

文章编号: 0253-2239(2005)05-673-5

双棱镜结构中透射光束的古斯-汉欣位移*

朱绮彪¹ 李春芳^{1,2} 陈 玺¹

(¹ 上海大学理学院物理系, 上海 200444

² 中国科学院西安光学精密机械研究所瞬态光学技术国家重点实验室, 西安 710068)

摘要: 当入射角大于全反射临界角时, 双棱镜结构中透射和反射光束的古斯-汉欣(Goos-Hänchen)位移具有饱和效应, 并且只有波长数量级。利用稳态相位法研究了当入射角小于全反射临界角时双棱镜结构中透射光束的古斯-汉欣位移。研究表明, 传播模式下透射光束的古斯-汉欣位移是空气层厚度、入射角和双棱镜折射率的周期性函数。当透射共振时, 透射光束的古斯-汉欣位移可达入射波长的几十倍, 与入射角大于全反射临界角的情况相比, 透射光束的位移通过边界的相互作用具有共振增强效应; 在非共振点处, 对称结构中的反射光束具有与透射光束相同的古斯-汉欣位移。共振增强的透射光束的位移在光开关及光耦合器中具有潜在的应用。

关键词: 物理光学; 有限波束; 共振增强; 稳态相位法

中图分类号: O431.2 文献标识码: A

Goos-Hänchen Shift of the Transmitted Light Beam in a Two-Prism Configuration

Zhu Qibiao¹ Li Chunfang^{1,2} Chen Xi¹

(¹ Department of Physics, College of Sciences, Shanghai University, Shanghai 200444

² State Key Laboratory of Transient Optics Technology, Xi'an Institute of Optics and Precision Mechanics, The Chinese Academy of Sciences, Xi'an 710068

Abstract: Goos-Hänchen (GH) shifts of the transmitted and reflected light beam in a two-prism configuration is saturated to a maximum in the opaque limit for the incidence angle above the critical angle for total reflection. The magnitude of GH shift is about the order of the wavelength. The Goos-Hänchen shift of the transmitted light beam in a two-prism configuration is investigated by stationary-phase approach when the incidence angle is less than the critical angle. It is shown that the Goos-Hänchen shift of the transmitted light beam in propagating case is a periodical function of the air-gap thickness, incidence angle and the refractive index of two prisms. Due to transmission resonance, the Goos-Hänchen shift of the transmitted light beam can be of one or two order of wavelength. Compared to the result for the incidence angle above the critical angle, the Goos-Hänchen shift presented here can be resonantly enhanced by boundary interaction effect. It is also shown that the Goos-Hänchen shift of the reflected light beam is the same as that of the transmitted one in the symmetric structure, when the resonance does not occur. These resonance-enhanced shifts of the transmitted light beam may lead to potential applications in the optical devices, such as optical switch and optical coupler.

Key words: physical optics; finite-sized light beam; resonance enhancement; stationary-phase approach

1 引 言

双棱镜结构中的受阻全内反射 (FTIR) 现象由于在超短光脉冲相关测量中的分光、激光调 Q、小位

移测量等方面的应用而受到广泛的关注^[1,2]。20 世纪 70 年代, 人们开始研究受阻全内反射过程中的古斯-汉欣 (Goos-Hänchen) 位移^[3]。由于古斯-汉欣

* 国家自然科学基金(60377025)、上海市教委曙光计划(01SG46)、上海市教委基金(04AC99)、上海市青年科技启明星跟踪计划(03QMH1405)、上海市科委基础研究重点项目(04JC14036)和上海市教委重点学科资助课题。

作者简介: 朱绮彪(1970~), 男, 上海人, 上海大学理学院物理系讲师, 主要从事光信息传输方面的研究。

E-mail: qbzhu@staff.shu.edu.cn

收稿日期: 2004-06-28; 收到修改稿日期: 2004-10-27

位移最初是指在全反射的情况下,实际反射光束相对于几何反射光束的位移^[4],因此一直以来很少研究涉及受阻全内反射过程中透射光束的古斯-汉欣位移。随着人们将古斯-汉欣位移的讨论从全反射推广到部份反射的情况^[5~7],Ghatak 等^[8]进一步研究了受阻全内反射过程中的反射光束和透射光束,结果表明在对称结构中透射光束具有和反射光束相同的古斯-汉欣位移。

