иона на энергетические распределения электронов не так сильно, как при более медленных столкновениях с $^3He^{2+}$.

В заключение отметим, что предложенное описание ионизации нейтрального атома многозарядными ионами, которое наряду с взаимодействием в конечном состоянии. при $Z_1/v_i \leqslant 1$ корректно учитывает искажение начального состояния атома мишени полем налетающего иона, хорошо согласуется с имеющимися экспериментальными данными [10—12]. Полученные результаты показывают, что с увеличением заряда и уменьшением скорости налетающего иона влияние искажения начального состояния на угловые и энергетические распределения электронов возрастает.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Годунов А. Л., Сенашенко В. С.//Тез. докл. IX ВКЭАС. Рига, 1984. С. 91. [2] Годунов А. Л., Сенашенко В. С.//Тез. докл. X ВКЭАС. Ужгород, 1988. С. 98. [3] Годунов А. Л., Куникеев Ш. Д., Сенашенко В. С.//Физика плазмы. 1986. **12**. С. 1355. [4] Меркурьев С. П., Фаддеев Л. Д. Квантовая теория рассеяния для систем нескольких частиц. М., 1985. С. 247. [5] Пресняков Л. П.//Тр. ФИАН. 1970. **51**. С. 20. [6] Ву Т. Ю., Омура Т. Квантовая теория рассеяния. М., 1969. С. 239. [7] Nordsieck A.//Phys. Rev. 1954. **93**. P. 785. [8] Градштейн И. С., Рыжик И. М. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. М., 1963. С. 313. [9] Fainstein P. D., Ponce V. H., Rivarola R. D.//J. Phys. B. 1988. **21**. P. 287. [10] Prost M. Diplomarbeit. Frein Universität. Berlin. 1988. [11] Irby V. D. et al.//Phys. Rev. 1988. **A37**. P. 3612. [12] Berry S. D., Sellin I. A. Abstr. of Papers. VIII ICAP. Göteborg. 1982. P. B51. [13] Green L. C. et al.//Phys. Rev. 1964. **98**. P. 757. [14] Platten H. et al.//Abstr. of Contr. Papers. XV ICPEAC. Brighton. 1987. P. 437. [15] Bernardi G. C. et al.//Phys. Rev. 1989. **A40**. P. 6863.

Поступила в редакцию
05.04.90

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1990. Т. 31, № 6

РАДИОФИЗИКА

УДК 621.371.3

ДЕНОРМАЛИЗАЦИЯ РАССЕЯННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В СВОБОДНОМ ПРОСТРАНСТВЕ

С. М. Голынский

(кафедра физики атмосферы и математической геофизики)

Рассматриваются возможности денормализации излучения, рассеянного при прохождении через плоский хаотический экран и распространяющегося далее в свободном пространстве. Обсуждаются вопросы моделирования начального распределения поля на экране по экспериментальным данным в плоскости наблюдения.

Общепринято считать, что распространяющееся в свободном пространстве рассеянное излучение нормализуется [1—3]. Однако в аналогичной с математической точки зрения задаче радиотехники показано, что при определенных условиях линейная система может денормализовать входной сигнал [4, 5]. В настоящем сообщении анализируется вопрос возникновения подобных ситуаций в волновых задачах.

Рассмотрим прохождение монохроматического излучения через безграничный хаотический экран, расположенный в плоскости $z=0$. Пусть $E_0(\boldsymbol{\rho}')$ — граничное поле на экране, где $\boldsymbol{\rho}'=(x', y')$ — двумерный вектор. В произвольной плоскости $z_1=\text{const}(z_1>0)$ за экраном для рассеянного поля справедливо представление [6]

$$E_1(\rho'', z_1)=\iint\limits_{-\infty}^{\infty} E_0(\rho')G(\rho''-\rho', z_1)\,d^2\rho', \tag{1}$$

где

$$G(\rho''-\rho', z_1)=-\frac{1}{2\pi}\frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{\exp\{ikR\}}{R}\right)=$$

$$=\frac{1}{4\pi^2}\iint \exp\{i\varkappa(\rho''-\rho')+iz\sqrt{k^2-\varkappa^2}\}\,d^2\varkappa,\quad R=\sqrt{(\rho''-\rho')^2+z_1^2}.$$

В дальнейшем ограничимся случаем крупномасштабных по сравнению с длиной волны λ флуктуаций граничного поля, когда его спектральная плотность сосредоточена в узком интервале пространственных частот $\varkappa=(\varkappa_1, \varkappa_2)$, т. е.

$$\varkappa\ll k=2\pi/\lambda. \tag{2}$$

Предположение (2) позволяет не учитывать в спектре рассеянного поля за экраном неоднородные волны, определяемые условием $\varkappa>k$.

