

КОЭФФИЦИЕНТ ПРОПУСКАНИЯ ИЗОГНУТЫХ РЕНТГЕНОВСКИХ ВОЛНОВОДОВ

В. А. Бушнев, М. Н. Оруджалиев, Р. П. Кузьмин

В последнее время значительно возрос интерес к исследованиям по транспортировке и изменению ориентации рентгеновских пучков с помощью многократного полного внешнего отражения (ПВО). Как показано в работах [1-4], распространение излучения в прямых волноводах происходит без существенных потерь, что позволяет в десятки раз повысить плотность излучения вдали от источника [3, 4]. Поворот рентгеновского пучка на несколько градусов осуществлен при отражениях от вогнутых цилиндрических зеркал [5] (см. также [6]) и при транспортировке в изогнутых капиллярах [4, 7]. В работе [8] реализована фокусирующая система из деформированных цилиндрических рентгеновдов, позволяющая на три порядка увеличить плотность энергии в фокусном пятне. В работе [9] показана принципиальная возможность концентрации расходящегося излучения рентгеновской трубки с помощью собирающей системы изогнутых капилляров или коаксиальных сферических зеркал, в результате которой интенсивность излучения на выходе ПВО концентратора может стать сравнимой с интенсивностью синхротронных источников.

В настоящей работе проведен анализ коэффициента пропускания рентгеновского волновода в зависимости от его длины L , радиуса изгиба R , угла поворота пучка ψ , апертуры φ_0 и высоты шероховатостей стенок. Волновод образован цилиндрическими поверхностями A и B с радиусами изгиба $R+d$ и $R-d$ соответственно. На его оси на расстоянии d/φ_0 от торца расположен линейный источник рентгеновского излучения. Если φ — угол отклонения какого-либо луча по отношению к оси при входе в волновод, то для углов скольжения ϑ_B ($-\varphi_0 \leq \varphi < \varphi_1$) и ϑ_A ($\varphi_1 \leq \varphi \leq \varphi_0$) по отношению к поверхностям B и A соответственно имеем

$$\vartheta_{B, A}(\varphi) = \left[\varphi^2 \mp 2a \left(1 \pm \frac{\varphi}{\varphi_0} \right) \right]^{1/2}, \quad (1)$$

где $a = d/R \ll 1$, $\varphi_0 \ll 1$.

Угол φ_1 определяется из условия касательного падения $\vartheta_B = 0$ на поверхность B

$$\varphi_{1, 2} = \frac{a}{\varphi_0} \mp \left[\left(\frac{a}{\varphi_0} \right)^2 + 2a \right]^{1/2}, \quad \varphi_1 < 0. \quad (2)$$

Наиболее оптимальное условие ввода излучения в волновод определяется неравенством $\vartheta_{A, B} < \vartheta_c$, где $\vartheta_c = \sqrt{|\chi_r|}$ — критический угол ПВО, $\chi = \chi_r + i\chi_i$ — рентгеновская поляризуемость стенок волновода. Так, при падении луча вдоль оси волновода $\varphi = 0$, отсюда вытекает требование на радиус изгиба $R > 2d/\vartheta_c^2$.

Пусть ϑ_{AB} — угол скольжения, который составляет луч по отношению к поверхности B в результате предыдущего отражения от поверхности A с углом скольжения ϑ . Так как

$$\vartheta_{AB} = \sqrt{\vartheta_A^2 - \vartheta_0^2}, \quad (3)$$

где $\vartheta_0 = 2\sqrt{a}$, то при $\vartheta_A > \vartheta_0$ распространение излучения в волноводе представляет собой чередующиеся отражения от обеих стенок, а при $\vartheta_A < \vartheta_0$ осуществляется режим шепчущих мод, когда излучение многократно отражается только от поверхности A . Если $\vartheta_A \approx \vartheta_c$, то этот режим реализуется при $R < R_c$, где $R_c = 4d/\vartheta_c^2$ — критический радиус. Заметим, что при заданной длине L для поворота пучка на больший угол $\psi = L/R$ требуется именно меньший радиус изгиба. Вместе с тем величина R ограничена снизу условием оптимального ввода энергии. Так, для осевого луча $R > R_c/2$.

Из (1)–(3) следует, что режим шепчущих мод осуществляется в интервале углов $\varphi_1 \leq \varphi \leq \varphi_m$, где $\varphi_m = \min\{\varphi_0, \varphi_2\}$. Для поворота луча на угол ψ требуется $N_{AA} = N(\vartheta_A)$ отражений, где $N(\vartheta) = \text{ent}(L/2R\vartheta) + 1$ ($\text{ent}(x)$ — целая часть x). Траектория луча является правильным многоугольником, вписанным в дугу окружности с радиусом $R+d$. Коэффициент пропускания волновода для луча, падающего под углом ϑ_A к поверхности A , имеет вид

$$P_{AA}(\vartheta_A) = [P_1(\vartheta_A)]^{N_{AA}}, \quad (4)$$

где P_1 — коэффициент однократного ПВО.