近年来,Steinberg 等^[9]研究表明受阻全内反射过程中的亥姆霍兹方程和一维势垒结构中的薛定谔方程具有一定的相似性,因此把受阻全内反射过程作为量子势垒的光学类比,并借助光学方法来研究隧穿时间问题。由于受阻全内反射过程中的古斯-汉欣位移与隧穿时间有着密切的联系,因此成为了理论^[10,11]和实验^[12~14]上的一个研究热点。但是需要指出的是,当入射角大于全反射临界角时,受阻全内反射过程中所得到的古斯-汉欣位移一般是入射波长的量级,因此不利于实验观察和利用。由于双棱镜结构中古斯-汉欣位移在理论和应用方面的重要性,人们致力于研究如何增强古斯-汉欣位移。最近 Broe 等^[15]发现,在入射角小于临界角的条件下,利用量子阱可以增强双棱镜结构中反射光束的古斯-汉欣位移,但透射光束的位移仍为波长量级。但是我们通过研究发现,在双棱镜结构中不用量子阱同样可以增强透射光束的古斯-汉欣位移,这种现象在新型光器件中具有潜在的应用,如新型光束位移调制器和光开关等,并可简化器件的设计。

本文将讨论当入射角小于临界角时,双棱镜结构中透射光束的这种古斯-汉欣位移行为。此时的双棱镜结构类似于法布里-珀罗干涉仪^[16],所不同的是,法布里-珀罗干涉仪中讨论的是平面波在透射面上的多波干涉,而本文讨论的是透射光束的纵向位移。研究表明,双棱镜边界效应所产生的共振可使透射光束的古斯-汉欣位移达到波长的几十倍。在非共振点,反射光束的古斯-汉欣位移等于透射光束的位移。同时,我们也研究了透射光束的古斯-汉欣位移随入射角和棱镜折射率变化的关系。最后我们对一般激光器所产生的光束进行了数值模拟,结果表明由稳态相位法所得到的近似值是有效的。

2 稳态相位法分析

图 1 所示为双棱镜结构的反射与透射示意图。两块材料相同的直角棱镜的斜边平行地靠在一起,形

成厚度为 a 的空气层。记玻璃直角棱镜的折射率、介电常量和磁导率分别为 n, ϵ 和 μ 。角频率为 ω 的光束以小于临界角 $\arcsin(1/n)$ 的入射角 θ_0 从左侧直角玻璃棱镜射入, θ_0 为光束中心对应的入射角。

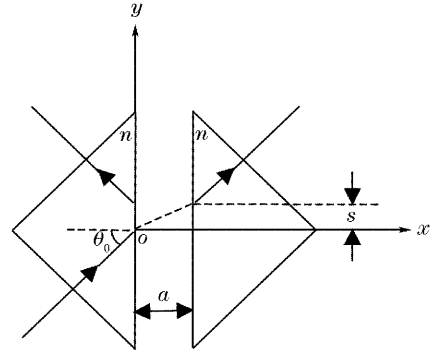


图 1 双棱镜结构的反射与透射示意图

Fig. 1 Schematic diagram of the reflected and transmitted light beams in a two-prism configuration

设光束的傅里叶分量为

$$\psi_{\text{in}} = \exp(ik \cdot x)z, \quad (1)$$

其中 $k = (k_x, k_y) = (k \cos \theta, k \sin \theta)$, $k^2 = \omega^2 \mu \epsilon$, θ 为该傅里叶分量所对应的入射角。若记入射区域、空气层和透射区域相应的场强分别为

$$\psi_1 = [\exp(ik_x x) + R \exp(-ik_x x)] \times \exp(ik_y y)z, \quad (2)$$

$$\psi_2 = \{C \exp[ik'_x(x-a)] + D \exp[-ik'_x(x-a)]\} \exp(ik'_y y)z, \quad (3)$$

$$\psi_3 = F \exp[ik_x(x-a)] \exp(ik_y y)z, \quad (4)$$

其中 R 为反射系数, F 为透射系数, C 为空气层中傅里叶分量前向波的复振幅, D 为后向波的复振幅, $k'_x = k_0 \cos \theta'$, $k'_y = k_0 \sin \theta'$, $k_0^2 = \omega^2 \mu_0 \epsilon_0$, θ' 由斯涅耳折射定律确定, 即 $n \sin \theta = \sin \theta'$ 。根据麦克斯韦方程组和边界条件可得透射系数 $F = \exp(i\phi)/f$, 其中 f 和 ϕ 为下列复数的模和幅角