Пусть в плоскости z_1 находится дополнительный экран, который преобразует поле $E_1(\rho'', z_1)$ в комплексно сопряженное $E_1{}^*(\rho'', z_1)$. В качестве такого экрана можно использовать нецентросимметричный кристалл, генерирующий $E_1{}^*(\rho'', z_1)$ в попутном направлении. При этом в плоскости наблюдения $z=\text{const}(z>z_1)$ будет зафиксировано поле

$$E(\rho, z)=\iint\limits_{-\infty}^{\infty} E_1^*(\rho'', z_1)G(\rho-\rho'', z-z_1)\,d^2\rho''=$$

$$=\iint\limits_{-\infty}^{\infty} E_0^*(\rho')\left[\iint\limits_{-\infty}^{\infty} G^*(\rho''-\rho', z_1)G(\rho-\rho'', z-z_1)\,d^2\rho''\right]d^2\rho'\approx$$

$$\approx\iint\limits_{-\infty}^{\infty} E_0^*(\rho')G(\rho-\rho', z-2z_1)\,d^2\rho'. \tag{3}$$

Здесь и в дальнейшем знак приближенного равенства означает результат вычислений, выполненных при учете условия (2), т. е. отсутствие неоднородных волн.

Связь между кумулянтными функциями B_{nm} ($n, m=0, 1, 2,\ldots; n+m\geqslant 2$), характеризующими распределение рассеянного поля в плоскости наблюдения, и кумулянтными функциями Φ_{nm} начального распределения на хаотическом экране определяется аналогичными (3) соотношениями

$$B_{nm}(\rho_1, \rho_2, \ldots, \rho_{n+m}, z)\approx\overbrace{\int\ldots\int}^{2(n+m)}\Phi_{nm}^*(\rho_1', \ldots, \rho_{n+m}')\times$$

$$\times\prod_{j=1}^{n} G(\rho_j-\rho_j', z-2z_1)\prod_{j=n+1}^{n+m} G^*(\rho_j-\rho_j', z-2z_1)\prod_{j=1}^{n+m} d^2\rho_j'. \tag{4}$$

При симметричном расположении хаотического экрана и плоскости наблюдения относительно дополнительного экрана ($z=2z_1$) согласно формулам (3) и (4) получим

$$E(\rho,\ 2z_1) \approx E_0^*(\rho),\ B_{nm}(\rho_1, \ldots, \rho_{n+m},\ 2z_1) \approx \Phi_{nm}^*(\rho_1, \ldots, \rho_{n+m}). \qquad (5)$$

Анализ приближенных равенств (5) приводит к выводу, что в рассматриваемом случае совместные распределения фазоквадратурных компонент рассеянного поля

$$u=\frac{1}{2}(E+E^*) \text{ и } v=\frac{1}{2i}(E-E^*)$$

в плоскости экрана ($z=0$) и в плоскости наблюдения ($z=2z_1$) практически совпадают. Следовательно, если при распространении излучения на участке $[0,\ z_1]$ происходила его нормализация [2, 3], то на второй половине пути $[z_1,\ 2z_1]$ имеет место обратный процесс, т. е. денормализация. Отметим, что под термином «нормализация» понимается уменьшение кумулянтных коэффициентов распределения фазоквадратурных компонент.

