

文章编号: 0253-2239(2006)10-1507-5

透射晶体谱仪及其理论计算*

汪 艳 杨国洪 杨家敏 丁耀南 张继彦 李 军

(中国工程物理研究院 激光聚变研究中心, 绵阳 621900)

摘要: 为了测量更广能量范围的等离子体辐射的硬 X 射线韧致辐射光谱, 以获得激光等离子体超热电子能谱的特性, 基于柱面弯曲晶体的分光原理, 提出了透射晶体谱仪。为满足实验中光源到谱仪距离不同的需要, 设计了 Johann 型可调节透射晶体谱仪。谱仪中的会聚狭缝设计成可移动的, 位置随着光源到谱仪距离的变化而改变。通过理论计算获得了会聚狭缝位置变量与光源距离变化之间的关系, 得出小角度(小于 0.2 rad)入射时能够保证入射光线经过晶体后近似会聚于一点, 并对谱仪具体设计时遇到的一些问题, 给出了初步的理论分析和看法。该谱仪中会聚狭缝的可调节解除了谱仪到光源距离固定的限制; 前端晶体的可更换, 也增加了谱仪测量的灵活性。

关键词: 光学仪器; 激光等离子体; 透射晶体谱仪; 罗兰环; 柱面弯曲晶体

中图分类号: O536 文献标识码: A

Transmission Crystal Spectrometer and Related Theoretical Calculation

Wang Yan Yang Guohong Yang Jiamin

Ding Yaonan Zhang Jiyan Li Jun

(Research Center of Laser Fusion, China Academy of Engineering Physics, Mianyang 621900)

Abstract: Based upon the dispersion principle of cylindrically bent crystal, a transmission crystal spectrometer has been presented primarily to characterize the hot-electron energy distribution of laser generated plasma by registering the hard X-ray Bremsstrahlung spectrum emitted by hot plasma in a larger energy range. Actually according to the different experimental requirements and variety of the distance between source and crystal, Johann adjustable X-ray transmission spectrometer is designed. The focal slit of the spectrometer is planned to be movable, and its place can be changed when the distance between the source and crystal is changed. By the theoretical calculation the relation is acquired about the position of the focal slit and the distance from source to crystal, and the consequence can also be reached as long as Bragg angle is less than 0.2 rad that the incident light will approximately focus on one point. Furthermore, the primary theoretical analysis and conclusion on the questions of designing the device are illustrated. In conclusion, the adjustable focal slit breaks the limit of fixed distance from source to crystal; moreover, the frontal replaceable crystal makes the spectrometer more flexible.

Key words: optical instrumentation; laser-produced plasma; transmission crystal spectrometer; Rowland circle; cylindrical bent crystal

1 引 言

在直接和间接驱动激光聚变研究中, 激光等离子体相互作用产生的超热电子可能会预热内爆靶丸中心的燃料, 影响燃料压缩及达到点火燃烧条件。因此, 获得超热电子能量分布的特性十分重要。通过测量等离子体辐射的韧致辐射(硬 X 射线)光谱, 可以获

得激光等离子体的超热电子能谱特性, 为此, 国外惯性约束聚变研究相关实验室已建立了适用于 OMEGA 和国家点火装置(NIF)的透射晶体谱仪^[1,2], 用于测量能量约为 10 keV 以上范围的硬 X 射线谱。随着我国惯性约束聚变研究的进一步发展, 研制透射晶体谱仪, 开展硬 X 射线谱测量十分必要。本文对透

* 国家高技术课题(0343070)和国家重点实验室基金(9054)资助课题。

作者简介: 汪 艳(1979~), 女, 河南南阳人, 中国工程物理研究院研究实习员, 主要从事精密诊断技术研究和谱线分析的研究。E-mail: bridget_ywang@yahoo.com.cn

