

ОБ ЭФФЕКТИВНОМ СЕЧЕНИИ РАССЕЯНИЯ ТОЧЕЧНЫХ ПРЕДМЕТОВ,  
РАСПОЛОЖЕННЫХ В СЛУЧАЙНО-НЕОДНОРОДНОЙ СРЕДЕ ВЕЛИКИ СЛУ-  
ЧАЙНОЙ ГРАНИЦЫ РАЗДЕЛА

Х. Г. Ахунов, Ю. А. Кравцов

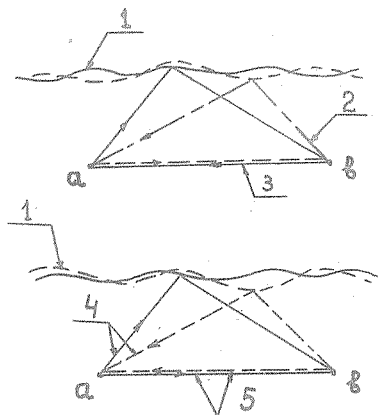
УДК 535.362

Проанализировано сечение обратного рассеяния предметов, расположенных в случайно-неоднородной среде вблизи случайной границы раздела, в условиях, когда имеет место многоканальный когерентный эффект и эффект усиления обратного рассеяния поверхностными и объемными неоднородностями.

В данной работе определяется сечение обратного рассеяния тела, расположенного в случайно-неоднородной среде вблизи случайной границы раздела (рис. 1), в предположении, что размеры неоднородностей среды и границы велики по сравнению с длиной волны, и что локальный коэффициент отражения от этой границы близок к единице. Основная особенность рассматриваемой задачи состоит в том, что вследствие комбинированного действия сразу трех разновидностей эффектов двукратного прохождения через одни и те же неоднородности среды  $/I/$ , сечение обратного рассеяния может заметно увеличиться по сравнению с сечением рассеяния при отсутствии неоднородностей.

Пусть рассеиватель  $b$  и источник  $a$ , с которым совмещен приемник, находятся соответственно в точках  $R_b$  и  $R_a$ . Источник и рассеиватель будем считать точечными. Поле, излучаемое монохроматическим источником, описывается функцией Грина  $G(R_a, R_b)$ , которая удовлетворяет необходимым граничным условиям (временной множитель  $\exp(-i\omega t)$  опускаем). Рассеивающие свойства предмета будем характеризовать сечением обратного рассеяния  $\sigma$  в безграничном пространстве. При сделанных предположениях поле в некоторой точке, рассеянное от препятствия, можем записать

$$u_B(R) = \sqrt{G}G(R_a, R_b)G(R_b, R). \quad (I)$$



Р и с. I. Схема обратного рассеяния: а - источник, б - рассеиватель, I - случайная граница раздела, 2 - канал 2I, 3 - канал I2, 4 - канал 22, 5 - канал II

В условиях, когда точка наблюдения совмещена с точкой приема, можно воспользоваться теоремой взаимности  $G(R_a, R_b) \equiv G(R_b, R_a)$ . Тогда для рассеянного назад поля согласно (I) имеем  $u_B(R_a) = \sqrt{G}G^2(R_a, R_b)$ . Записав функцию Грина в виде суммы двух слагаемых  $G = G_1 + G_2$ , отвечающих двум каналам распространения - прямому и через поверхность, получаем, что  $u_B$  содержит четыре слагаемых, соответственно четырем каналам обратного рассеяния II, 22, I2 и 2I. В покоящейся среде кросс-каналы I2 и 2I когерентны, так что  $G_1 \cdot G_2 \equiv G_2 \cdot G_1$  и  $u_B(R_a) = \sqrt{G}(G_1^2 + 2G_1G_2 + G_2^2)$ .

Усредняя интенсивность рассеянного поля  $I_B = |u_B|^2$  по ансамблю реализаций среды, границы раздела и по положениям рассеивающего тела (последнее усреднение позволяет пренебречь интерференцией между всеми каналами, за исключением когерентных каналов I2 и 2I), имеем

$$I = 6(\bar{I}_{11} + 4\bar{I}_{12} + \bar{I}_{22}), \quad (2)$$

где  $I_{1k} = |G_1 G_k|^2$ . Здесь проявился один из эффектов двукратного прохождения — двуканальный когерентный эффект, ответственный за коэффициент 4 перед  $I_{12}$ . (При некогерентном сложении вместо 4 появляется коэффициент 2 /1, 2/.)