$$\cos(k'_x a) + \frac{i}{2} \left(\frac{\chi k'_x}{k_x} + \frac{k_x}{\chi k'_x} \right) \sin(k'_x a) = f \exp(i\phi), \quad (5)$$

$$\text{其中 } \chi = \begin{cases} \epsilon/\epsilon_0, & \text{TM 波} \\ \mu/\mu_0, & \text{TE 波} \end{cases}$$

由此可得透射波的相移 ϕ ,

$$\tan \phi = \frac{1}{2} \left(\frac{\chi k'_x}{k_x} + \frac{k_x}{\chi k'_x} \right) \tan(k'_x a), \quad (6)$$

和透射率

$$T = \frac{1}{f^2} = \frac{4\chi^2 k_x^2 k'^2_x}{4\chi^2 k_x^2 k'^2_x + (\chi^2 k_x^2 - k'^2_x)^2 \sin^2(k'_x a)}, \quad (7)$$

根据稳态相位理论^[3,17],透射光束的古斯-汉欣位移 s 为透射波相移对 k_y 的微分,即

$$s = - \left. \frac{d\phi}{dk_y} \right|_{k_y=k_{y0}} = \text{atan } \theta'_0 \cdot \frac{2\chi k'_{x0}}{k_{x0}} \cdot \frac{k_{x0}^2 (\chi^2 k_{x0}^2 + k_{x0}^2) - [k_{x0}^4 + \chi^2 k_{x0}^4 - k_{x0}^2 k_{x0}^2 (\chi^2 + 1)] [\sin(2k'_{x0}a)/(2k'_{x0}a)]}{4\chi^2 k_{x0}^2 k_{x0}^2 + (\chi k'_{x0} - k_{x0}^2)^2 \sin^2(k'_{x0}a)}, \quad (8)$$

其中 $k_{x0} = k \cos \theta_0$, $k'_{x0} = k_0 \cos \theta'_0$, θ'_0 由斯涅耳折射定律确定,即 $n \sin \theta_0 = \sin \theta'_0$ 。上式中第一个因子 $\text{atan } \theta'_0$ 是几何光学斯涅耳折射定律所确定的透射光束的位移,而透射光束的实际位移则是在斯涅耳定律确定的位移的基础上乘上了一项调制项。当共振条件满足时,即 $k'_{x0}a = m\pi$ ($m = 1, 2, 3, \dots$) 时,透射率 $T_{\max} = 1$ 最大,古斯-汉欣位移为

$$s = \frac{1}{2} \left(\frac{\chi k'_{x0}}{k_{x0}} + \frac{k_{x0}}{\chi k'_{x0}} \right) \text{atan } \theta'_0 > \text{atan } \theta'_0, \quad (9)$$

即透射光束的古斯-汉欣位移大于几何光学的结果;反之,当 $k'_{x0}a = (m - 1/2)\pi$ 时,透射率最小 $T_{\min} =$

$\frac{4\chi^2 k_{x0}^2 k_{x0}^2}{(\chi^2 k_{x0}^2 + k_{x0}^2)^2}$, 古斯-汉欣位移为

$$s = \frac{2\chi k_{x0} k'_{x0}}{\chi^2 k_{x0}^2 + k_{x0}^2} \text{atan } \theta'_0 < \text{atan } \theta'_0, \quad (10)$$

即透射光束的古斯-汉欣位移小于几何光学的结果。

图 2 给出 TM 极化光束的古斯-汉欣位移 s 随空气层厚度 a 的变化关系曲线。玻璃直角棱镜的折射率 $n = 1.605$, 相应的全反射临界角 $\theta_c = \arcsin(1/n) =$

