

О МИНИМАЛЬНОМ ПОПЕРЕЧНОМ РАЗМЕРЕ РЕЗОНАНСНОГО ПОЛЯ, ВОЗБУЖДАЕМОГО ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНОЙ НА КРИВОЛИНЕЙНОЙ КРИТИЧЕСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ СЛОЯ ПЛАВНОНЕОДНОРОДНОЙ СЛАБОСТОЛКНОВИТЕЛЬНОЙ ПЛАЗМЫ

В. С. Бухман, Н. С. Бухман

Плодоовощной институт им. И. В. Мичурина, Мичуринск, Россия
(Поступило в Редакцию 25 апреля 1994 г.)

1. Известно [1,2], что при отражении электромагнитной волны от плавнонеоднородного слоя слабостолкновительной плазмы с максимальной плотностью, превышающей критическую для данной частоты волны, на поверхности критической плотности критической поверхности имеет место так называемый плазменный резонанс, вызванный совпадением частоты падающей волны с локальной плазменной частотой. Этот резонанс проявляется в резком возрастании продольной компоненты поля в узком слое плазмы вблизи критической поверхности. Толщина этого слоя не зависит от структуры падающей волны и определяется тем или иным механизмом ограничения резонанса; она по порядку величины равна $(\nu/\omega)L$, где ω — частота поля; L — характерная длина неоднородности плазменного слоя (вблизи критической поверхности); ν — эквивалентная частота столкновений, зависящая от механизма ограничения резонанса [1-3].

Поперечное же (по критической поверхности) распределение резонансного поля зависит как от пространственного распределения плотности плазмы, так и от структуры падающей волны. Найти это распределение в явном виде удастся лишь в простейших случаях (например, для одномерно-неоднородного слоя плазмы это сделано в [4]).

2. Поэтому представляет определенный интерес оценка минимально возможного поперечного размера зоны резонансного нагрева плазмы на критической поверхности. Дело в том, что этот параметр (назовем его D_{\min}) зависит только от геометрии плазмы (а не от геометрии волны) и в этом смысле универсален. Величина же параметра D_{\min} определяет максимально достижимую при данной мощности пучка интенсивность резонансного поля (которая зависит не только от толщины, но и от ширины зоны резонансного нагрева). Кроме того, параметр D_{\min} является минимально возможной длиной неоднородности резонансного поля на критической поверхности. Для одномерно-неоднородного плазменного слоя величина параметра D_{\min} определяется равенством [4]

$$D_{\min pl} = \lambda(kL)^{1/3} \gg \lambda, \quad (1)$$

где $k = 2\pi/\lambda$, λ — вакуумная длина волны.

Поперечный размер зоны резонансного нагрева равен $D_{\min pl}$ при фокусировке пучка на критическую поверхность с углом фокусировки больше или порядка $\lambda/D_{\min pl}$; в противном случае поперечник зоны резонансного нагрева больше.

3. В данной работе рассмотрен вопрос о коррективах, которые вносит в оценку (1) искривленность критической поверхности. Обозначим радиус кривизны критической поверхности r (предполагается $kL \gg 1$; ограничений на величину параметра kr не накладывается). Решение задачи проводилось путем разложения падающей волны по сферическим мультиполям [5] и изучения интерференции резонансных полей, возбуждаемых этими мультиполями на сферической критической поверхности.

Оказалось, что характер резонансного поля определяется величиной параметра

$$\zeta = (kr)(kL)^{-1/3}. \quad (2)$$

В случае $\zeta > 1$ минимальный поперечник зоны нагрева по-прежнему определяется формулой (1); в случае же $\zeta < 1$ неоднородность резонансного поля перестает зависеть от структуры падающего поля (т. е. теряется "минимальный" характер проводимых оценок) и длины радиальной неоднородности плазмы L . В этом случае масштаб неоднородности резонансного поля оказывается порядка радиуса критической поверхности r .

Этот результат выглядит вполне естественно, так как условие $\zeta = 1$ соответствует случаю $D_{\min pl} = r$. Таким образом, минимально возможный поперечник зоны нагрева на искривленной критической поверхности определяется соотношением (1) (и не зависит от радиуса кривизны поверхности) до тех пор, пока этот размер меньше радиуса кривизны; в противном случае этот размер перестает зависеть от радиальной длины неоднородности плазмы L и совпадает с радиусом кривизны критической поверхности r

$$D_{\min curv} = \min \{D_{\min pl}, r\}. \quad (3)$$

Подчеркнем, что из сказанного не следует делать вывод о концентрации резонансного поля на выступах критической поверхности с малым радиусом кривизны ($r \ll D_{\min pl}$), поскольку при стремлении ζ к 0 интенсивность резонансного поля на критической поверхности быстро (по закону $\zeta^{-1.4}$ ($1.4 = 2(3^{1/2} - 1)$)) уменьшается.

В заключение отметим, что альтернатива $\zeta < 1$ или $\zeta > 1$ не имеет отношения к применимости или неприменимости геометрического приближения (любой из этих случаев может реализоваться при $kr \gg 1$, $kL \gg 1$, когда естественно ожидать применимости геометрической оптики). Полученные результаты не имеют (как, впрочем, и результаты [4]) геометрического характера и свидетельствуют об ограниченной применимости геометрической оптики при расчете распределения резонансного поля на критической поверхности.

Список литературы

- [1] Гинзбург В.Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. М.: Наука, 1967. 683 с.
- [2] Голант В.Е., Пилия А.Д. // УФН. 1972. Т. 14. С. 413–457.
- [3] Буланов С.В., Сагаров А.С. // Физика плазмы. 1985. Т. 11. С. 1014–1016.
- [4] Бухман Н.С. // Физика плазмы. 1991. Т. 17. С. 185–195.
- [5] Солимено С., Крозиньяни Д., Ди Порто П. Дифракция и волноводное распространение оптического излучения. М.: Мир, 1989. 664 с.