Стратегия поиска позывных внеземных цивилизаций должна предусматривать анализ «странных» космических явлений, противоречащих законам природы, как возможных следствий имитации.

Автор глубоко признателен Н. Т. Петровичу за внимание к работе и ее поддержку, П. В. Маковецкому — за полезные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. B. Zuckerman a. o., Astrophys. J, **196**, № 3, pt. 2, L99 (1975).
2. Science News, **111**, № 17, 260 (1977).
3. В. М. Цуриков, XXXIII Всесоюзная научная сессия, посвященная Дню радио, Аннотации и тезисы докладов секции теории и техники передачи дискретных сигналов, изд. НТОРЭС им. А. С Попова, М., 1978.
4. Б. М. Болотовский, В. Л. Гинзбург, Эйнштейновский сборник, изд. Наука, М., 1974.

Минский радиотехнический институт

Поступила в редакцию
10 июля 1978 г.

УДК 533.9.01

К ТЕОРИИ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ ЧАСТИЧНО ИОНИЗОВАННОЙ ПЛАЗМЫ

З. Ж. Жанабаев

В ряде практических задач определенный интерес может представить учет влияния нейтральных частиц на диэлектрическую проницаемость плазмы. Например, в нижних слоях ионосферы, где концентрация нейтральных частиц, электронов и температура составляют, соответственно, величины порядка 10^{13}, 10^4 *см*$^{-3}$ и 10^3 K, частота столкновений электронов с нейтралами ν_b может быть намного больше, чем частота столкновений электронов с ионами ν_i [1]. При этом величина ν_b оказывается порядка плазменной частоты электронов, поэтому для изучения диэлектрической проницаемости плазмы в широком интервале частоты используем кинетическое уравнение для быстропеременных процессов, полученное Силиным [2]

Решение этого уравнения позволяет записать формулу плотности тока заряженных частиц сорта a в виде

$$j_a = \frac{i}{\omega}\sum_a \frac{N_a}{m_a} e_a^2 E - \frac{1}{\omega^2 (\varkappa T)^2}\sum_a\sum_b \frac{e_a^2}{m_a}\int d\boldsymbol{p}_a\, d\boldsymbol{p}_b \times$$

$$\times f_{0a} f_{0b} v_{a,k} \boldsymbol{v}_a \int d\boldsymbol{r}_b \int\limits_{-\infty}^{0} d\tau\, e^{-i\omega\tau} \frac{\partial U_{ab}(|\boldsymbol{r}_a - \boldsymbol{r}_b + (\boldsymbol{v}_a + \boldsymbol{v}_b)\tau|)}{\partial r_{a,j}} \times \tag{1}$$

$$\times \frac{\partial U_{ab}(|\boldsymbol{r}_a - \boldsymbol{r}_b|)}{\partial r_{a,k}} E_j .$$

Далее отсюда, используя соотношения $\boldsymbol{j} = \sigma \boldsymbol{E}$, $\varepsilon(\omega) = 1 + i4\pi\sigma/\omega$, определим комплексную проницаемость $\varepsilon(\omega)$. Вид потенциала взаимодействия, входящего в (1), установим согласно следующей модели взаимодействия электронов с нейтралами. Нас будет интересовать упругое рассеяние электронов на нейтралах при сближении их на расстояние $r_{\min} \gtrsim a$, где a — размер нейтральной частицы При этом основной вклад будет вносить дальнодействующая часть потенциала, и взаимодействующие частицы можно представить как систему заряд — мультиполь [3, 4]. Тогда, используя фурье-преобразование мультипольного потенциала φ_b и его разложение по сферическим функциям, запишем.

$$U_{ab}(\boldsymbol{r}) = e_a \varphi_b = (2\pi)^{-3}\int d\boldsymbol{k}\, \Phi_{ab}(\boldsymbol{k})\, e^{i\boldsymbol{kr}}; \tag{2}$$

$$\Phi_{ab}(k) = 4\pi Q_{l0} e_a \sqrt{\frac{\pi}{2}} \int\limits_0^\infty I_{l+1/2}(kr)\, r^{1-l} (kr)^{-1/2} dr. \tag{3}$$

Здесь $I_{l+1/2}(kr)$ — функция Бесселя полуцелого индекса, Q_{l0} — мультипольный момент порядка l, $m=0$.

