

01;04;09

©1993

## ВРЕМЯПРОЛЕТНЫЙ ВАРИАНТ МЕТОДА УСИЛЕННОГО РАССЕЯНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В ПЛАЗМЕ

*Б. Брюсхарбер, М. Крамер, Е. З. Гусаков, А. Д. Пуля*

Приведены результаты численного анализа впемяпролетной модификации диагностики усиленного рассеяния, предложенной в работе [3].

Метод усиленного рассеяния электромагнитных волн (УР) предоставляет удобную возможность для наблюдения мелкомасштабных флуктуаций плотности в плазме с умеренными параметрами [1,2]. В этом методе зондирование производится необыкновенной волной и регистрируется обратное рассеяние в ту же моду колебаний из окрестности верхнего гибридного резонанса (ВГР). Из-за роста волнового вектора и амплитуды зондирующей и рассеянной волн в зоне резонанса становится возможным наблюдение колебаний с характерными размерами, много меньшими, чем длина волны зондирующего излучения в вакууме, а интенсивность рассеяния существенно возрастает. При этом автоматически обеспечивается высокая локальность измерений. Метод УР не обеспечивает, однако, достаточно хорошее разрешение по волновым векторам флуктуаций, что существенно снижает его информативность.

Недавно была предложена модификация УР, которая позволяет в принципе преодолеть этот недостаток [3]. Она состоит в зондировании плазмы последовательностью коротких импульсов. Оказывается, что по форме импульсов рассеянного излучения может быть в принципе определен пространственный спектр флуктуаций. Причина этого состоит в том, что временная задержка  $t_0$  сигнала, рассеянного на Фурье-компоненте возмущения плотности с волновым вектором  $q$  относительно зондирующего импульса, является однозначной функцией  $q$ . Следовательно, распределение рассеянной мощности по временам задержки, т.е. форма рассеянного импульса, отражает распределение интенсивности флуктуаций по волновым векторам. Аналитическое рассмотрение проблемы неизбежно требует определенных упрощений и игнорирует ряд обстоятельств, которые могут стать существенными при практической реализации указанного предложения. Поэтому для проверки точности аналитических формул и выяснения границ их применимости бы-

ли предприняты численные расчеты, результаты которых коротко излагаются в данном сообщении.

Решалась, в приближении холодной столкновительной плазмы, одномерная задача, в которой все величины зависели от одной пространственной координаты  $x$ . Выделялись три пространственные области: в первой и третьей среда считалась однородной (причем область I могла быть вакуумом), во второй, неоднородной, области находился ВГР.

Были рассмотрены две модельные конфигурации.

*T*). Плотность плазмы постоянна, магнитное поле в области II убывает  $1/x$ , ВГР доступен. Этот случай моделирует эксперимент на токамаке с внутренним вводом СВЧ мощности.

*L*). Магнитное поле однородно, необыкновенная волна падает из вакуума на плазму с линейно растущей концентрацией  $n(x) = n_0 x/l$ . Поверхности ВГР предшествует область непрозрачности. Ситуация моделирует эксперимент в цилиндрической лабораторной плазме. Рассеивающая флуктуация плотности  $\delta n(x)$  задавалась в виде  $\delta n(x) = \delta n \sin qx$ , а зондирующая волна — в виде одиночного (в большинстве случаев гауссового) импульса. Система волновых уравнений решалась методом Рунке–Кутта для отдельных Фурье-компонент поля, и затем полное решение находилось обратным преобразованием Фурье. В области I из этого решения выделялся рассеянный импульс, который отличался от сигнала, отраженного границей плазмы или поверхностью отсечки своими, гораздо большими временами задержки.

Прежде всего в численных расчетах была подтверждена предсказанная теорией [3] линейная зависимость времени задержки  $t_0$  от  $q$  (рис. 1). Далее было проанализировано дисперсионное уширение импульса при рассеянии в зависимости от длительности  $\tau_p$  зондирующего импульса. Этот эффект является весьма важным, так как он ограничивает разрешение рассматриваемого метода по волновым векторам. Если мерой может служить дисперсия импульса  $D$ , определяемая соотношением

$$D = (p_i^{\max} / p_s^{\max})^2,$$

где  $p_{i,s}^{\max}$  — максимальная величина нормированного импульса, соответственно зондирующего и рассеянного. Для гауссового, согласно теории

$$D = 1 + \left( \frac{2q}{\tau_p^2} \frac{\partial^2 x_{\text{ин}}}{\partial \omega^2} \right)^2, \quad (1)$$

где  $x_{\text{ин}}$  — координата ВГР при частоте  $\omega$ .

