ПИСЬМА в РЕДАКЦИЮ

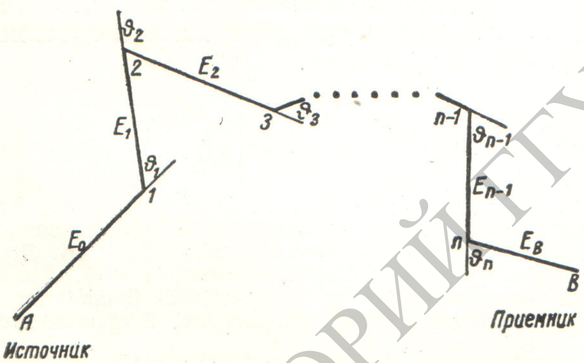
УДК 621.039.51

Оптическая теорема и энергетический спектр

С. А. Холин

Показания приемника в случае, когда приемник и источник меняются местами (вне зависимости от геометрии и свойств среды) и соблюдается условие независимости сечений от энергии, не изменяются, если приемник интегрирует по направлению и по времени, а источник изотропен.

В отличие от обычной формулировки оптической теоремы* здесь не требуется постоянства скорости. Частица может терять энергию и скорость, но только в процессе упругих столкновений.



Траектория частицы, претерпевшей n столкновений.

Сначала поместим источник в точке 1, а приемник в точке B (см. рисунок). Произвольная допустимая траектория n раз столкнувшейся частицы определяется n точками, в которых произошло столкновение. Пусть l_{A1}, l_{12}, l_{23}— длины участков, пройденных частицей без столкновений, а $\vartheta_1, \vartheta_2, \ldots, \vartheta_n$ — углы отклонения при столкновениях. Обозначим через $f(l)$ вероятность того, что частица пройдет путь l без столкновений и столкнется в конце его, а через $K(\vartheta)$ — вероятность отклонения на угол ϑ.

Источник изотропен, поэтому вероятность вылета частицы в направлении $A1$ равна $1/4\pi$; вероятность прохождения без соударений от точки A до точки *1* и столкновения в последней — $f(l_{A1})$; вероятность отклонения на угол ϑ_1 в точке *1* — $K(\vartheta_1)$; вероятность прохождения без соударений отрезка 1—2 и столкновения в точке *2* — $f(l_{12})$ и т. д. Вероятность прохождения частицы по этой траектории из точки A в точку B равна произведению вероятностей

$$\frac{1}{4\pi} f(l_{A1}) K(\vartheta_1) f(l_{12}) K(\vartheta_2) \ldots K(\vartheta_n) f(l_{nB}).$$

Если из источника вылетело N_0 частиц, то из них по этой траектории пойдут

$$\frac{N_0}{4\pi} f(l_{A1}) K(\vartheta_1) f(l_{12}) K(\vartheta_2) \ldots K(\vartheta_n) f(l_{nB}) \qquad (1)$$

частиц. Если источник и приемник поменять местами, то число частиц, которые пройдут по этой же траектории из B в A, будет равно

$$\frac{N_0}{4\pi} f(l_{nB}) K(\vartheta_n) f(l_{nn-1}) K(\vartheta_{n-1}) \ldots K(\vartheta_1) f(l_{1A}), \qquad (2)$$

т. е. равно (1). В обоих случаях приемник фиксирует одно и то же число частиц.

Посмотрим, изменится ли энергетический спектр. При упругих столкновениях частица теряет энергию. Потеря энергии зависит от угла соударения ϑ_i

$$\frac{E_i - E_{i+1}}{E_i} = \frac{2Mm}{(M+m)^2}(1 - \cos\vartheta_i),$$

где E_i и E_{i+1}— энергия до и после столкновения; m — масса частиц, испускаемых источником; M — масса частиц среды. Видно, что отношение E_{i+1}/E_i зависит только от угла соударения, то же относится и к приращению $\ln E_i$, так как

$$\Delta \ln E_i = \ln \frac{E_i}{E_{i+1}}.$$

Пусть при прохождении частицей траектории из A в B (см. рисунок) энергия частицы на прямолинейных участках составляет $E_0, E_1, E_2, \ldots, E_{n-1}, E_B$, а при перемене местами приемника и источника и движении от B к A она равна $E_0, E'_{n-1}, E'_{n-2}, 1 \ldots, E'_A$. Полное изменение $\ln E_0$ будет одним и тем же. В первом случае

$$\sum_i \Delta \ln E_i = \sum_i \ln \frac{E_i}{E_{i+1}} = \ln \frac{E_0}{E_B},$$

во втором случае

$$\sum_i \Delta \ln E_i = \sum_i \ln \frac{E'_i}{E'_{i+1}} = \ln \frac{E_0}{E'_A}.$$

Отсюда получим $E'_A = E_B$.

Таким образом, энергетический спектр, проинтегрированный по углам и по времени, не меняется.

Поступило в Редакцию 20/IX 1962 г.

* Б. Дэвисон. Теория переноса нейтронов. М., Атомиздат, 1960.