

по мере её дальнейшего продвижения, аналогичное обычной диффузии или теплопроводности (на рис. это изображено посредством вертик. линий, толщина к-рых изменяется  $\sim |A|$  на фронте волны). Расчёт такого расплывания с помощью ур-ний (1) и (2) даёт результаты, совпадающие с приближёнными ф-лами Френелевской Д. в. Мнимость коэф.  $D$ , приводящая к

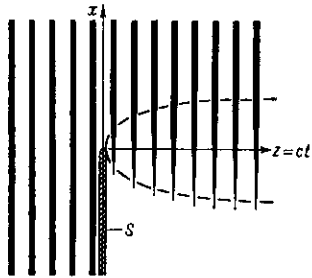


Рис. 4. Диффузия лучевой амплитуды за краем экрана.

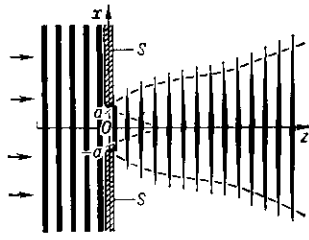


Рис. 5. Диффузия лучевой амплитуды за отверстием.

сходству ур-ния (2) с нестационарным Шрёдингера уравнением в квантовой механике, означает, что диффузия комплексной амплитуды  $A$  происходит со сдвигом фаз, вследствие чего возможны осцилляции в распределении модуля амплитуды  $|A|$  по фронту волны.

Изложенный метод позволяет решать задачи, к-рые не удаётся решить на основе Френелевского метода, напр. задачу распространения волны над поглощающей поверхностью  $z=0$ , характеризующей изотропным поверхностным импедансом  $1/g$ , так что краевое условие на этой поверхности имеет вид  $\partial A/\partial x = hA$ , где  $h = -2\pi g/\lambda$ . Когда волна, скользкая вначале вдоль идеально отражающей плоскости (рис. 6), где  $g=0$ , проходит затем нек-рый участок  $z_1 < z < z_2$ , где имеется

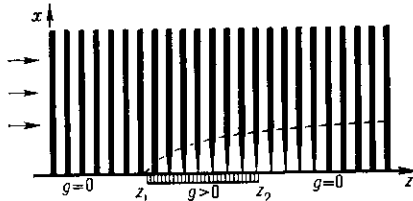


Рис. 6. Прохождение волны над поглощающим участком поверхности.

поглощение ( $g > 0$ ), Д. в. проявляется в том, что амплитуда волны  $A$  ослабевает на нижней части фронта по мере продвижения волны над поглощающим участком. Это подобно остыванию нагретой пластины, охлаждаемой извне с нижнего конца. После вступления волны вновь на непоглощающий участок начинается обратный процесс «прогревания» нижней части за счёт «неостывшей» верхней.

Подобно обычной диффузии или теплопроводности, явление поперечной диффузии амплитуды по фронту волны имеет локальный характер и сравнительно сильно выражено в зонах эффективной диффузии, где градиенты комплексной амплитуды достаточно велики. На рис. 4 подобная зона изображена параболой (пунктир). С уменьшением длины волны эта параболка суживается и совпадает в пределе с границей геом. тени. В случае отверстия (рис. 5) две параболич. зоны эффективной диффузии сливаются на расстоянии  $z \sim a^2/\lambda$ , к-рое уже фигурировало во Френелевском рассмотрении Д. в. Далее необходимо рассматривать эффект совместного влияния обоих краёв или, др. словами, волновой пучок в целом.

Для получения более точного представления о Д. в. рассмотрение поперечной диффузии амплитуды по фронту плоской волны недостаточно. Необходимо рассмотреть диффузию лучевой амплитуды по искривлён-

ным фронтам, к-рые получаются в соответствии с обобщёнными законами геом. оптики для заданной формы дифрагирующих объектов и расположения источников. Так, применительно к обсуждавшейся выше Д. в. у края препятствия (рис. 1) следует учесть, что поперечная диффузия лучевой амплитуды происходит на самом деле по фронтам цилиндрич. волны, расходящейся от края; при этом вместо (1) будем иметь

$$\frac{\partial A}{\partial r} = \frac{D}{c} \cdot \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 A}{\partial \varphi^2} \quad (3)$$

( $r, \varphi$  — цилиндрич. координаты с началом на краю). Пример — поперечная диффузия при дифракции плоской волны на идеально отражающем клине с произвольным углом раствора (рис. 7). Пунктирными кривыми показаны 2 зоны эффективной диффузии, охватывающие границы геом. тени для прошедшей и отражённой волн. Искривлённые стрелки внутри этих зон указывают направление диффузии вдоль цилиндрических фронтов. Ос-

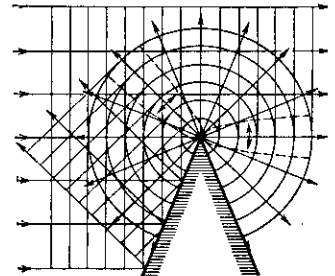


Рис. 7. Дифракция плоской волны на идеально отражающем клине.

тальные стрелки соответствуют направлениям распространения волновых фронтов. В областях, находящихся вне парабол, явление поперечной диффузии слабо выражено ввиду того, что градиенты лучевой амплитуды в них становятся слишком малыми. Поэтому диффузией здесь практически можно пренебречь. Расходящаяся волна в этих областях имеет характер обычной цилиндрич. волны, идущей от ребра клина и обладающей определ. характеристикой направленности. В действительности эта волна имеет своим источником не край клина, а зону эффективной диффузии; здесь собственно и происходит явление Д. в.

Расчёт Д. в. на идеально отражающем клине, проведённый с помощью ур-ния (3), приводит к результатам, асимптотически совпадающим на расстояниях  $r \gg \lambda$  со строгим решением Зоммерфельда. В малой угл. области  $|\varphi| \ll 1$  вблизи границы геом. тени за экраном расходящаяся цилиндрич. волна слабо отличается от плоской и может рассматриваться в сумме с незаслонённой экраном частью падающей волны как единая квазиплоская волна. В этом и состоит смысл предыдущего приближённого рассмотрения диффузии амплитуды по приблизительно плоским фронтам за отверстиями (рис. 4 и 5). Поскольку зона эффективной диффузии также принадлежит области  $|\varphi| \ll 1$ , то результаты соответствующих расчётов оказываются правильными для малых углов Д. в.

При Д. в. у закруглённого края явление поперечной диффузии в теневой и освещённой областях имеет свои особенности, за к-рыми легче проследить, рассматривая распространение волн вдоль идеально отражающей плоскости, оканчивающейся закруглением только сзади

Рис. 8. Лучевая траектория при наличии выпуклого препятствия.



или только спереди. При наличии выпуклого препятствия (рис. 8) луч, следующий из источника в произвольную точку области тени, строится согласно обобщённому Ферма принципу и подобен нити, натянутой между этими двумя точками. Волновые фронты в области тени в случае заднего закругления (рис. 9) являются эвольвентами для такого рода лучей. Д. в. обуславливается поперечной диффузией лучевой амплитуды по этим волновым фронтам из освещённой об-