

также приведены и результаты теоретических расчетов (кривые 1 и 2), которые находятся в согласии с экспериментальными данными.

Кривая 3 на рис. 4.9 — это результат теоретического расчета для шероховатой поверхности ($\zeta = 3$ нм, $a = 1$ мкм) с учетом только зеркальной компоненты отраженного пучка (4.44). Отметим, что значение высоты шероховатостей, измеренное на плоском образце (который был изготовлен тем же способом, что и сферическое зеркало) методом интегрального рассеяния на рабочей длине волны, составляет как раз $\zeta \cong 3$ нм. Экспериментальные результаты лежат существенно ближе к кривой 2, чем к кривой 3. Это, по-видимому, подтверждает вывод о том, что влияние шероховатостей на коэффициент отражения поворотного зеркала сравнительно слабо, так как рассеянное излучение само поворачивается вогнутой поверхностью и вносит вклад в интенсивность выходящего пучка.

4.5. КОНЦЕНТРАЦИЯ МР-ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ПОМОЩИ ВОГНУТЫХ ПОВЕРХНОСТЕЙ

4.5.1. Тороидальный концентратор

Рассмотрим устройство, концентрирующее МР-излучение от источника малых размеров за счет вогнутых поверхностей, поворачивающих скользкие вдоль них рентгеновские лучи. Пусть тороидальная поверхность образована вращением дуги окружности радиуса r_0 и углового раствора $\psi < \pi$ вокруг стягивающей ее хорды OO' (рис. 4.10). Поместим в точку O источник малого размера с радиусом $r_n \ll r_0 \theta_c^2/2$. Эффективно поворачиваемые лучи заключены между поверхностью вращения и поверхностью, касательной к лучам, распространяющимся под углом скольжения $\theta = \theta_c$. Пересечение этих двух поверхностей (при $\theta_c < \psi < \pi - \theta_c$) определяет сечение SS' , площадь которого равна $s = \pi r_0^2 \theta_c^4 / 16 \cos^2 \psi$.

Коэффициент передачи концентратора по мощности излучения (т. е. доля мощности источника, собираемая в сечении SS') определяется выражением

$$\nu \cong \int_0^\pi R_F(\theta)^{N(\psi, \theta)} \sin(\psi/2) d\theta \quad (4.49)$$

и в случае слабого поглощения ($\gamma/\delta \ll 1$) по порядку величины равен

$$\nu \sim \theta_c \sin(\psi/2) \exp[-2\psi \operatorname{Im}(1 - \epsilon_0)^{-1/2}]. \quad (4.50)$$

Плотность потока энергии через площадку SS' будет наибольшей в том случае, когда площадь поперечного сечения источника при-

мерно совпадает с площадью сечения SS' . (Иначе говоря, радиус кривизны поверхности выбирается как можно меньшим, чтобы уменьшить площадь сечения s , но таким, что все точки источника вносят вклад в освещенность площадки SS' : $r_0 \approx 2r_n/\theta_c^2$.) Коэффициент передачи по плотности потока при этом по порядку величины будет совпадать со значением ν .

Характерная особенность тороидального концентратора состоит в том, что он направляет на мишень SS' лучи, распространяющиеся под малыми углами к его поверхности, т. е. лучи, которые выходят из источника под большими (порядка $\psi/2$) углами к оптической оси системы. В результате телесный угол, из которого «захватываются» лучи, и коэффициент передачи ν пропорциональны $\theta_c \sin \psi/2 \sim \theta_c$, а не θ_c^2 , как в случае систем с малым числом отражений. Учитывая, что в МР-диапазоне критический угол ПВО мал ($\theta_c \ll 1$), коэффициенты передачи тороидального концентратора как по мощности излучения, так и по плотности потока оказываются выше, чем у традиционных концентрирующих систем, причем различие возрастает при продвижении в коротковолновую область. В свете сказанного [а также из выражения (4.50)] ясно, что существует оптимальный угол раствора ψ , соответствующий максимальному коэффициенту передачи ν . Действительно, хотя при увеличении угла ψ увеличивается телесный угол, в котором «захватывается» излучение источника, одновременно при этом уменьшается коэффициент отражения отдельного луча, экспоненциально убывающий с ростом ψ . Из (4.50) находим, что оптимальное значение угла раствора ψ приблизительно определяется следующим выражением:

$$\psi \cong 2 \arctg \left[\left(4 \operatorname{Im} \frac{1}{\sqrt{1 - \epsilon_0}} \right)^{-1} \right]. \quad (4.51)$$