收稿日期: 2005-10-21; 收到修改稿日期: 2006-01-08

射晶体谱仪原理进行了简要介绍,并对谱仪设计开展初步的理论计算,为谱仪设计中参量选择提供依据。

2 透射晶体谱仪分类及结构原理简介

2.1 Johann 和 Johansson 透射晶体分光原理

在聚焦的几何结构中,必须使 X 射线发射源、晶体、探测器以及晶体中心到发射源和探测器的距离 L 相等这样一种方式,全部位于直径为 R 的一个公共的聚焦圆上(图 1),因此,

$$L = n\lambda R/2d = R \sin(\pi/2 - \theta) = R \cos \theta,$$

其中 n, λ 和 d 分别表示衍射级数、波长和晶面间距,这种聚焦圆与光学光路中的罗兰圆类似^[3]。

图 1(a)给出了 Johann 装置的光学原型,来自

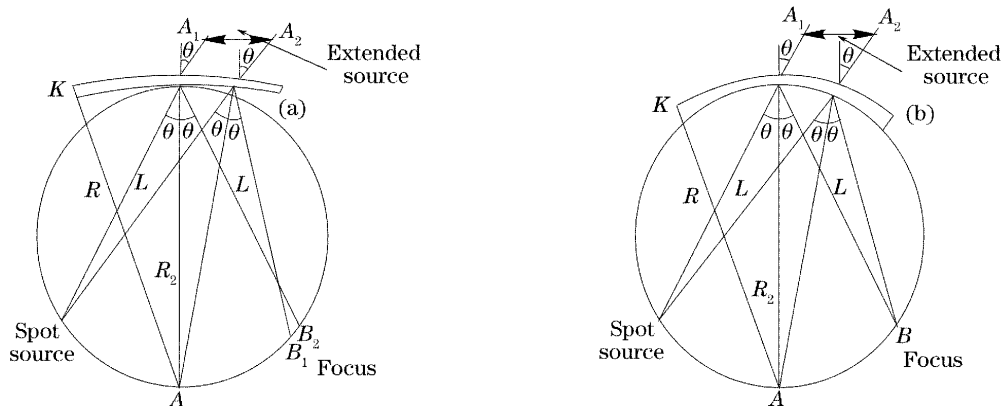


图 1 Cauchois-Johann 和 Cauchois-Johansson 型谱仪的光学设计

Fig. 1 Optical schemes of Cauchois-Johann (a), Cauchois-Johansson (b) spectrometers

2.2 晶体需要满足的条件

对于没有散焦缺陷的 X 射线“理想”聚焦必须满足两个条件^[3]:1)罗兰条件要求点状或线状 X 射线源、晶体和聚焦像均位于半径为 $R/2$ 的圆周上;为了满足这个要求,晶体的曲率半径必须为 R ;2)布拉格条件要求,晶体上所有点都必须与罗兰圆相切;为了满足这个要求,晶体表面的曲率半径必须为 $R/2$ 。

所以采用使晶体内表面与聚焦圆重合消除上述

扩展源 A_1, A_2 的大部分 X 射线直接穿过晶体,依据布拉格定律,有一些被反射。当晶体表面半径等于 R 时,光谱集中在半径为 $R/2$ 的罗兰环上。晶体的反射平面垂直于晶体表面,延展到足够远反射平面将会交于罗兰环上的同一点。因为晶体边沿位置的偏差造成几何散焦和衍射散焦,在这个原型中光谱谱线的聚焦不理想。

在图 1(b)中晶体内表面的半径为 $R/2$,从图中明显地看到对于任何弧度角和晶体长度上的所有点都有 $AB = R\theta$ 。因此谱线宽与源的尺寸无关,谱线的位置与源的位置无关。这种光学原型减少了在透射几何学中的几何散焦,使得 Johansson 装置的分辨力要比 Johann 装置高。

聚焦缺陷,通过把晶体弯成半径为 R 的柱面,然后将其内表面磨成半径为 $R/2$ 的柱面而实现。对于不能研磨的晶体或晶体半径随 θ 连续变化的光谱仪,这个方法不能应用。实际中,由于晶体加工工艺上存在的技术难度(晶体厚度一般小于 0.254 mm),在考虑了几何散焦的情况下,一般采用 Johann 型透射晶体,下面也主要讨论此种透射晶体谱仪。表 1 给出了国外几种透射晶体谱仪装置的参量。

表 1 谱仪装置的参量

Table 1 Parameters of spectrometers

Spectrometer	Diffraction crystal	Lattice spacing / nm	Energy range / keV	Radius / mm	Resolving power $/(E/\Delta E)$
Cauchois-Johansson	Quartz 11(-2)0 or 0001	0.2457 or 0.18	10~400	250	
HENEX	Quartz Qz 10-10	0.426	8.6~20.1	165	818~303
HXS	Quartz 10-11	0.334	12~60	112	50~250
KOIIIY	LiF or MiCa 004	0.4027		150	

