

Л. А. НАЗАРЕНКО, канд. физ.-мат. наук,
В. Е. ФИЛИППЕНКО, А. С. РИВЦИС

**К ВОПРОСУ О ДИАГНОСТИКЕ ПЛАЗМЕННЫХ ОБРАЗОВАНИЙ
ПО ТЕПЛОВОМУ ИЗЛУЧЕНИЮ
(ГЕОМЕТРООПТИЧЕСКОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ)**

Известно, что если все характерные размеры тела велики по сравнению с длиной волны и с оптической толщиной вещества, то тепловое излучение неоднородных тел может быть найдено методами геометрической оптики [1, 2]. Данный метод позволяет найти хорошее приближение к точному решению, если свойства среды достаточно медленно изменяются с расстоянием. В случае плазмы, например в ионосфере или в солнечной короне, соответствующее требование медленности изменения свойств среды, как правило, выполняется. Не удивительно поэтому, что геометрическое приближение широко используется при исследовании радиоизлучения Солнца и планет, а также при изучении распространения электромагнитных волн в космических условиях, например, в солнечной короне [1, 2, 5].

В приближении геометрической оптики можно перейти от волновой к лучевой трактовке. Идущий в пустоте луч, попадая на какое-либо прозрачное тело, имеет на выходе из этого тела направление, в общем случае отличное от первоначального. Это изменение направления определяется конкретностью свойств тела и его формы. В работе [3] методом геометрической оптики решена задача об отражении плоской радиоволны от шарообразной плазменной области, диэлектрическая проницаемость которой зависит от координаты r . Работа [4] посвящена рассеянию электромагнитных волн неоднородным плазменным эллипсоидом вращения в указанном выше приближении.

Рассмотрим плазменную область, обладающую сферической симметрией, с неоднородным распределением электронов вдоль радиуса $N(r)$. Ионизированная область имеет размытую границу. Известно [4, 5], что в среде со сферической симметрией траектория луча определяется уравнением

$$\theta = \int \frac{\rho dr}{r \sqrt{r^2 n^2(r) - \rho^2}}, \quad (1)$$

где ρ — расстояние от радиального луча, совпадающего с направлением падения плоской волны («прицельный параметр»);

$n(r)$ — показатель преломления в точке, находящейся на расстоянии r от центра ионизированной области.

Распространение электромагнитных волн (лучей) в плазме сопровождается потерей электромагнитной энергии волны. Степень уменьшения плотности потока электромагнитной энергии характеризуется выражением [1, 2]

$$S = S_0 e^{-2k \int \kappa dl}, \quad (2)$$

где κ — коэффициент поглощения;

dl — элемент траектории луча.

Интегрирование в показателе степени экспоненты должно быть проведено по длине всего пути прохождения луча в плазме.

Будем предполагать, что в тех точках плазмы, где проходит луч, имеет место соотношение [2]

$$|\varepsilon| \gg \frac{4\pi\sigma}{\omega}, \quad \varepsilon > 0. \quad (3)$$

Оптическая глубина определяется следующим образом:

$$\tau = 2 \frac{\omega}{c} \int \frac{\omega_0^2(r) \nu dl}{2\omega^3 \sqrt{1 - \frac{\omega_0^2(r)}{\omega^2}}}. \quad (4)$$

Используя закон Кирхгофа, запишем интенсивность теплового излучения вдоль данного луча, идущего на расстояние ρ от радиального луча $|h\omega \ll T|$:

$$\frac{dI_\omega}{d\theta} = \frac{T\omega^2}{4\pi^3c^2} \left[1 - e^{-\int \frac{\omega_0^3(r)\nu dl}{c\omega^2 \sqrt{1 - \frac{\omega_0^2(r)}{\omega^2}}} } \right]$$

имея в виду, что

$$dl = \frac{n(r) r dr}{\sqrt{n^2(r)r^2 - \rho^2}}$$

Дальнейшее исследование заключается в численном анализе формулы (5) с помощью ЭВМ при различных законах $N(r)$ [6]. При этом будем рассматривать волны, распространяющиеся по радиусу из внешнего пространства [2]:

$$\rho = 0.$$

На графиках представлены зависимости спектральной интенсивности (относительной) теплового излучения от параметра $\frac{\omega}{\omega_p}$, где

$$\omega_p = \frac{4\pi N(0) e^2}{m}.$$

На рис. 1 распределение частиц задано функцией Бесселя $N(r) = N(0) I_0\left(\frac{r}{a}\right)$, где параметр $\frac{\nu a}{c}$ принимает значения 0,1; 0,05; 0,005.

На рис. 2, 3, 4 распределение частиц задано функцией Гаусса $N(r) = N(0) e^{-\alpha^2 r^2}$, где (рис. 2) параметр $\frac{\nu a}{c} = 0,05$, α_0^2 принимает значения 0,1; 1; 10; рис. 3 — параметр $\frac{\nu a}{c} = 0,1$, α_0^2 — значения 1; 10; 100; рис. 4 — параметр $\frac{\nu a}{c} = 0,25$, α_0^2 — значения 1; 10; 100.

На рис. 5 распределение частиц задано параболической функцией $N(r) = N(0) \left(1 - \frac{r^2}{a^2}\right)$, где параметр $\frac{\nu a}{c}$ принимает значения 0,01; 0,1; 0,2.