Проиллюстрируем это утверждение на конкретном примере. Пусть на хаотический экран, функция пропускания которого статистически однородна, падает по нормали плоская волна. Используем результаты [3], где для задачи в такой постановке получены асимптотические выражения для кумулянтных функций $B_{nm}(z)$ флуктуационной составляющей рассеянного поля за экраном. Это позволяет найти совместные кумулянтные коэффициенты $\gamma_{nm}(z)$ распределения флуктуаций фазоквадратурных компонент, которые характеризуют отличие исследуемого распределения от нормального. В плоскости z_1, непосредственно примыкающей к дополнительному экрану, при учете условий $kz_1 \gg 1$, $z_1 \gg a$ и $ka \gg 1$ зависимость γ_{nm} от расстояния z_1 имеет вид

$$n+m=3: \gamma_{nm} \sim \frac{1}{D_1^2},\quad n+m=4: \gamma_{nm} \sim \frac{1}{D_1^3} \text{ и т. д.} \qquad (6)$$

Здесь $D_1=2z_1/(ka^2)$ — волновой параметр, а a — максимальный радиус корреляции статистических характеристик граничного поля (характерный масштаб неоднородностей экрана). При удалении плоскости z_1 кумулянтные коэффициенты убывают, т. е. излучение нормализуется.

При оценке распределения поля (3) за дополнительным экраном ($z>z_1$) на основании результатов [3] большим параметром является $k|z-2z_1|$, следовательно,

$$k|z-2z_1| \gg 1,\quad |z-2z_1| \gg a, \qquad (7)$$

а «эффективный» волновой параметр приобретает вид

$$D_2=\frac{2\,|z-2z_1|}{ka^2}. \qquad (8)$$

Условия (7) исключают из рассмотрения область пространства вблизи плоскости $z=2z_1$, для которой известно приближенное решение (5). Вне этой области характер изменения $\gamma_{nm}(z)$ определяется выражениями типа (6), где следует заменить D_1 на D_2 (8).

Таким образом, на участке $[z_1,\ 2z_1]$ кумулянтные коэффициенты при увеличении z возрастают, т. е. распределение флуктуационной компоненты поля денормализуется. Это возрастание продолжается вплоть до плоскости $z=2z_1$, где согласно (6) γ_{nm} достигают максимальных значений, приближенно равных начальным кумулянтным коэффициентам распределения граничного поля на экране. При дальнейшем удалении плоскости наблюдения ($z>2z_1$) снова начинается нормализация излучения.

Детальное объяснение «механизма» денормализации рассеянного излучения в свободном пространстве, т. е. причин, приводящих к нарушению условий применимости центральной предельной теоремы в рассматриваемом случае, является предметом будущего сообщения. Однако отметим, что выражение для граничного поля в плоскости z_1 содержало сомножитель, комплексно сопряженный G-отклику (функции Грина) свободного пространства, что, по-видимому, является необходимым условием денормализации рассеянного поля, так как при этом свободное пространство играет роль согласованного с входным сигналом линейного фильтра.

В результате проведенного рассмотрения можно сделать следующий вывод. Решение практически важного вопроса о распределении рассеянного поля за хаотическим экраном, в частности о возможности приближенного использования нормального распределения для восстановления статистических характеристик поля на экране, существенно зависит от соотношения между граничным полем на экране и G-откликом свободного пространства.

В заключение коротко остановимся на одном из возможных приложений результатов проведенного анализа. Пусть хаотический экран по-прежнему находится в плоскости $z=0$, а в плоскости $z=z_1$ расположены приемные устройства, фиксирующие статистические характеристики рассеянного излучения (1). Процесс восстановления начального поля на основании принятого излучения может быть выражен с помощью формальных математических преобразований, использующих комплексно сопряженные функции Грина для свободного пространства, а именно:

$$E(\rho,\ z)=\iint\limits_{-\infty}^{\infty} E_1(\rho'',\ z_1)\,G^*(\rho-\rho'',\ z-z_1)\,d^2\rho''=$$

$$=\iint\limits_{-\infty}^{\infty} E_0(\rho')\left[\iint\limits_{-\infty}^{\infty} G(\rho''-\rho',\ z_1)\,G^*(\rho-\rho'',\ z-z_1)\,d^2\rho''\right]d^2\rho' \approx \tag{9}$$

$$\approx \iint\limits_{-\infty}^{\infty} E_0(\rho')\,G(\rho-\rho',\ z)\,d^2\rho'; \tag{10}$$