Пусть  $J_{1k} = |G_1^0 G_k^0|^2$  — значение интенсивностей в соответствующих каналах (1, k = 1, 2) в однородной среде, ограниченной плоской границей раздела. Тогда (2) можно записать в виде

$$\bar{I}_s = \sigma (J_{11} |\bar{w}_1|^4 + 4J_{12} + J_{22} |\bar{w}_2|^4), \quad (3)$$

где факторы  $w_1$  и  $w_2$  отличают функции Грина от их вакуумных значений  $G_1^0$  и  $G_2^0$ :  $G_{1,2} = w_{1,2} G_{1,2}^0$ . Множитель  $|\bar{w}_1|^4$  описывает эффект усиления обратного рассеяния /3, 1/ в канале II, обусловленный двукратным прохождением волны через объемные неоднородности. Множитель  $|\bar{w}_2|^4$  описывает усиление обратного рассеяния не только вследствие двукратного прохождения через объемные неоднородности, но и вследствие двукратного рассеяния на неровной поверхности (последний эффект был замечен в /4/). Множитель  $|\bar{w}_1|^4$  принимает наибольшее значение 2 в условиях насыщенных флуктуаций, тогда как множитель  $|\bar{w}_2|^4$  может быть значительно больше благодаря двукратному фокусирующему действию неровной поверхности.

Определив эффективное сечение рассеяния как  $\sigma_{ef} = \bar{I}_s / J_{11}$ , из (3) имеем

$$\sigma_{ef} = \sigma \left[ |\bar{w}_1|^4 + 4(J_{12}/J_{11}) + |\bar{w}_2|^4 (J_{22}/J_{11}) \right]. \quad (4)$$

Проведем оценки этой величины для различных условий:

а) Насыщенные объемные флуктуации. В этом случае  $|\bar{w}_1|^4 \sim 2$ . Считая, что все интенсивности  $J_{11}$ ,  $J_{12}$  и  $J_{22}$  сравнимы между собой, для  $\sigma_{ef}$  получаем оценку  $\sigma_{ef} \approx 8\sigma$ .

б) Флуктуации из-за поверхностных неоднородностей. Такие флуктуации могут достигать значительной величины, как и в случае прохождения через фазовый экран. Полагая  $|\bar{w}_2|^4 \sim 10$  и пренебрегая действием объемных флуктуаций, из (4) получим  $\sigma_{ef} \approx 15\sigma$ .

При флуктуациях среды и поверхности, зависящих от времени, эффекты двукратного прохождения могут пропасть, если время прохождения волны от источника до рассеивателя и обратно превышает время корреляции неоднородностей  $T_c$ , так что на обратном пути волна проходит через другие неоднородности. При достаточно быстрых флуктуациях имеем  $|\overline{w_1}|^4 \sim 1$  и, кроме того, вместо  $4J_{12}$  в (3) и (4) войдет меньшая величина  $2J_{12}$ . Таким образом при отсутствии всех трех эффектов двойного прохождения получаем оценку  $\sigma_{ef \min} \approx 4\sigma$ .

Описанные эффекты могут иметь место при рассеивании волн различной природы: для звуковых волн вблизи возмущенной поверхности раздела, для дециметровых радиоволн при отражении от ионосферной плазмы, а также для более коротких электромагнитных волн в условиях лабораторной плазмы. Наконец, не исключено влияние указанных эффектов на проводимость поверхностных слоев полупроводниковых материалов.

Поступила в редакцию  
7 января 1983 г.

#### Л и т е р а т у р а

1. Ю. А. Кравцов, А. И. Самчев, УФН, 137, № 3, 501 (1982).
2. Х. Г. Акунов, Ю. А. Кравцов, Акуст. ж., 28, № 4, 438 (1982).
3. А. Г. Виноградов, Ю. А. Кравцов, В. И. Татарский, Изв. ВУЗов "Радиофизика", 7, 1064 (1973).
4. В. У. Заворотный, В. И. Татарский, ДАН СССР, 265, № 3, 608 (1982).