Интеграл в (3) может быть точно вычислен отдельно для четных и нечетных значений l [5], если использовать асимптотическое выражение функции Бесселя ($kr \gg 1$) Но мы воспользуемся более простым выражением, которое возникает при разложении функции Бесселя ($kr \ll 1$) и интегрировании от $r_{\min}$ до $r_{\max}$:

$$\Phi_{ab}(k) = 2\pi\, 2^l\, l!\, Q_{l0}\, e_a\, k^l\, r_{\max}^2/(2l+1)! \tag{4}$$

Далее, используя (2), проведем интегрирование по импульсам в формуле (1) и получим $\varepsilon(\omega)$ для электронов и одного сорта нейтральных частиц. Подставляя в это выражение (4) и интегрируя по k от 0 до ∞, получим

$$\varepsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_{0e}^2}{\omega^2} + i\,\frac{\omega_{0e}^2 N_b Q_{l0}^2 e^2 (2l+3)\, 2^{2l+1} (l!)^2}{\omega^3\, 3\varkappa T m_e (2l+1)!\, v_{Te}^{2l+5}}\, r_{\max}^4 \sqrt{\frac{\pi}{2}}\, \lambda(\omega),$$

$$\lambda(\omega) = \int\limits_{\tau_{\min}}^{\tau_{\max}} \tau^{-2l-5} (\cos\omega\tau + i\sin\omega\tau)\, d\tau = \lambda'(\omega) + i\lambda''(\omega). \tag{5}$$

Здесь ω_{0e} — плазменная частота электронов, $\tau_{\min} = r_{\min}\sqrt{2m_e/\varkappa T}$, $\tau_{\max} = r_{\max}\sqrt{2m_e/\varkappa T} \approx \approx \omega_{0e}^{-1}$.

Вычисляя приближенно функции $\lambda'(\omega)$, $\lambda''(\omega)$ для низких ($\omega \ll \omega_{0e}$) и высоких ($\omega_{0e} \ll \omega \ll v_{Te}/r_{\min}$) частот, имеем соответственно

$$\varepsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_{0e}^2}{\omega^2}(1 + \Delta) + i\,\frac{\omega_{0e}^2}{\omega^3}\,\nu_{\text{эфф}}^{(0)},$$

$$\Delta = \frac{N_b \sqrt{\pi}\, 2^{l-1} (l!)^2 Q_{l0}^2 e^2 r_{\max}^4}{3(\varkappa T)^2 (2l+1)!\, r_{\min}^{2l+3}}, \tag{6}$$

$$\nu_{\text{эфф}}^{(0)} = \Delta(2l+3)/2\tau_{\min}(l+2);$$

$$\varepsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_{0e}^2}{\omega^2}\left(1 + \frac{\omega_{\text{эфф}}}{\omega}\right) + i\,\frac{\omega_{0e}^2}{\omega^3}\,\nu_{\text{эфф}}^{(\omega)},$$

$$\omega_{\text{эфф}} = \nu_{\text{эфф}}^{(0)} \sin(\omega\tau_{\min}), \qquad \nu_{\text{эфф}}^{(\omega)} = \nu_{\text{эфф}}^{(0)} \cos(\omega\tau_{\min}). \tag{7}$$

Таким образом, учет взаимодействия заряд — мультиполь приводит к изменению ω_{0e}^2, пропорциональному величине Δ, которая зависит от мультипольного порядка l. Необходимо учесть, что величины $r_{\min}$ и $r_{\max}$, следовательно $\tau_{\min}$, также должны зависеть от l. Для оценки этих величин можно использовать формулы

$$r_{\min} = (eQ_{l0}/\varkappa T)^{1/(l+1)}, \qquad r_{\max} = (r_D\, Q_{l0}/e2^l)^{1/(l+1)}, \tag{8}$$

которые получаются приравниванием энергии взаимодействия частиц для $r_{\min}$ и $r_{\max}$ соответственно к тепловой энергии и энергии взаимодействия на расстоянии, равном радиусу Дебая для электронов r_D.

Если принять $Q_{l0} \sim e2^l a^l$, то можно установить, что величина Δ уменьшается с ростом l по степенной зависимости от $a/r_{\min}$. Непосредственное сравнение величины Δ с ее значением для чисто электронно-ионной плазмы [2] показывает, что ионы рассеивают электроны намного сильнее, чем нейтральные частицы. Например, для $T \sim 10^3$ K, $N_b = N_e \sim 10^4$ $см^{-3}$ при $l=2$ (взаимодействие заряд — квадруполь) величина $\nu_{\text{эфф}}$ для нейтральных частиц оказывается примерно в миллион раз меньше, чем для ионов.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Л. Гинзбург, Распространение электромагнитных волн в плазме, изд. Наука, М., 1967.
2. В. П. Силин, ЖЭТФ, 41, 861 (1961).
3. Б М. Смирнов, Физика слабоионизованного газа, изд. Наука, М., 1972.
4. М. Митчнер, Ч. Кругер, Частично ионизованные газы, изд. Мир, М., 1976.
5. И. С. Градштейн, И. М. Рыжик, Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений, изд. Наука, М., 1971, стр. 434.

Джамбулский педагогический институт

Поступила в редакцию
17 мая 1978 г.