Рассмотрев кривые этих рисунков, видим, что по спектру теплового излучения вблизи плазменной частоты можно определять характеристики плазмы. Концентрацию электронов определяем по положению максимума, частоту столкновений — по

ширине максимума спектральной кривой. Радиационную температуру находим по максимальной мощности излучения. Все эти параметры могут быть определены и на фиксированной частоте по зависимости мощности излучения от концентрации, если при изменении концентрации распределение энергии электронов

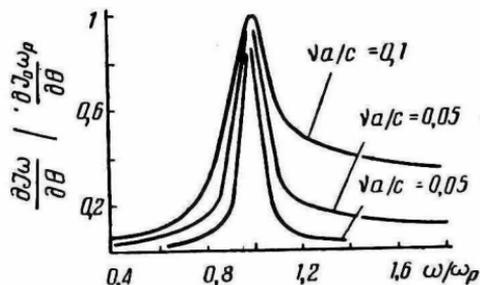


Рис. 1. Зависимость относительной спектральной интенсивности теплового излучения от частоты при $N(r) = -N(0) J_0 \left(\frac{r}{a} \right)$.

можно считать неизменным. Вдали от плазменной частоты мощность излучения уменьшается. При малой частоте столкновений кривые имеют острый максимум.

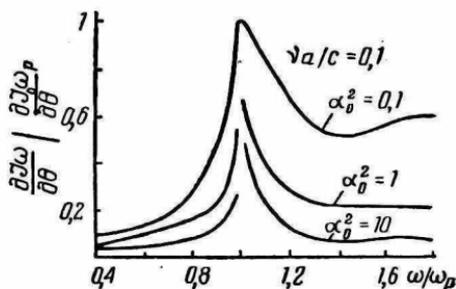
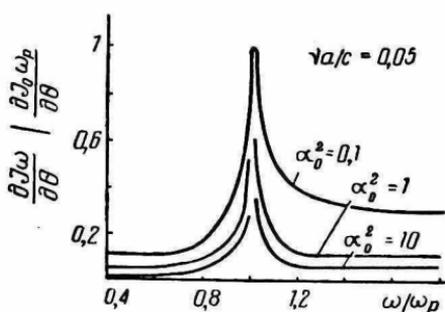


Рис. 2. Зависимость относительной спектральной интенсивности теплового излучения от частоты при $N(r) = N(0) e^{-\alpha^2 r^2}$ для $\frac{\sqrt{a}}{c} = 0,05$.

Рис. 3. Зависимость относительной спектральной интенсивности теплового излучения от частоты при $N(r) = N(0) e^{-\alpha^2 r^2}$ для $\frac{\sqrt{a}}{c} = 0,1$.

Итак, имея теоретические зависимости интенсивности теплового излучения, где в качестве параметров выступают параметры плазмы, возможно определить концентрацию плазмы и другие характеристики путем сравнений с экспериментально

полученными графиками. Представляет интерес решение данной задачи с помощью ЭВМ.

Очевидно, рассмотренная задача диагностики плазмы по известному распределению спектральной интенсивности теплового излучения относится к широкому кругу так называемых

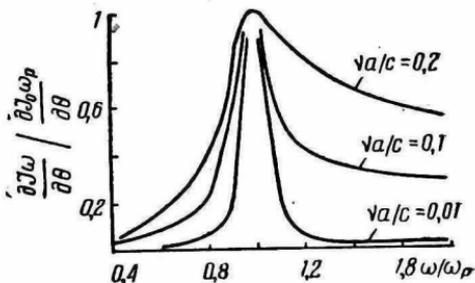
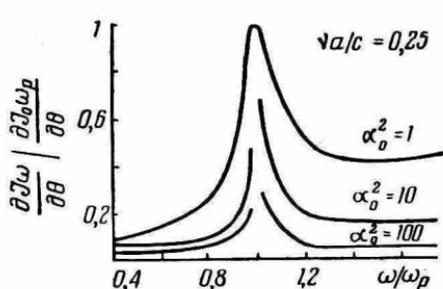


Рис. 4. Зависимость относительной спектральной интенсивности теплового излучения от частоты при $N(r) = N(0)e^{-\alpha r^2}$ для $\frac{\nu a}{c} = 0,25$.

Рис. 5. Зависимость относительной спектральной интенсивности теплового излучения от частоты при $N(r) = N(0)(1 - \frac{r^2}{a_2^2})$.

«обратных» задач, когда по известному набору теоретических кривых определяется их «совпадение» с экспериментальным распределением, и тем самым делается заключение о параметрах плазмы в данном эксперименте. Известно, что основная трудность «обратных» задач, где обычно имеют дело с интегральными уравнениями, — это анализ устойчивости решения по отношению к изменениям неизвестной функции под знаком интеграла, что в конечном итоге определяет ошибку вычислений.

ЛИТЕРАТУРА

1. Железняков В. В. Радиоизлучение Солнца и планет. М., «Наука», 1964, 123 с.
2. Гинзбург В. Л. О поглощении радиоволн в солнечной короне. — «Астроном. ж.», т. 26, № 84, 1949. 247 с.
3. Марьин Н. П. Об эффективной отражающей поверхности ионизированной области, имеющей форму шара. — «Радиотехника и электроника», т. 12, № 9, 1967, с. 1657—1660.
4. Гинзбург В. Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. М., «Наука», 1967. 683 с.
5. Назаренко Л. А. Автореф. канд. дис., Харьков, 1971, 18 с.