В заключение отметим, что влияние шероховатостей поверхности на эффективность тороидального концентратора мало при тех же самых условиях, что и для поворота МР-пучка вогнутой поверхностью [см. выражения (4.47) и (4.48)].

4.5.2. Вогнутое зеркало переменной кривизны

В этом разделе мы рассмотрим основные особенности поворота МР-пучка вогнутой цилиндрической поверхностью с переменным радиусом кривизны и покажем возможность ее использования для концентрации излучения.

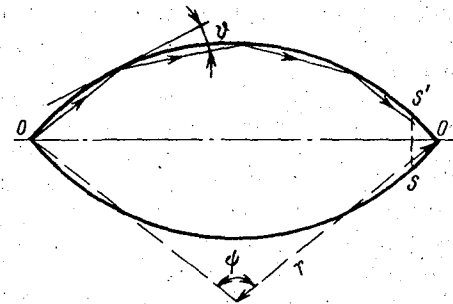


Рис. 4.10. Схема, иллюстрирующая принцип действия тороидального концентратора со скользящими модами

Пусть поверхность S вогнутого цилиндрического зеркала описывается уравнением $\rho = \rho(s)$, где ρ — радиус кривизны, s — длина дуги, отсчитываемая вдоль S перпендикулярно к образующей цилиндра. Рассмотрим луч, падающий на поверхность зеркала в точке $s = s_0 = 0$ под углом скольжения θ_0 . Ясно, что, если радиус кривизны $\rho(s)$ изменяется достаточно плавно, а угол θ_0 мал, луч будет огибать поверхность за счет многократных отражений. Коэффициент отражения при повороте на угол ψ равен

$$R(\theta_0, \psi) = \prod_{j=0}^{N-1} R_F(\theta_j), \quad (4.52)$$

где $R_F(\theta_j)$ — коэффициент однократного отражения луча, падающего на поверхность зеркала в точке $s = s_j$ под углом скольжения $\theta = \theta_j$; N — число отражений.

Пусть начальный угол скольжения θ_0 настолько мал, что $\theta_j \ll \theta_c$ сразу для всех $j = 0, \dots, N-1$. Тогда, воспользовавшись разложением (4.3), из (4.52) получим

$$\ln R(\theta_0, \psi) \cong -2 \operatorname{Im} (1 - \varepsilon_0)^{-1/2} \left[\theta_0 + \theta_{N-1} + \sum_{j=1}^{N-2} (\theta_j + \theta_{j+1}) \right]. \quad (4.53)$$

Легко убедиться, что сумма $\theta_j + \theta_{j+1} \equiv \varphi_j$ есть не что иное, как угол между касательными к поверхности зеркала в двух последовательных точках отражения s_j и s_{j+1} , а $\psi = \sum_{j=0}^{N-2} \varphi_j$ — суммарный угол поворота луча. Устремляя θ_0 к нулю, из (4.53) находим коэффициент отражения скользящего луча

$$R_0(\psi) \equiv R(\theta_0 \rightarrow 0, \psi) = \exp [-2\psi \operatorname{Im} (1 - \varepsilon_0)^{-1/2}],$$

который оказывается не зависящим от конкретной формы $\rho = \rho(s)$ вогнутой поверхности, а определяется только углом поворота луча ψ . Полученное выражение совпадает с (4.4), выведенным ранее для зеркала с постоянной кривизной.