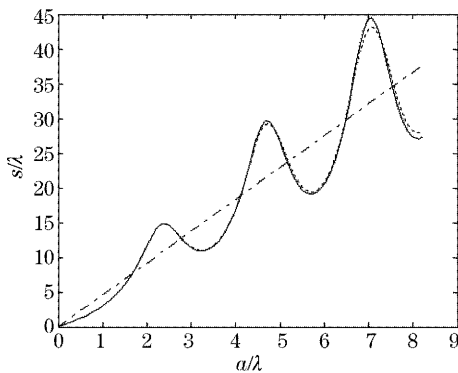


图 2 TM 极化光束位移随空气层厚度 a 的变化关系曲线,实线表示古斯-汉欣位移稳态相位法结果,虚线表示古斯-汉欣位移数值模拟值,点划线表示几何光学对应的位移,其中 $n = 1.605$, $\theta_0 = 37.5^\circ$

Fig. 2 Dependence of the Goos-Hänchen shift on the thickness of the air gap for the TM-polarized light beam. The solid and dashed curves indicate the results of stationary-phase approach and numerical simulation, respectively, and the dot-dashed line represents the result predicted by geometric optics. Where $n = 1.605$, $\theta_0 = 37.5^\circ$

38.5° , 入射角 $\theta_0 = 37.5^\circ$, λ 为入射光波长。由图可见,透射光束的古斯-汉欣位移 s 随空气层厚度 a 振荡。共振点 $k'_{x0}a = m\pi$ 处,古斯-汉欣位移出现极大值,这表明双棱镜边界效应所产生的共振能够使古斯-汉欣位移 s 增强为波长的几十倍,并且此时透射率达到最大;而当空气层厚度 a 满足 $k'_{x0}a = (m - 1/2)\pi$ 时,古斯-汉欣位移出现极小值。

由(8)式可知古斯-汉欣位移不仅和空气层厚度有关,而且与入射角和双棱镜的折射率有关。图 3 给出 TM 极化光束的古斯-汉欣位移 s 随入射角 θ_0 的变化关系曲线,取玻璃直角棱镜的折射率 $n = 1.605$, 空气层厚度 $a = 4.7\lambda$, 光束的入射角 θ_0 从 37° 变化到 38° 。由图可见,当 θ_0 从 37° 变化到 37.6° 时,古斯-汉欣位移的最大值是最小值的 2.1 倍。

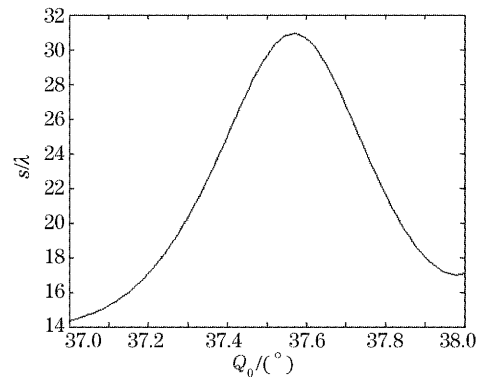


图 3 TM 极化光束古斯-汉欣位移随入射角的变化关系曲线,其中 $n = 1.605$, $a = 4.7\lambda$

Fig. 3 Dependence of the Goos-Hänchen shift on the angle of incidence for the TM-polarized light beam. where $n = 1.605$, $a = 4.7\lambda$

图 4 给出 TM 极化光束的古斯-汉欣位移随双棱镜折射率的变化关系曲线,光束的入射角 $\theta_0 = 37.5^\circ$, 空气层厚度 $a = 4.7\lambda$, 棱镜的折射率 n 从 1.584 变化到 1.623。通过对所得曲线的分析可知,当折射率 n 从 1.585 变化到 1.607 时,相应的古斯-汉欣位移从 14.2λ 增加到 30.9λ , 即古斯-汉欣位移的最大值是最小值的 2.2 倍。

对于反射光束而言,类似的计算表明,在对称结构中,反射光束的古斯-汉欣位移与透射光束的古斯-汉欣位移(8)式完全相同,因此在非共振条件下,

两者具有相同的古斯-汉欣位移。

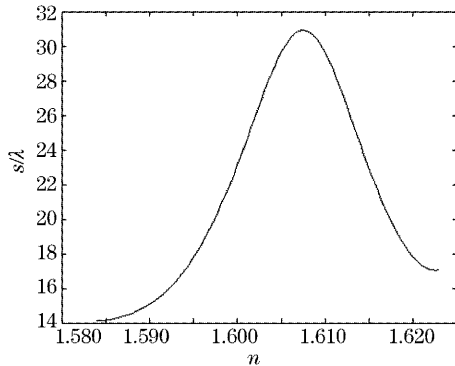


图 4 TM 极化光束古斯-汉欣位移随棱镜折射率的变化关系曲线。其中 $\theta_0 = 37.5^\circ, a = 4.7\lambda$

Fig. 4 Dependence of the Goos-Hänchen shift on the refractive index of the prism for the TM-polarized light beam, where $\theta_0 = 37.5^\circ, a = 4.7\lambda$