Если поверхности характеризуются высотой шероховатостей σ_{\perp} и корреляционным радиусом σ_{\parallel} , то при $\vartheta < 2/(k\sigma_{\parallel})^{1/2}$ и $k\sigma_{\parallel}|\chi_r| \gg 1$ [10]

$$P_1(\vartheta) = \left| \frac{\vartheta - (\vartheta^2 + \chi)^{1/2}}{\vartheta + (\vartheta^2 + \chi)^{1/2}} \right|^2 \exp \left[-2.76 \frac{(k\sigma_{\perp})^2}{(k\sigma_{\parallel})^{1/2}} \vartheta \right], \quad (5)$$

где первый множитель представляет собой коэффициент отражения от идеально гладкой поверхности, $k=2\pi/\lambda$, λ — длина волны.

Если $\varphi_2 < \varphi_0$, то для углов $\varphi_2 < \varphi \leq \varphi_0$ реализуются отражения типа $ABAB \dots$ от обеих стенок с углами скольжения ϑ_A и ϑ_{AB} . Как следует из (2), условие $\varphi_2 < \varphi_0$ эквивалентно условию на апертуру волновода $\varphi_0 > \varphi_0$. Полное число двукратных отражений равно $N_{AB} = N(\vartheta_A - \vartheta_{AB})$, поэтому коэффициент пропускания

$$P_{AB}(\vartheta_A) = [P_1(\vartheta_A) P_1(\vartheta_{AB})]^{N_{AB}}. \quad (6)$$

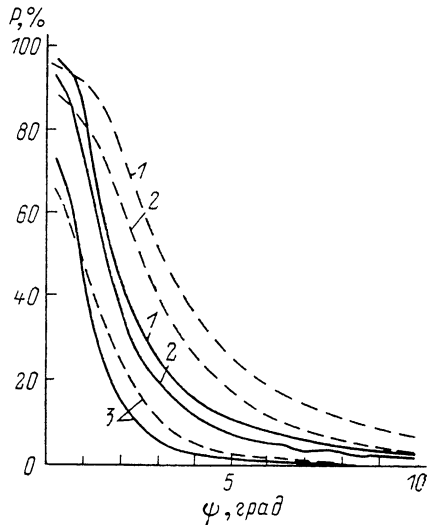
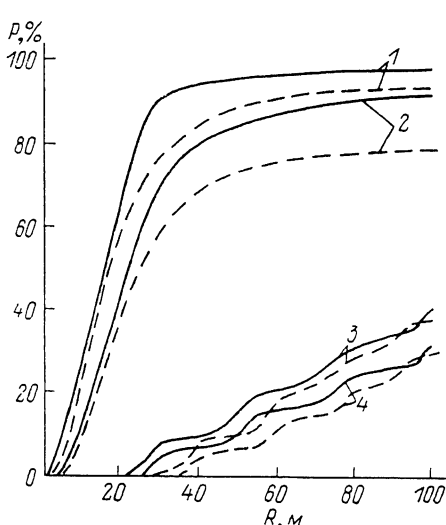


Рис. 1. Коэффициент пропускания рентгеновского волновода в зависимости от радиуса изгиба при апертурах $\varphi_0=0.25 \vartheta_c$ (сплошные кривые) и $\varphi_0=0.75 \vartheta_c$ (штриховые кривые).

$d=0.1$ мм при $L=0.5$ (1), 2 м (2); $d=1$ мм при $L=0.5$ (3), 2 м (4).

Рис. 2. Коэффициент пропускания в зависимости от угла поворота рентгеновского пучка для волноводов с $L=0.5$ (сплошные кривые) и 1 м (штриховые кривые).

$d=0.1$ мм, $\varphi_0=2 \cdot 10^{-3}$ рад, σ_{\perp} (Å): 1 — 0, 2 — 20, 3 — 50.

При падении излучения в интервале $-\varphi_0 \leq \varphi < \varphi_1$ угол скольжения ϑ_{BA} к поверхности A после предыдущего отражения от поверхности B с учетом (3) равен $\vartheta_{BA} = (\vartheta_B^2 + \vartheta_0^2)^{1/2}$. Так как $\vartheta_{BA} > \vartheta_0$, то в этом случае всегда реализуется режим многократных отражений типа $BAVA \dots$ с $N_{BA} = N(\vartheta_{BA} - \vartheta_B)$ и коэффициентом пропускания

$$P_{BA}(\vartheta_B) = [P_1(\vartheta_B) P_1(\vartheta_{BA})]^{N_{BA}}. \quad (7)$$

Общий коэффициент пропускания, нормированный на интенсивность падающего излучения в пределах входной апертуры волновода, равен

$$P = \frac{1}{2\varphi_1} \left[\int_{-\varphi_0}^{\varphi_1} P_{BA} d\varphi + \int_{\varphi_1}^{\varphi_m} P_{AA} d\varphi + \int_{\varphi_m}^{\varphi_0} P_{AB} d\varphi \right]. \quad (8)$$

Излучение выходит из волновода с расходимостью $\leq (\vartheta_m^2 + \vartheta_0^2)^{1/2}$, где $\vartheta_m = \min(\varphi_0, \vartheta_c)$.