Рассмотрим теперь поворот пучка конечной ширины. В работе [2] показано, что если функция $\rho = \rho(s)$ имеет непрерывную третью производную, то при $n+1$ -м отражении луча от вогнутой поверхности в точке $s = s_n$ угол скольжения θ_n с точностью до членов порядка θ_0^3 может быть найден по следующей формуле:

$$\theta_n \cong \theta_0 [\rho(s_0)/\rho(s_n)]^{1/3}, \quad (4.54)$$

где $\rho(s_0)$ и $\rho(s_n)$ — радиусы кривизны поверхности в точках $s = s_0 = 0$ и $s = s_n$ соответственно. Значит, угол скольжения луча, распространяющегося вдоль вогнутой цилиндрической поверхности с переменной кривизной, также изменяется. Это, в частности, позволяет уменьшить угловую расходимость выходящего пучка $\Delta\theta(s_N) \cong 2\theta_{\max}(s_N)$, если использовать для поворота поверхность с увеличивающимся радиусом кривизны. Кроме того,

ясно, что изменение угла скольжения $\theta(s)$ означает и изменение ширины пучка $d(s)$ при повороте.

Рассмотрим случай, когда кривизна поверхности практически не меняется в точках двух последовательных отражений любого луча в пучке: $|\Delta\rho| \ll \rho$. Это условие можно записать в виде неравенства

$$\left[\frac{\rho(s_0)}{\rho(s)} \right]^{1/3} \left| \frac{d\rho(s)}{ds} \right| \ll \left[\frac{\rho(s_0)}{d(s_0)} \right]^{1/2},$$

где $d(s_0)$ — ширина падающего на зеркало пучка. Тогда связь между шириной пучка и углом скольжения крайнего луча в пучке будет в каждой точке такой же, как и для зеркала с постоянной кривизной:

$$d(s) \cong \rho(s) \theta_{\max}^2(s)/2.$$

Учитывая (4.54), находим закон изменения ширины пучка при повороте:

$$d(s) \cong d(s_0) [\rho(s)/\rho(s_0)]^{1/3}. \quad (4.55)$$

Полученное выражение и показывает возможность использования вогнутой поверхности с уменьшающимся радиусом кривизны для концентрации пучка МР-излучения. В силу (4.55) и (4.54) концентрация достигается за счет сужения пучка при одновременном увеличении его угловой расходимости:

$$d(s) \Delta\theta(s) = \text{const}; \quad \Delta\theta(s) \cong 2\theta_{\max}(s).$$

4.6. РЕНТГЕНОВСКИЕ ВОЛНОВОДЫ

4.6.1. Эффективность цилиндрических волноводов

Пусть на оси полого цилиндрического волновода длины L и внутреннего радиуса r_0 расположен источник излучения малых размеров $r_s \ll r_0$ мощностью W_0 (см. рис. 4.1, б). Лучи, выходящие из источника под небольшими углами к оси волновода, будут испытывать полное внешнее отражение от стенок и передаваться на значительное расстояние. В этом параграфе будут найдены условия, при которых применение волновода оправданно, и определен оптимальный материал для его стенок.

В приближении геометрической оптики мощность излучения на выходе волновода представляет собой сумму двух слагаемых:

$$W = W_{\Pi} + W_F,$$

где W_{Π} — мощность излучения прямого подсвета, проходящего волновод без отражения от стенок,

$$W_{\Pi} = W_0 (r_0/2L)^2, \quad (4.56)$$

W_F — мощность излучения, направляемого волноводом за счет последовательных отражений от его стенок, которая в приближении геометрической оптики равна

$$W_F = \frac{W_0}{2} \int_{r_0/L}^{\theta_{\max}} R_F(\theta)^{N(\theta)} \sin \theta d\theta \cong \cong \frac{W_0}{2} \int_{r_0/L}^{\theta_{\max}} \exp \left[\frac{L\theta}{2r_0} \ln R_F(\theta) \right] \theta d\theta. \quad (4.57)$$

В выражении (4.57) $R_F(\theta)$ — коэффициент однократного отражения луча от стенки волновода [см. формулу (4.1)]; $N(\theta) \cong \cong L\theta/2r_0$ — число отражений; $\theta_{\max} \approx \pi/2$ — линейный угол, под которым виден из источника ближайший торец волновода.

