имеет вид, отличный от сферически симметричного.

В настоящем сообщении приведены аналитические выражения для электрического и магнитного полей, создаваемых движущейся заряженной частицей в вырожденном Ферми-газе и ультрарелятивистской плазме. Предполагается наличие положительно заряженного фона, обеспечивающего общую электронеutrальность плазмы.

Рассмотрим две частицы с массами m_1, m_2 и зарядами q_1, q_2 , движущиеся в плазме с распределением Ферми. Будем считать, что взаимодействие между частицами и наличие среды мало изменяют траектории частиц, так что законы движения частиц можно задать в виде равномерных прямолинейных движений

$$\mathbf{r}_1 = \mathbf{u}_1 t, \quad \mathbf{r}_2 = \mathbf{u}_2 t + \mathbf{r}_0. \quad (1)$$

Для простоты предположим, что частицы движутся в одном направлении и $|\mathbf{u}_1| = |\mathbf{u}_2| = u \ll c$. Кроме того, примем, что частицы медленные ($u < v_{Fe}$, где v_{Fe} — фермиевская скорость электронов газа). Выберем систему координат следующим образом. В плоскости, проходящей через векторы \mathbf{r}_0 и \mathbf{u} , напомним ось Z вдоль вектора \mathbf{u} и будем считать, что вектор \mathbf{r}_0 лежит в плоскости $\{ZOY\}$. Интегрируя уравнения Максвелла с диэлектрической проницаемостью для случая плазмы с Ферми-распределением [1] и отбросив члены порядка $\lambda^2 = \frac{u^2}{v_{Fe}^2}$ и $\frac{u^2}{c^2}$ и выше, получим:

$$\mathbf{E}_1 = -\text{grad}q_1(A+D), \quad \mathbf{E}_2 = -\text{grad}q_1(A-D), \quad (2)$$

$$\mathbf{B}_1 = \mathbf{B}_{1z} = \frac{q_1 u}{c} \frac{y_0}{r_0^3}, \quad \mathbf{B}_2 = \mathbf{B}_{2z} = -\frac{q_2 u}{c} \frac{y_0}{r_0^3},$$

где $\mathbf{E}_1, \mathbf{B}_1$ — электрическое и магнитное поля в точке нахождения первой частицы, а $\mathbf{E}_2, \mathbf{B}_2$ — поля в точке нахождения второй частицы.

$$A = \exp(-r_0 a) / r_0, \quad D = \frac{z_0}{4r_0} \left(\frac{1}{ar_0^2} + a \right) \left(\exp(-ar_0) E_i^*(-ar_0) - \exp(ar_0) E_i(-ar_0) \right) + \frac{1}{r_0} \left[\exp(-ar_0) E_i^*(ar_0) + \exp(ar_0) E_i(-ar_0) \right] - 2/r_0. \quad (3)$$

В формулах (3) $a = \sqrt{3} \frac{\omega_L}{v_{Fe}}$, где ω_L — плазменная частота, $E_i^*(ar_0)$ и $E_i(-ar_0)$ — интегральные показательные функции, z_0 и y_0 — проекции вектора r_0 соответственно на ось Z и на ось Y .

Выражение (3) значительно упрощается в случае выполнения условий $ar_0 \ll 1$ либо $ar_0 \gg 1$. В первом случае, разлагая в ряд выражения для D и ограничиваясь первыми членами разложения, получим

$$E_1 = -\text{grad} q_2 \left[\exp(-ar_0) / r_0 - \frac{\lambda a z_0}{2 r_0} \ln(ar_0) \right], \quad B_1 = B_{1z} = \frac{q_2 \mu}{c} \frac{y_0}{r_0^3},$$

при $ar_0 \ll 1$ (4)

$$E_2 = -\text{grad} q_1 \left[\exp(-ar_0) r_0 + \frac{\lambda a z_0}{2 r_0} \ln(ar_0) \right], \quad B_2 = B_{2z} = -\frac{q_1 \mu}{c} \frac{y_0}{r_0^3}.$$

Во втором случае, воспользовавшись асимптотическими выражениями функций $E_i^*(ar_0)$ и $E_i(-ar_0)$, имеем:

$$E_1 = -\text{grad} q_2 (2\lambda a^2 z_0 / r_0^4), \quad B_1 = B_{1z} = \frac{q_2 \mu}{c} \frac{y_0}{r_0^3},$$

при $ar_0 \gg 1$. (5)

$$E_2 = -\text{grad} q_1 (-2\lambda a^2 z_0 / r_0^4), \quad B_2 = B_{2z} = -\frac{q_1 \mu}{c} \frac{y_0}{r_0^3}.$$

В случае, когда средой является ультрарелятивистская плазма, электромагнитное поле также описывается выражениями (2) — (5), в которых $\lambda = u/c$; $a = \sqrt{4\pi e^2 N_e / T_e}$, при этом диэлектрическая проницаемость ультрарелятивистской плазмы определяется известным выражением [1].

Как видно из этих выражений, уже при скоростях частиц, малых по сравнению с характерной скоростью среды (скорость Ферми, скорость света и т. д.), выражения для электромагнитного поля имеют вид, отличный от сферически симметричного.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Ф. Александров, Л. С. Богданкевич, А. А. Рухадзе. Основы электродинамики плазмы. М., Высшая школа, 1978.

ՖԵՐՄԻԻ ԲԱՇԵՈՒՄՈՎ ՊԼԱԶՄԱՅՈՒՄ ՇԱՐԺՎՈՂ
ԼԻՑՔԱՎՈՐՎԱԾ ՄԱՍՆԻԿԻ ԴԱՇՏԸ

Ռ. Ա. ԳԵՎՈՐԳՅԱՆ

Հետազոտված են շարժվող լիցքավորված մասնիկի ստեղծած դաշտերը Ֆերմիի բաշխումով պլազմայում և ուլտրառելյատիվիստական պլազմայում: Միջավայրի բնութագրական արագությունները փոքր են, քան փորձնական մասնիկի արագությունը: Ցույց է տրված, որ արգենայդպիսի արագությունների դեպքում էլեկտրամագնիսական դաշտի տեսքը տարբերվում է զրեղային սիմետրիկից:

FIELD OF CHARGED PARTICLE MOVING IN PLASMA WITH
FERMI-DISTRIBUTION

R. A. CEVORKIAN

We have analyzed the electromagnetic field created by a charged particle moving in plasma described by Fermi-distribution, and in relativistic plasma, in the case when characteristic velocities of the medium are much smaller, than the test particle velocity. Even at such low velocity the particle field is shown to be significantly different from the spherically symmetric field.