2.3 Johann 型谱仪的光学设计结构

第一个使用透射晶体记录热稠密等离子体中高原子序数元素光谱的硬 X 射线谱仪(HXS)^[4],测量能

量范围为 $12\sim60 \text{ keV}$,石英晶体参量见表 1。在硬 X 射线谱仪的基础上,提出了 Johann 型可调节透射晶体谱仪,前端晶体模块可以取出,以方便晶体的更换,

扩大谱仪的测量范围。如图 2 所示,谱仪组成包括装置前端的入射狭缝平面,一块柱形弯曲晶体,屏蔽铅板,可移动汇聚狭缝(a 到 b 来回移动),CCD 探测器。X 射线透射晶体发生衍射,然后经过一个狭缝汇聚在罗兰环上,其直径等于晶体的弯曲半径。平面探测器放置在垂直于连接源和探测器的中心线上,并与罗兰环相切。两个镜像对称光谱的零波长位置落在这个中心线上;随着波长的增加,对应谱线被记录在探测器平面上离中心线距离相应增加的位置上。

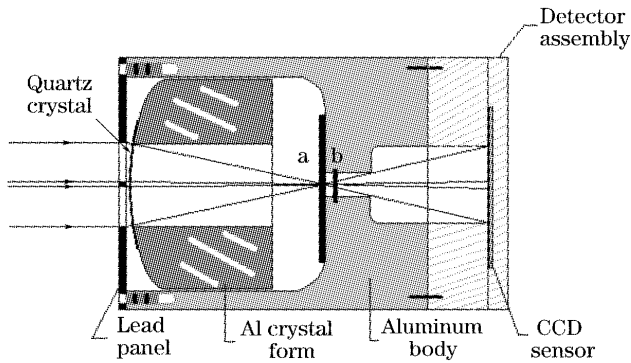


图 2 X 射线谱仪的光学设计图
Fig. 2 Optical layout of the X-ray spectrometer

3 理论计算

3.1 衍射光“会聚”点位置的确定

考虑 A 点在晶体曲率圆面上移动的情况(罗兰条件),即 Johann 型透射晶体谱仪。如图 3, a 表示光

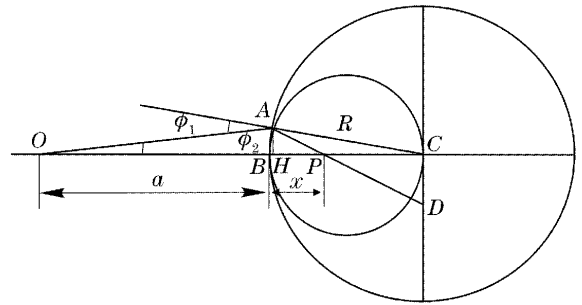


图 3 谱仪的几何光学结构

源到晶体的距离, x 为晶体到衍射光“会聚”点的距离。在三角形 OAC 中,角 $\angle OAC = \pi - \phi_1$,由余弦定理得

$$\cos(\pi - \phi_1) = \frac{|AC|^2 + |OA|^2 - |OC|^2}{2|AC| \times |OA|} = \frac{|OA|^2 - a^2 - 2aR}{2R \times |OA|}, \quad (1)$$

由正弦定理得

$$\frac{a + R}{\sin(\pi - \phi_1)} = \frac{R}{\sin \phi_2},$$

所以 $\phi_2 = \arcsin[R \sin(\pi - \phi_1) / (a + R)]$.

在三角形 OAP 中,同样由正弦定理得

$$\frac{OA}{\sin(2\phi_1 - \phi_2)} = \frac{a + x}{\sin(\pi - 2\phi_1)}, \quad (3)$$

把(1)式和(2)式代入(3)式中,求得 x 关于 a, R 和 ϕ_1 的关系式:

$$x = \frac{R \sin(2\phi_1) \cos \phi_1 - \sin(2\phi_1) \sqrt{R^2 \cos^2 \phi_1 + a^2 + 2aR} + a \sin\{2\phi_1 - \arcsin[R \sin \phi_1 / (a + R)]\}}{\sin\{2\phi_1 - \arcsin[R \sin \phi_1 / (a + R)]\}}. \quad (4)$$

用 Matlab 软件求解 $R=112 \text{ mm}, a=200 \text{ mm}$ 和 300 mm 时 x 与 ϕ_1 的关系如图 4 所示。