Интеграл (4.57) аналитически вычислить не удастся. Однако легко определить асимптотическое поведение мощности излучения на выходе волновода, считая L/r_0 большим параметром. Воспользовавшись методом Лапласа, из (4.57) находим, что мощность излучения W обратно пропорциональна длине волновода:

$$W \cong W_0 \xi r_0 / 4L, \quad (4.58)$$

если только выполнены условия

$$L/r_0 \gg \sqrt{\delta/\gamma}, \quad \varepsilon = 1 - \delta + i\gamma. \quad (4.59)$$

Параметр ξ в выражении (4.58) определяется оптическими постоянными материала стенок волновода:

$$\xi = [2 \operatorname{Im} (1 - \varepsilon_0)^{-1/2}]^{-1}. \quad (4.60)$$

По существу ξ — тот же самый параметр, что и в выражении (4.4)

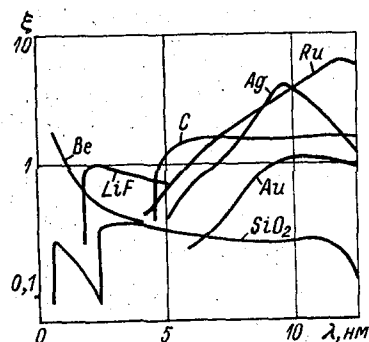


Рис. 4.11. Значения параметра ξ , определяющего мощность излучения на выходе волновода, для ряда веществ в МР-диапазоне длин волн

для коэффициента отражения скользкого луча от поворотного зеркала.

Подчеркнем еще раз, что мощность излучения внутри волновода убывает как $1/L$, т. е. медленнее, чем в свободном пространстве ($1/L^2$). Это обстоятельство и обуславливает возможность использования полых волноводов для коллимации и концентрации МР-излучения.

На рис. 4.11 приведены значения параметра ξ для различных материалов. Видно, что при фиксированной длине волны излучения параметр ξ у разных веществ отличается

на два порядка и более. Следовательно, путем выбора подходящего материала для стенок волновода можно значительно увеличить либо мощность излучения, попадающего на мишень при фиксированном расстоянии L , либо максимальное расстояние, на которое может быть передана определенная часть мощности излучения источника.

Введем понятие эффективности волновода η , которое показывает, во сколько раз повышается интенсивность излучения на мишени за счет использования волновода:

$$\eta = (W_{\Pi} + W_F) / W_{\Pi} = 1 + 2(L/r_0)^2 \int_{r_0/L}^{\theta_{\max}} R_F(\theta)^{N(\theta)} \sin \theta d\theta. \quad (4.61)$$

При выполнении условия (4.59) из (4.61) получаем

$$\eta \cong \xi L/r_0 \text{ при } L/r_0 \gg \sqrt{\delta/\gamma}. \quad (4.62)$$

Использование волновода, таким образом, тем эффективнее, чем больше расстояние между источником излучения и образцом.

На рис. 4.12 величина η представлена как функция параметра $\kappa = (r_0/2L)^2$, т. е. как функция доли излучения источника, попадающего на образец в отсутствие волновода. Видно, например, что при $\lambda = 10$ нм для образца радиусом $r_0 = 5$ мм, расположенного на расстоянии $L = 15$ см от источника ($\kappa = 3 \cdot 10^{-4}$), применение волновода из серебра увеличивает освещенность в 50 раз. Из рис. 4.12 можно также заключить, что применение волновода целесообразно лишь при достаточно большом расстоянии от источника до мишени: $L \gtrsim (2-3) r_0/\theta_c$, когда мощность излучения на выходе волновода в основном обусловлена излучением, направляемым его стенками.