3 数值模拟与分析

一般激光器产生的光束都是有限宽的光束,具有一定的发散角。我们上述的讨论是建立在稳态相位法的基础上所做的理论分析,没有考虑光束的宽度对古斯-汉欣位移的影响。下面,我们将通过数值模拟讨论稳态相位法的结果对于一般激光光束的有效性。假设某高斯型光束在 $x=0$ 分界面上的场强分布为^[18~20]

$$\Psi_{\text{in}}(x, y)|_{x=0} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} A(k_y) \exp(ik_y y) dk_y, \quad (11)$$

$A(k_y)$ 为其傅里叶分量的振幅:

$$A(k_y) = \frac{\omega_y}{\sqrt{2}} \exp\left[-\frac{\omega_y^2(k_y - k_{y0})^2}{4}\right], \quad (12)$$

其中 $\omega_y = \omega \cdot \sec \theta_0, k_{y0} = k \cdot \sin \theta_0, \omega$ 为入射光束的束腰半径,则透射光束在 $x = a$ 界面上的场强分布为

$$\Psi_3(y) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-k}^k F \cdot A(k_y) \cdot \exp(ik_y y) dk_y, \quad (13)$$

因为 $x = 0$ 界面上的入射光束在 $y = 0$ 时强度最大,根据透射光束古斯-汉欣位移的含义(见图 1),其数值解 Δy^N 定义为

$$|\Psi_3(\Delta y^N)|^2 = \max\{|\Psi_3(y)|^2\}. \quad (14)$$

若取光束的束腰半径 $\omega = 120\lambda$ (对应的发散角为 0.15° ,一般激光器输出光束的发散角小于这个数值^[21]),其它条件不变,则数值模拟的结果如图 2 中

虚线所示。由此可见,数值模拟结果与稳态相位法的结果还是十分吻合的,在空气层厚度较小时,相对误差小于 3%,而且空气层厚度越薄,相对误差越小。进一步的数值模拟表明,在其它条件不变的情况下,光束的束腰宽度越大,数值模拟的结果越接近稳态相位法的结果;相反,光束的束腰宽度越小,两者的差别越大。事实上,稳态相位法的适用性反映在对空气层厚度和光束宽度的限制条件上^[18,19]。由(8)式可知,位移 s 中含有周期分量,要使稳态相位法有效,对于发散角为 $\Delta\theta$ 的入射光束来说, $k'_{x0}a$ 的展宽应该远小于 $\sin^2(k'_{x0}a)$ 的周期 π ,即对空气层厚度 a 做出如下限制

$$a \ll \frac{(1 - n^2 \sin^2 \theta_0)^{1/2}}{n^2 \Delta\theta \sin 2\theta_0} \lambda, \quad (15)$$

对于高斯型光束,有 $\Delta\theta = \lambda/(\pi\omega)$,将其代入(15)式得

$$a \ll \frac{\pi(1 - n^2 \sin^2 \theta_0)^{1/2}}{n^2 \sin 2\theta_0} \omega. \quad (16)$$

这是应用稳态相位法的一个必要条件。

4 结 论

我们研究了当入射角小于全反射临界角时双棱镜结构中的透射光束,边界效应所产生的透射共振可使其位移量达到入射波长的几十倍。在非共振条件下,反射光束具有相同的古斯-汉欣位移。我们利用高斯光束进行了数值模拟,结果与稳态相位法的结果相当吻合,这表明稳态相位法的分析结果对于一般激光器所产生的光束是有效的。最后,我们必须指出的是,通过进一步研究透射光束的古斯-汉欣位移与入射角和折射率变化的关系,我们相信这种在双棱镜结构中的光学现象将有利于设计新型光学开关、光束位移调制器等一系列光学器件。