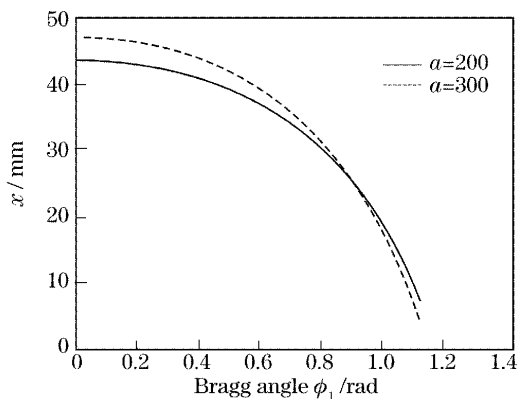


图 4 $R=112 \text{ mm}$ 时, $a=200 \text{ mm}$ 和 300 mm 的 x 与 ϕ_1 的关系图

Fig. 4 Relation between x and ϕ_1 with $a=200 \text{ mm}$ and 300 mm , simultaneously $R=112 \text{ mm}$

从图 4 可看出,在入射角 $\phi_1 < 0.25 \text{ rad}$ 内变化时, x 变化很小,在 1 mm 内。随着入射角的增大, x 随 ϕ_1 变化越来越快,由此可知,入射光线经过晶体后,没有严格地汇聚于一点,如果限制在小角度入射范围内,则可近似地认为汇聚于一“点”;随着 a 的变大, x 也在变大,平行入射情况下证明 a 趋于无穷大时(平行入射), x_{\max} 无限接近于 $R/2 = 56 \text{ mm}$,即罗兰圆的圆心上。

此种情况下,需要小角度入射,才能保证近似于汇聚于一点的条件。有了 x 与 a 的关系,就可以根据实验需要来确定多波长焦点的位置(即 x 值)。上述情况忽略了晶体厚度^[5] ($220 \mu\text{m}$),所以实际情况中还存在晶体的几何散焦问题。

3.2 记录面上谱线能量与位置的关系

假设能量 E 是在记录面上 y 处的能量,如图 3

所示。

$$|PC| = R \cos(\phi_1 - \phi_2) - \frac{R \sin(\phi_1 - \phi_2)}{\tan(2\phi_1 - \phi_2)} = R \cos(\phi_1 - \phi_2) - \frac{R \sin(\phi_1 - \phi_2)}{\tan \phi_2 + \tan^2(\phi_1 - \phi_2)} [1 - \tan \phi_2 \tan^2(\phi_1 - \phi_2)], \quad (5)$$

在 $(\phi_1 - \phi_2) \ll 1$ 时,有

$$\phi_2 \approx R(\phi_1 - \phi_2)/a, \quad (6)$$

代入(5)式中,得

$$|PC| \approx R - \frac{R(\phi_1 - \phi_2)}{R(\phi_1 - \phi_2) + 2a(\phi_1 - \phi_2)} [a - R(\phi_1 - \phi_2)^2] = R - \frac{R}{R + 2a} [a - R(\phi_1 - \phi_2)^2] \approx R \frac{R + a}{R + 2a}, \quad (7)$$

由三角形 AHP 与三角形 CDP 相似得关系式 $|CD|/|AH| = |PC|/|PH|$,可知

$$y = |CD| = |PC| \frac{R \sin(\phi_1 - \phi_2)}{R \cos(\phi_1 - \phi_2) - |PC|} \approx |PC| \frac{R(\phi_1 - \phi_2)}{R - |PC|}, \quad (8)$$

把(7)式代入(8)式中

$$y = [(R + a)/a]R(\phi_1 - \phi_2) = R\phi_1, \quad (9)$$

又由 $E = b/(2d \sin \phi_1)$ 得

$$\phi_1 \approx b/(2dE), \quad (10)$$

把(10)式代入(9)式,有

$$E = Rb/(2dy), \quad (11)$$

式中 b 为常量,从(11)式可得,如果确定了 E 的范围,就可以得出相应得 y 值。用来确定 CCD 的探测范围。以上的推导是在近似小角度条件下得出的结论,存在较大误差,还需要在今后的实验中进一步验证和完善。