Если нас интересует не полная мощность, попадающая на мишень, а плотность потока q на исследуемом объекте, то, как видно из (4.58), следует использовать волновод, радиус которого совпадает с радиусом источника: $r_0 \cong r_{\Pi}$. Отношение плотности потока q на выходе волновода к плотности потока q_0 излучения на поверхности источника, очевидно, равно

$$q/q_0 = (r_{\Pi}/L)^2 + 2 \int_{r_0/L}^{\theta_{\max}} R_F(\theta)^{N(\theta)} \sin \theta d\theta = \eta (r_{\Pi}/L)^2. \quad (4.63)$$

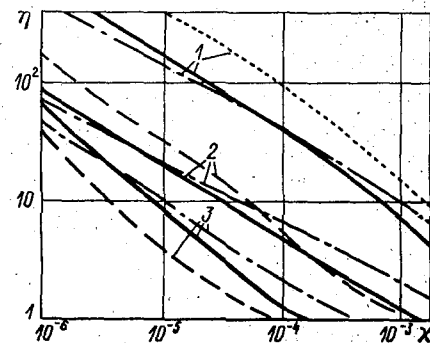


Рис. 4.12. Зависимость эффективности волноводов, изготовленных из различных материалов, η от доли мощности κ МР-излучения, попадающего на образец в отсутствие волновода:

1 — $\lambda = 10$ нм; 2 — 2,5 нм; 3 — 0,6 нм; — — — — — С; — — — — — Ве; — — — — — Au; ... — Ag

В частности, при выполнении условия (4.59) имеем

$$q/q_0 \cong \xi r_0/L \text{ при } L/r_0 \gg \sqrt{\delta/\gamma}, \quad (4.64)$$

т. е. плотность потока внутри волновода, так же как и мощность излучения, убывает обратно пропорционально первой степени расстояния.

Итак, чтобы решить вопрос о целесообразности применения волновода для концентрации излучения, необходимо прежде всего установить, какова доля излучения источника κ , фактически используемая в конкретном эксперименте. Зная κ , можно с помощью рис. 4.11, подобрать наиболее подходящий материал стенок волновода, а затем определить возможный выигрыш в мощности, собираемой на мишени [см. выражения (4.61), (4.62)], и в плотности потока [см. выражения (4.63), (4.64)].

Отметим, что концентрация излучения на образце, очевидно, достигается за счет расширения его диаграммы направленности.

До сих пор мы совершенно не учитывали модовой структуры излучения в волноводе. Приближение геометрической оптики оправдливо лишь в том случае, когда число возбуждаемых волноводных мод настолько велико, что суммирование по отдельным модам можно заменить интегрированием по углу θ . В случае выполнения условия (4.59) подынтегральную экспоненту в (4.57) можно аппроксимировать следующим образом:

$$\exp\left[\frac{L\theta}{2r_0} \ln R_F(\theta)\right] \cong \exp\left(-\frac{L\theta^2}{r_0\xi}\right); \quad \frac{L}{r_0} \gg \frac{\sqrt{\delta}}{\gamma}.$$

Следовательно, в интеграл (4.57) заметный вклад внесут лишь углы

$$\theta \lesssim \sqrt{r_0\xi/L}; \quad L/r_0 \gg \sqrt{\delta/\gamma}. \quad (4.65)$$

Для того чтобы можно было воспользоваться приближением геометрической оптики, в интервале углов $\Delta\theta \approx (r_0\xi/L)^{1/2}$ должно укладываться достаточно большое число волноводных мод, угловое расстояние между которыми составляет величину порядка L/r_0 . Это накладывает ограничения на геометрические параметры волновода

$$L \ll r_0 (r_0/\lambda)^2 \xi, \quad (4.66)$$

а для того чтобы условия (4.66) и (4.59) не противоречили друг другу, необходимо также выполнение следующего условия для радиуса волновода:

$$r_0 \gg \lambda/\theta_0. \quad (4.67)$$

Если неравенство (4.66) перестает выполняться, распространение излучения в волноводе начинает носить выраженный модовый характер, а мощность излучения — экспоненциально убывать с расстоянием.

Для практически реализуемых размеров волновода и рассматриваемого диапазона длин волн неравенства (4.66), (4.67) всегда выполняются, и, следовательно, использование приближения геометрической оптики оправданно.