参 考 文 献

- 1 John R. Hull. Proposed frustrated-total-reflection acoustic sensing method[J]. *Appl. Opt.*, 1981, **20**(20): 3594~3599
- 2 David C. S. Beddows, Ben C. Griffiths, Ota Samek *et al.*. Application of frustrated total internal reflection devices to analytical laser spectroscopy[J]. *Appl. Opt.*, 2003, **42**(30): 6006~6015
- 3 C. K. Carniglia, K. R. Brownstein. Focal shift and ray model for total internal reflection[J]. *J. Opt. Soc. Am.*, 1977, **67**(1): 121~122
- 4 F. Goos, H. Hänchen. Ein neuer und fundamentaler Versuch zur Totalreflexion[J]. *Ann. Physik*, 1947, **6**(1): 333~346
- 5 T. Tamir. Nonspecular phenomena in beam fields reflected by multilayered media[J]. *J. Opt. Soc. Am. (A)*, 1986, **3**(4): 558~565

- 6 C. W. Hsue, T. Tamir. Lateral displacement and distortion of beams incident upon a transmitting-layer configuration[J]. *J. Opt. Soc. Am. (A)*, 1985, **2**(6): 978~988
- 7 R. P. Riesz, R. Simon. Reflection of a Gaussian beam from a dielectric slab [J]. *J. Opt. Soc. Am. (A)*, 1985, **2**(11): 1809~1817
- 8 A. K. Ghatak, M. R. Shenoy, I. C. Goyal *et al.*. Beam propagation under frustrated total reflection[J]. *Opt. Commun.*, 1986, **56**(5): 313~317
- 9 Aephrain M Steinberg, Raymond Y. Chiao. Tunneling delay times in one and two dimensions[J]. *Phys. Rev. (A)*, 1994, **49**(5): 3283~3295
- 10 Chunfang Li, Qi Wang. Duration of tunneling photons in a frustrated-total-internal-reflection structure[J]. *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 2001, **18**(8): 1174~1179
- 11 A. A. Stahlhofen. Photonic tunneling time in frustrated total internal reflection[J]. *Phys. Rev. (A)*, 2000, **62**(1): 012112-1~012112-7
- 12 Ph. Balcou, L. Dutriaux. Dual optical tunneling times in frustrated total internal reflection[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1997, **78**(5): 851~854
- 13 John J. Carey, Justyna Zawadzka, Dino A. Jaroszynski *et al.*. Noncausal time response in frustrated total internal reflection? [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2000, **84**(7): 1431~1434
- 14 A. Haibel, G. Nimtz, A. A. Stahlhofen. Frustrated total reflection: The double-prism revisited [J]. *Phys. Rev. (E)*, 2001, **63**(4): 047601
- 15 Jacob Broe, Ole Keller. Quantum-well enhancement of the Goos-Hänchen shift for p-polarized beams in a two-prism configuration[J]. *J. Opt. Soc. Am. (A)*, 2002, **19**(6): 1212~1222
- 16 Born M, Wolf E. *Principles of Optics* [M]. Yang Jiasun transl., Beijing: Science Press, 1978. 429 (in Chinese)
玻恩,沃耳夫. 光学原理[M]. 杨葭孙译,北京:科学出版社,1978. 429
- 17 Chunfang Li. Comment on "Photonic tunneling time in frustrated total internal reflection"[J]. *Phys. Rev. (A)*, 2002, **65**(6): 066101-1~066101-3
- 18 X. H. Huang, C. F. Li. Novel light beam propagation through optical "potential well"[J]. *Europhys. Lett.*, 2003, **63**(1): 28~34
- 19 Chunfang Li. Negative lateral shift of a light beam transmitted through a dielectric slab and interaction of boundary effects[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2003, **91**(13): 133903-1~133903-4
- 20 B. R. Horowitz, T. Tamir. Lateral displacement of a light beam at a dielectric interface[J]. *J. Opt. Soc. Am.*, 1971, **61**(5): 586~594
- 21 Li Jingzhen. *Handbook of Optics* [M]. Xi'an: Shaanxi Science and Technology Press, 1986. 114 (in Chinese)
李景镇. 光学手册[M]. 西安:陕西科学技术出版社,1986. 114