3.3 晶体的几何因素对分辨力的影响

图 5 示描述了 Cauchois-Johann 装置中一条光谱谱线的散焦^[6]。点 C 是晶体的中心, A 是晶体上的一点, CA 是以布拉格角反射给定波长的晶体长度。 $D'E' = DE$ 是谱线的几何散焦,角 $\gamma = \widehat{AC}/(2R)$ 是对晶体尺寸的测量,而 $\widehat{DE} = \alpha R$ 测量谱线的宽度。

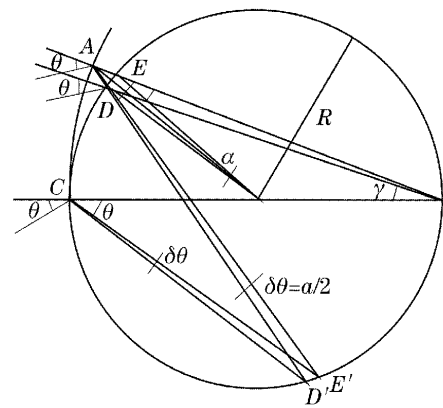


图 5 Cauchois-Johann 装置中一条光谱谱线的散焦

Fig. 5 Geometrical defocusing of a spectral line in Cauchois-Johann scheme

从几何学来考虑

$$\alpha = \gamma - \theta + \arcsin[\sqrt{5 - 4 \cos \gamma} \sin(\theta - \beta)],$$

$$\sin \beta = \sin \gamma / \sqrt{5 - 4 \cos \gamma},$$

因为 γ 很小,所以有

$$\Delta\theta_{\text{geom}} = \frac{1}{2} [\arcsin(5 - 4 \cos \gamma)^{1/2} \sin(\theta - \beta) + \gamma - \theta] \approx \frac{\gamma^2}{2} [\tan(\theta - \gamma) + \gamma] \approx \frac{\gamma^2}{2} \tan \theta \approx \frac{\gamma^2}{2} \theta,$$

$$\left(\frac{\Delta E}{E}\right)_{\text{geom}} = - \left(\frac{\Delta \lambda}{\lambda}\right)_{\text{geom}} = - \frac{\gamma^2}{2} \cot \theta [\tan(\theta - \gamma) + \gamma] \approx - \frac{\gamma^2}{2},$$

相应的几何分辨力构成 $\left(\frac{\Delta \lambda}{\lambda}\right)_{\text{geom}} = \frac{r^2}{2}$ ^[5],与 θ 无关。

以上结果是在光源是扩展源的前提下推导出的,考虑光源为点光源时,即图 5 中所示,过点 C 的入射光相当于过点 D 的入射光,可以看出两种情况引起的几何分辨力是一致的,得到同样的谱线几何散焦。

3.4 Johann 型晶体谱仪测谱范围(视场)与狭缝参量的确定

记录范围 $\Delta \lambda = \lambda_{\text{max}} - \lambda_{\text{min}}$,或者说视场 $\lambda = 2(\lambda_{\text{max}} - \lambda_{\text{min}}) / (\lambda_{\text{max}} + \lambda_{\text{min}})$ ^[8]是晶体谱仪的一个重要特性,式中, λ_{min} 和 λ_{max} 分别为仪器同时能够记录的最小和最大辐射波长。理论上 $\lambda_{\text{min}} = 0, \lambda_{\text{max}} = 2d \sin \left\{ 2 \arcsin \left[\frac{R}{L} \sin \left(\arccos \frac{2R^2 - L^2}{2R^2} \right) \right] \right\}$, 式中 R

是晶体弯曲半径, L 是晶体长度, d 是晶格常量。

可以看出, λ_{\max} 最大不超过 $2d$, 随着晶体长度增加, λ_{\max} 变大; 晶体弯曲半径越大, λ_{\max} 随着晶体长度增加变化得越缓慢。结合实验需要, X 射线能量在低的一边受晶体内部吸收的限制, 对于 0.35 mm 厚的晶体装置, 在透射几何学中的能量低限为 10 keV。公式 $E=12.398541/\lambda$, 波长 λ 的单位为 0.1 nm, 能量 E 的单位为 keV。把 $E=10$ keV 代入, 求出 $\lambda_{\max}=0.124$ nm, 再由布拉格公式 $n\lambda=2d\sin\theta$ 求出

表 2 参量与光源到晶体之间距离的关系

Table 2 Relation between parameters and distance from light source to crystal

Distance from source to Crystal /mm	80	600	700	750	800
Maximal Bragg angle /rad	0.3191	0.2067	0.2024	0.2007	0.1991
Crystal to focal slit /mm	32.412	50.202	50.853	51.117	51.352
Width of focal slit /mm	0.9331	0.8014	0.7913	0.7885	0.7846