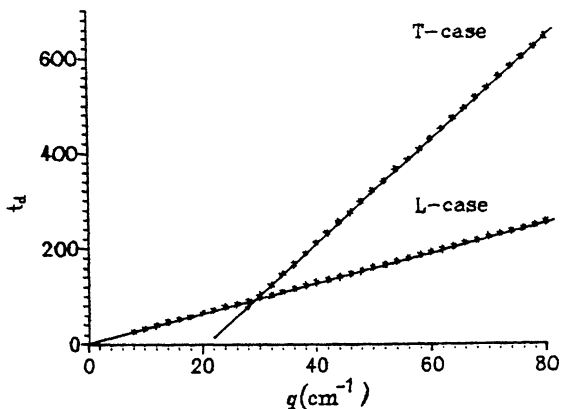


Рис. 1. Время задержки  $t_0$  как функция волнового вектора  $q$ .  
Сплошные линии — теория; точки — численный расчет.

На рис. 2 приведено сравнение этой формулы с результатами численных расчетов. На рис. 3 показано изменение формы импульса при рассеянии для случаев  $L$  и  $T$  (отметим, что согласно теории, гауссов импульс при рассеянии на синусоидальном возмущении плотности остается гауссовым, причем его ширина  $\tau_s$  возрастает,  $\tau_s^2 = D\tau_p^2$ ).

В численных расчетах также была подтверждена с высокой точностью предсказанная теоретически зависимость рассеянного сигнала от амплитуды флуктуаций, частоты столкновений и (для случая  $T$ ) от масштаба неоднородности

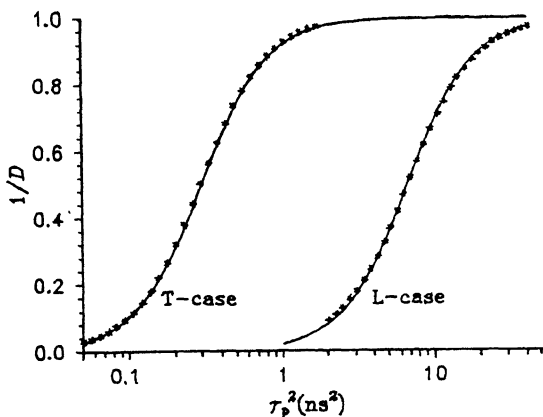
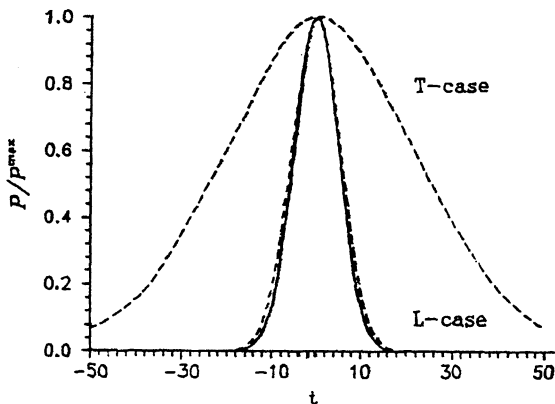


Рис. 2. Обратная дисперсия  $1/D$  в зависимости от длительности зондирующего импульса  $\tau_p$ .

Сплошные кривые — формула (1), точки — численный расчет.

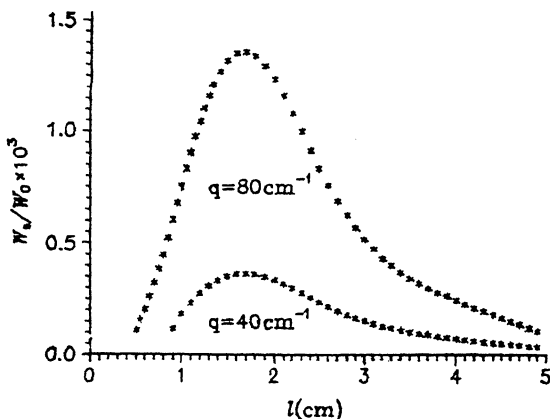


**Рис. 3.** Изменение формы импульса при рассеянии.

Сплошная линия — зондирующий импульс; пунктирные линии — рассеянный импульс.

*l*. Для случая *L* последняя зависимость показана на рис. 4. Уменьшение сигнала с ростом *l* связано с увеличением ширины барьера непрозрачности, через который должны проникать зондирующая и рассеянная волны.

Таким образом, численные расчеты подтверждают сделанный ранее вывод о возможности практической реализации времяпролетного варианта диагностики усиленного рассеяния.



**Рис. 4.** Полная энергия рассеянного сигнала  $W_s$  в зависимости от масштаба неоднородности (случай *L*,  $W_0$  — энергия зондирующего импульса).

## Список литературы

- [1] *Пилия А.Д.* // ЖТФ. 1966. Т. 36. С. 2195.
- [2] *Fidone I.* // Phys. Fluids. 1973. V. 16. P. 1680.
- [3] *Гусаков Е.З., Пилия А.Д.* // Письма в ЖТФ. 1992. Т. 18. С. 63.

Институт экспериментальной физики,  
Рурский университет, г.Бохум, Германия  
Физико-технический институт  
им. А.Ф.Иоффе РАН  
Санкт-Петербург

Поступило в Редакцию  
3 сентября 1993 г.

---