$$B_{nm}(\rho_1,\ \ldots,\ \rho_{n+m},\ z)=$$

$$=\overbrace{\int\ldots\int}^{2(n+m)} B_{nm}(\rho_1'',\ \ldots,\ \rho_{n+m}'',\ z_1)\prod_{j=1}^{n} G^*(\rho_j-\rho_j'',\ z-z_1)\times$$

$$\times\prod_{j=n+1}^{n+m} G(\rho_j-\rho_j'',\ z-z_1)\prod_{j=1}^{n+m} d^2\rho_j''\approx \overbrace{\int\ldots\int}^{2(n+m)} \Phi_{nm}(\rho_1',\ \ldots,\ \rho_{n+m}')\times$$

$$\times\prod_{j=1}^{n} G(\rho_j-\rho_j',\ z)\prod_{j=n+1}^{n+m} G^*(\rho_j-\rho_j',\ z)\prod_{j=1}^{n+m} d^2\rho_j'.$$

Нетрудно заметить, что формулы (9) и (10), описывающие рассеянное поле и его кумулянтные функции на участке $z\in[0,\ z_1]$, допускают двойное трактование: 1) излучение от хаотического экрана ($z=0$) с граничным полем $E_0(\rho')$; 2) поле, восстановленное по излучению, принятому в плоскости $z=z_1$. Следовательно, если при распространении от хаотического экрана излучение нормализовалось, то процесс восстановления описывает его денормализацию.

Формула (9) используется для решения задач о восстановлении волнового фронта [7, 8]. В свою очередь соотношения (9) позволяют восстанавливать статистические характеристики граничного поля на экране. Таким образом, экспериментальные данные о статистике рассеянного излучения в плоскости наблюдения и знание комплексно сопряженной функции G-отклика свободного пространства дают возможность моделировать начальное распределение поля.

Автор выражает благодарность В. Д. Гусеву за обсуждение работы и полезные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Beckmann P., Spizzichino A. The Scattering of Electcomagnetic Waves from Rough Surfase. Oxford, 1963. [2] Mercier R. P.//Proc. Camb. Phil. Soc. 1962. 58, N 2. P. 382. [3] Голынский С. М., Гусев В. Д.//Радиотехн. и электроника. 1978, 28, № 10. С. 2053. [4] Зачепицкая Л. П.//Радиотехн. и электроника. 1968. 13, № 8. С. 1452. [5] Малахов А. Н. Кумулянтный анализ случайных негауссовых процессов и их преобразований. М., 1978. [6] Рытов С. М., Кравцов Ю. А., Татарский В. И. Введение в статистическую радиофизику. Ч. 2. Случайные поля. М., 1978. [7] Зельдович Б. Я., Пилипецкий Н. Ф., Шкунов В. В. Обращение волнового фронта. М., 1985. [8] Гусев В. Д., Куницин В. Е.//Радиотехн. и электроника. 1980. 25, № 1. С. 72.

Поступила в редакцию
19.12.89

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1990. Т. 31, № 6

УДК 537.871.64

ДИСЛОКАЦИИ ВОЛНОВОГО ФРОНТА ИОНОСФЕРНОГО РАДИОСИГНАЛА

В. Д. Гусев, Н. В. Карабанов

(кафедра физики атмосферы и математической геофизики)

Показана зависимость количества дислокаций от величины фактора возмущенности сигнала, конструкции приемных антенн и длительности наблюдения пространственно-временных разностей фаз. Результаты теории иллюстрируются экспериментом.

При измерении разностей фаз ионосферного радиосигнала с помощью радиопеленгатора наблюдаются резкие скачкообразные выбросы (до 2π), приводящие к ошибкам в определении направлений. Поэтому необходимы тщательный анализ причин возникновения больших выбросов разностей фаз и установление связи этих выбросов со свойствами ионосферы.

Для физического описания этого явления было использовано понятие винтовых дислокаций поверхности волнового фронта, введенное для пространственно-неоднородного поля лазерного излучения в работе [1]. Согласно [1] под дислокациями понимаются точки фронта волны, в которых амплитуда волны равна нулю. При обходе этих точек по замкнутому контуру на поверхности фронта волны фаза волны получает дополнительный набег, равный 2π. Поскольку в поле имеется