Расчеты проводились по формулам (4)–(8) для волноводов из стекла марки С-52 и Си K_{α} -излучения ($\lambda=1.54$ Å, $\vartheta_c=4 \cdot 10^{-3}$ рад, $\chi_c=2 \cdot 10^{-7}$). На рис. 1 приведена зависимость коэффициента пропускания гладких волноводов ($\sigma_{\perp}=0$) с длинами 0.5 и 2 м от радиуса изгиба для двух значений d и φ_0 . Критические радиусы R_c составляют 25 и 250 м для тон-

кого и толсто-волноводов соответственно. Как видно из рис. 1, даже при $R < R_c$ рентгеновские лучи распространяются с достаточно высокими коэффициентами пропускания ($\leq 40\%$), причем волноводы с малыми значениями d и φ_0 являются более предпочтительными. Для используемых нами величин d и $\varphi_0 < \varphi_0$ вклад в P отражений в режиме шепчущих мод является определяющим. С увеличением апертуры до $\varphi_0 \geq \varphi_c$ коэффициент пропускания резко уменьшается, особенно в области малых R .

На рис. 2 представлены угловые зависимости $P(\psi)$ для волноводов с различной высотой шероховатостей отражающих поверхностей σ_{\perp} при значении корреляционного радиуса $\sigma_{\parallel} = 100$ мкм [11]. Видно, что шероховатости с $\sigma_{\perp}/\lambda \leq 15$ не очень сильно сказываются на величине коэффициента пропускания. Влияние корреляционного радиуса σ_{\parallel} при малых ψ еще более слабое (см. (5)).

Результаты настоящей работы показывают возможность транспортировки рентгеновских пучков по изогнутым волноводам с поворотом на углы порядка $5-10^\circ$ при достаточно высокой (на уровне $\sim 10\%$) эффективности пропускания, что может использоваться для сбора и концентрации изотропного излучения рентгеновских трубок и мессбауэровских источников.

Список литературы

- [1] Mosher D., Stephanakis S. // Appl. Phys. Lett. 1976. Vol. 29. 2. P. 105—107.
- [2] Vetterling W. T., Pound R. V. // J. Opt. Soc. Amer. 1976. Vol. 66. N 10. P. 1048—1049.
- [3] Виноградов А. В., Кожевников И. В. // ЖТФ. 1984. Т. 54. Вып. 9. С. 1755—1762.
- [4] Аркадьев В. А., Коломийцев А. И., Кумахов М. А. и др. // Поверхность. Физика, химия, механика. 1987. № 2. С. 44—47.
- [5] Комаров Ф. Ф., Наумович А. И., Самусевич Г. Г. и др. // Поверхность. Физика, химия, механика. 1986. № 6. С. 31—35.
- [6] Виноградов А. В., Ковалев В. Ф., Кожевников И. В. и др. // ЖТФ. 1985. Т. 55. Вып. 2. С. 244—250.
- [7] Александров Ю. М., Валиев К. А., Великов Л. В. и др. // Письма в ЖТФ. 1987. Т. 13. Вып. 5. С. 257—260.
- [8] Аркадьев В. А., Коломийцев А. И., Кумахов М. А. и др. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. Вып. 2. С. 97—98.
- [9] Бушув В. А., Кузьмин Р. Н. // Препринт МГУ. № 26. М., 1988. 4 с.
- [10] Виноградов А. В., Зорев Н. Н., Кожевников И. В. и др. // ЖЭТФ. 1985. Т. 89. Вып. 6. С. 2124—2132.
- [11] Herring J. // J. Appl. Opt. 1984. Vol. 23.6. P. 1156—1160.

Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова
физический факультет

Поступило в Редакцию
4 января 1989 г.

ФОТОЭДС СТРУКТУР Pd—n-InP С ПРОМЕЖУТОЧНЫМ СЛОЕМ В АТМОСФЕРЕ ВОДОРОДА ИЛИ ВОДЯНЫХ ПАРОВ

Г. Г. Ковалевская, А. М. Маринова, С. В. Слободчиков

В последние годы значительное внимание уделяется разработке газоанализаторов на основе различных видов полупроводниковых структур, включая использование диодов Шоттки [1, 2], МДП структур [3], транзисторов [4]. В этих детекторах принцип регистрации основан на измерении изменения электрических характеристик в зависимости от концентрации соответствующих газов, а именно изменении емкости ($c-v$ -характеристики), обратных (иногда прямых) токов ($I-v$ -характеристики), пороговых напряжений в транзисторах.

Представляло несомненный интерес проверить зависимость фототовета в некоторых диодных структурах от содержания и концентрации соответствующих газов с целью оценки возможности использования фотодетектора как датчика газов.

В связи с этим для проверки в качестве детектора водорода были созданы диодные структуры Pd—n-InP с промежуточным слоем.