4.6.2. Влияние шероховатости стенок волновода на распространение МР-излучения

Обсудим теперь вопрос о влиянии шероховатостей на передачу МР-излучения при помощи волновода. Как и в случае поворотных зеркал, суммарная интенсивность на выходе волновода складывается из интенсивностей зеркального отраженного и рассеянного на шероховатостях излучения. Рассмотрим прежде всего влияние неоднородностей стенок на зеркальную компоненту, интенсивность которой будет определяться выражением (4.57), если вместо R_F под интеграл вставить значение зеркального коэффициента отражения с учетом рассеяния на шероховатостях. Ограничимся рассмотрением предельно больших длин L ; при этом во-первых, оправдливо условие (4.65), во-вторых, параметр $\mu = \pi a \theta^2/\lambda \ll 1$ (a — радиус корреляции), т. е. поправка к зеркальному коэффициенту отражения [см. формулу (4.44)] линейна по θ . Эти условия, в частности, означают, что параметр $\kappa \ll (\lambda/\pi a \xi)^2$, а мощность зеркальной компоненты на выходе волновода определяется выражением

$$W_s \cong W_0 \xi_{\text{эфф}} r_0/4L; \quad \kappa \ll (\lambda/\pi a \xi)^2, \quad (4.68)$$

Здесь

$$\xi_{\text{эфф}} = \xi [1 + 2\pi^{-1} \Gamma(3/4) (2\pi\xi/\lambda)^2 (\lambda/2a)^{1/2} \xi]^{-1},$$

где ξ — орденкватричная высота шероховатостей.

Формула (4.68) аналогична формуле (4.58) для идеального волновода с той разницей, что параметр ξ заменен на $\xi_{\text{эфф}}$, который помимо оптических констант вещества стенок волновода зависит от величин, характеризующих шероховатость поверхности — ξ и a . Иначе говоря, уменьшение мощности зеркальной компоненты происходит теперь не только из-за поглощения в веществе стенок, но и из-за рассеяния на шероховатостях. В частности, при больших высотах шероховатостей ξ из (4.68) получаем:

$$\xi_{\text{эфф}} \cong \pi [2\Gamma(3/4) (2\pi\xi/\lambda)^2 (\lambda/2a)^{1/2}]^{-1} \text{ при } \xi \gg \lambda/(4\pi\sqrt{\xi}) \times \\ \times (2\pi a/\lambda)^{1/4}.$$

В этом случае мощность зеркальной компоненты W_s вообще не зависит от оптических постоянных вещества стенок и определяется только потерями на рассеяние.

Из формулы (4.68) ясно, что влияние шероховатостей на W_s мало при выполнении условия

$$\xi \ll \lambda^{3/4} a^{1/4} / (2\sqrt{2\pi\xi}). \quad (4.69)$$

$\kappa = 2$
($r_0/2L$)

www.xrayoptics.com

На первый взгляд мы получили парадоксальный результат: требование к гладкости стенок волновода не зависит от того, на какое расстояние мы хотим передать излучение. Дело заключается в том, что мы рассматриваем асимптотический случай больших длин L , когда даже в отсутствие шероховатостей вклад в интенсивность выходящего излучения вносят лишь лучи, распространяющиеся под углами скольжения, меньшими предельного значения (4.65), которое, в свою очередь, уменьшается при увеличении длины волновода L . При уменьшении же углов скольжения влияние шероховатостей на коэффициент зеркального отражения в силу (4.44) падает. В результате оказывается, что уменьшение углов скольжения точно компенсирует увеличение длины волновода в смысле роста доли рассеянного на шероховатостях излучения.

Пусть $a \approx 3$ мкм. Взяв максимальные значения параметра ξ (см. рис. 4.11), из (4.69) находим следующее условие для гладкости поверхности (при $\lambda \approx 1 \div 10$ нм):

$$\xi \ll 1,5 \div 2,5 \text{ нм.} \quad (4.70)$$

Таким образом, несмотря на малые скользящие углы, требования к гладкости стенок волновода при учете только зеркальной компоненты очень жесткие.