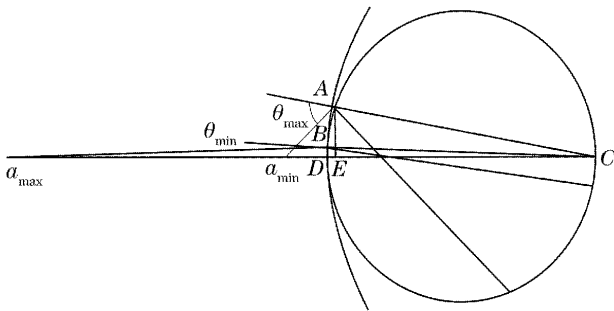


图 6 入射狭缝参数的计算示意图

Fig. 6 Calculation of parameters of entrance slit

表 2 列出了当光源从 80 mm 处移到 800 mm 处时, 布拉格角、汇聚狭缝的宽度和到晶体距离之间的关系。可以看出, 从 700 mm 处移到 800 mm 处时, 汇聚狭缝相应只要移动大约 0.5 mm, 可以取 x 小的变化范围的中点作为放置, 而且汇聚狭缝的宽度只要满足 $a=700$ mm 就可以了; 从 80 mm 处移到 800 mm 处时, 汇聚狭缝相应要移动大约 18.94 mm, 这时汇聚狭缝的可移动性就很必要。

4 结 论

通过对透射晶体谱仪的设计内容进行理论计算与分析, 获得了充分的数据资料, 为谱仪设计做了理

论上的准备, 并为以后的实验提供了理论基础。

入射角 $\theta_{\max}=14.6^\circ$ 。由于受小角度入射的限制, x 的变化范围很小(见 3.1), 相应 θ 角也有一定的范围, 有了 θ_{\max} 就可以来限定 θ_{\min} 。

汇聚狭缝可移动, 则 a 值是变化的, 通过改变 a 值, 测量不同波长范围的光谱, 如图 6 所示。当 R 一定时, 分别取 a_{\min}, θ_{\max} 和 a_{\max}, θ_{\min} , 来计算入射狭缝平面上的狭缝长度及中间挡板的高度。汇聚狭缝的宽度应小于前端挡板的高度, 防止直穿光进入; 同时不能挡住取 a_{\max} 与 θ_{\min} 时光线的进入。

论上的准备, 并为以后的实验提供了理论基础。

致谢 感谢杨柏谦、许文晋在作图计算方面给予的支持。

参 考 文 献

- 1 L. T. Hudson, A. Henins, R. D. Deslattes *et al.*. A high-energy X-ray spectrometer diagnostic for the OMEGA laser[J]. *Rev. Sci. Instru.*, 2002, **73**(6): 2270~2275
- 2 John Seely, Christina Back, Richard Deslattes *et al.*. Hard X-ray spectrometers for the national ignition facility[J]. *Rev. Sci. Instru.*, 2001, **72**(6): 2562~2565
- 3 Eugene P. Bertin. *Introduction to X-Ray Spectrometric Analysis* [M]. Gao Xinhua transl., Beijing: Geology Press, 1981. 146~149 (in Chinese)
尤金 P. 伯廷. X 射线光谱分析导论[M]. 高新华译, 北京: 地质出版社, 1981. 146~149
- 4 J. F. Seely, R. Doron, A. Bar-Shalom *et al.*. Hard X-ray emission from laser-produced plasmas of U and Pb recorded by a transmission crystal spectrometer [J]. *J. Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer*, 2003, **81**: 421~429
- 5 Lu Xiangdong, Ou Weiyong. The dispersive angle effected by the geometrical factors of the X-ray bent crystal spectrometers[J]. *Laser J.*, 2004, **25**(6): 85~87 (in Chinese)
卢向东, 欧伟英. X 射线弯晶谱仪的几何因数对色散角的影响[J]. 激光杂志, 2004, **25**(6): 85~87
- 6 E. O. Baronova, M. M. Stepanenko, N. R. Pereira. Cauchois-Johansson X-ray spectrograph for 1.5~400 keV energy range [J]. *Rev. Sci. Instru.*, 2001, **72**(2): 1416~1420