В действительности рассеянное излучение (как и в случае поворотных зеркал) вносит вклад в мощность излучения на выходе волновода. Снова ограничимся рассмотрением асимптотического случая (4.59). Пусть узкий пучок лучей распространяется под углом скольжения $\theta \approx (r_0 \xi / L)^{1/2}$. [В силу (4.65) это максимальный угол скольжения, который еще имеет смысл рассматривать.] Будем считать, что ширина угловой диаграммы рассеяния, тем не менее, определяется выражением (2.55). Можно убедиться, что введенные предположения не противоречат друг другу при выполнении условия $\kappa \gg (\lambda / \pi a \xi)^2 \approx 10^{-8} - 10^{-7}$. После каждого отражения рассматриваемый пучок лучей расширяется на $\Delta\theta = \lambda / \pi a \theta$. Поэтому после $N \approx L \theta / 2r_0$ отражений крайний луч пучка выйдет из волновода под углом скольжения $\theta + N \Delta\theta / 2$. Ясно, что при выполнении условия $N \Delta\theta / 2 \ll \theta$ расширение пучка будет настолько незначительным, что его коэффициент многократного отражения не изменится. Из последнего неравенства получаем условие для параметра κ :

$$\kappa \gg (\lambda / \pi a \sqrt{\xi})^{4/3} / 4, \quad (4.71)$$

в которое не входит высота шероховатостей ξ .

Иначе говоря, если (4.71) выполняется, то наличие шероховатостей не приведет к уменьшению эффективности волновода, даже если зеркальная компонента практически исчезнет.

Взяв радиус корреляции $a \approx 3$ мкм, из (4.71) получим (для $\lambda \approx 1 \div 10$ нм):

$$\kappa \gg (2 \div 6) 10^{-4}. \quad (4.72)$$

Если радиус волновода $r_0 = 1$ мм, то условие (4.72) означает, что расстояние от источника до мишени должно составлять $L \ll 1 \div 2$ м. При больших длинах L многократное рассеяние на шероховатостях будет приводить к столь сильному расширению МР-пучка, что часть его начнет распространяться под большими углами скольжения и поглотится в стенках волновода, не дойдя до мишени. Мощность излучения на выходе при этом станет меньше, чем вытекает из выражения (4.58), но все-таки больше, чем следует из формулы (4.68).

4.6.3. Сравнение с экспериментом

Прямые измерения эффективности волновода [см. формулу (4.61)] были проведены авторами работы [21]. Источником МР-излучения служила лазерная плазма, спектр которой охватывал область примерно от 1 до 2 нм. В качестве волновода использовалась обычная стеклянная трубка, внутренняя поверхность которой не подвергалась какой-либо дополнительной шлифовке. Размеры трубки составляли: длина $L = 167$ см, радиус $r_0 = 0,4$ см. Это соответствует параметру $\kappa = 1,4 \cdot 10^{-6}$. Было найдено, что эффективность волновода составляет $\eta_{\text{эксп}} \approx 32$, т. е. плотность потока излучения на мишени возрастает в 32 раза за счет применения волновода. Теоретический расчет при $\lambda = 1,25$ нм дает значение $\eta_{\text{теор}} \approx 30$.

Авторами работы [27] изогнутые стеклянные трубки ($L = 22,9$ см, $r_0 = 0,1$ мм) использовались для поворота МР-излучения на значительные углы (до 90°). Источником излучения служил синхротрон, длина волны варьировалась от 2,5 до 7,5 нм. Было измерено отношение мощности излучения на выходе изогнутого волновода к падающей мощности. Эта величина оказалась равной 0,05—0,10 % (при повороте на 90° и $\lambda \approx 2,5 \div 7,5$ нм). Теоретический расчет коэффициента многократного отражения (4.4) дает те же самые значения.

Таким образом, экспериментальные результаты свидетельствуют о возможности использования полых волнопроводов для коллимации МР-излучения и поворота его на значительные углы. Следует подчеркнуть, что в МР-диапазоне стекло — далеко не лучший по своим оптическим свойствам материал для изготовления элементов скользящего падения с многократными отражениями (см. рис. 4.2 и 4.10). Переход к оптимальным материалам позволит значительно (на один-два порядка) увеличить эффективность устройств.