

文章编号: 0253-2239(2005)05-712-5

Hg_{1-x}Cd_xTe/Cd_{1-z}Zn_zTe 的 X 射线反射率及半峰全宽的动力学研究*

王庆学 杨建荣 魏彦锋 方维政 陈新强 何力

(中国科学院上海技术物理研究所半导体材料与器件研究中心, 上海 200083)

摘要: X 射线衍射摇摆曲线的计算机模拟是一种获得材料晶体质量参量的有效方法, 其中材料本征摇摆曲线的计算是计算机模拟的基础。用 X 射线动力学理论计算了 Hg_{1-x}Cd_xTe 和 Cd_{1-z}Zn_zTe 本征反射率曲线, 并研究了组分、膜厚分别对本征反射率和半峰全宽的影响。结果表明 Hg_{1-x}Cd_xTe 和 Cd_{1-z}Zn_zTe 的本征反射率和半峰全宽与材料组分和厚度有明显的依赖关系, 且该依赖关系取决于 X 射线在材料中的散射和吸收的相对强弱。薄膜的厚度也是直接影响本征摇摆曲线峰形、半峰全宽和反射率的重要因素, 当薄膜厚度小于穿透深度时, 表征本征反射率曲线的各个参量均与薄膜厚度有直接的关系。对于(333)衍射面, 碲镉汞材料厚度大于 7 μm 后, 本征反射率和半峰全宽将不再发生明显变化。

关键词: X 射线光学; Hg_{1-x}Cd_xTe; Cd_{1-z}Zn_zTe; X 射线动力学; 本征反射率; 半峰全宽

中图分类号: TN307 文献标识码: A

X-Ray Reflectivities and FWHM of Hg_{1-x}Cd_xTe and Cd_{1-z}Zn_zTe Materials

Wang Qingxue Yang Jianrong Wei Yanfeng Fang Weizheng Chen Xinqiang He Li

(Research Center for Advanced Materials and Devices, Shanghai Institute of Technical Physics,
The Chinese Academy of Sciences, Shanghai 200083)

Abstract: The computer simulation of X-ray rocking curve is an important method for characterization for the semiconductor materials. The calculation of the intrinsic rocking curve is the foundation of its simulation. The intrinsic reflectivities of Hg_{1-x}Cd_xTe and Cd_{1-z}Zn_zTe materials are calculated by using X-ray dynamic theory and the effect of compositions and thicknesses on intrinsic reflectivities and full width at half maximum (FWHM) is studied. It is found that intrinsic reflectivities and FWHM of Hg_{1-x}Cd_xTe and Cd_{1-z}Zn_zTe materials depend on their compositions and thicknesses. The reflectivities and FWHM are determined by X-rays scattering and absorption in the materials. If the film thicknesses are smaller than penetration depth, the changes of the shape of the intrinsic rocking curves, intrinsic reflectivities and FWHM are also affected by theirs. If the thickness of Hg_{1-x}Cd_xTe films is larger than 7 μm, the changes of the intrinsic reflectivities and FWHM of the (333) diffraction plane would be very small.

Key words: X-ray optics; Hg_{1-x}Cd_xTe; Cd_{1-z}Zn_zTe; X-ray dynamic theory; intrinsic reflectivities; FWHM

1 引 言

X 射线衍射技术是评价半导体材料的重要手段。根据 X 射线衍射的摇摆曲线的峰形和半峰全宽可以定性和定量地获得半导体材料晶体质量的信息^[1~4]。然而摇摆曲线的峰形和半峰全宽是材料本征半峰全宽、缺陷和仪器展宽的综合效应, 如何从摇摆曲线中分离出各种影响因素是相当困难的。摇摆曲线的计算机模拟是一种获得材料晶体质量参量的

有效方法。它是运用 X 射线的动力学或运动学理论, 并结合缺陷模型计算出理论摇摆曲线, 再与实验结果进行比较, 从而获得材料结构完整性等信息, 其中材料本征摇摆曲线的计算是计算机模拟的基础^[5]。异质结构是非常重要的半导体材料和器件结构, 已经广泛应用于微电子和光电子领域。然而通过简单地比较外延材料半峰全宽与衬底材料半峰全宽来评价外延材料的晶体质量, 结果往往是错误的。

* 国家自然科学基金委创新研究群体科学基金(60221502)资助课题。

作者简介: 王庆学(1977~), 男, 中国科学院上海技术物理研究所博士研究生, 主要从事 HgCdTe 半导体材料的高分辨 X 射线衍射研究。E-mail: qxwangemail@163.com

收稿日期: 2004-05-19; 收到修改稿日期: 2004-10-19

这是因为衬底和外延材料本征半峰全宽本身就存在差异,加上其它的影响因素,外延材料与衬底材料摇摆曲线的直接比较没有理论根据。所以,对材料本征反射率和半峰全宽研究是非常重要的。

$\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ 薄膜材料是非常重要的窄禁带半导体材料, $\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Te}$ 则是与 $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ 晶格相匹配的衬底材料,已被广泛应用于红外焦平面探测技术^[6]。材料性能的测量和研究是整个碲镉汞红外焦平面技术的重要组成部分^[7]。本文用 X 射线动力学理论计算了 $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ 和 $\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Te}$ 本征反射率曲线,并研究了组分、膜厚分别对本征反射率和半峰全宽的影响,研究结果将为运用 X 射线摇摆曲线评价 $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ 和 $\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Te}$ 半导体材料的晶体质量以及 X 射线摇摆曲线的计算机模拟提供依据。

2 理论方法

X 射线理论主要有动力学和运动学两大理论。运动学理论忽略了衍射波的能量损失,在散射非常微弱的情况下能够获得准确的结果,因此,运动学理论主要适用于薄膜材料并且其反射率小于 10%。而对于半导体材料而言,大部分的半导体材料都具有很好的结构完整性,其衍射强度很高。对于这些材料已经超出了运动学理论的应用范围,因此,本文采用动力学理论研究材料的本征反射率和半峰全宽。在动力学理论领域,X 射线在晶体传播过程中的振幅变化通常用微分方程来表示,Bartels 结合 Takagi 和 Taupin 的理论成果,给出了具有非对称状况的衍射振幅与入射振幅比的微分方程,通过解微分方程获得振幅比与厚度的关系^[8,9]:

$$X_t = \eta + (\eta^2 - 1)^{1/2} \frac{S_1 + S_2}{S_1 - S_2}, \quad (1)$$

$$\text{其中 } S_1 = [X_0 - \eta + (\eta^2 - 1)^{1/2}] \times \exp[-iT(\eta^2 - 1)^{1/2}], \quad (2)$$

$$S_2 = [X_0 - \eta + (\eta^2 - 1)^{1/2}] \times \exp[iT(\eta^2 - 1)^{1/2}], \quad (3)$$

X_t 和 X_0 分别为样品上表面和下表面的振幅比, η 和 T 分别为偏离参量和厚度参量,其表达式为

$$X = \left(\frac{F_H}{F_{\bar{H}}}\right)^{1/2} \left|\frac{\gamma_H}{\gamma_0}\right|^{1/2} \frac{D_H}{D_0}, \quad (4)$$

$$\eta = \frac{-b(\theta - \theta_B)\sin 2\theta_B - 0.5\Gamma F_0(1-b)}{|b|^{1/2}\Gamma(F_H F_{\bar{H}})^{1/2}}, \quad (5)$$

$$T = \frac{\pi C\Gamma(F_H F_{\bar{H}})^{1/2}t}{\lambda|\gamma_0\gamma_H|^{1/2}}, \quad (6)$$

$$\text{另外, } \Gamma = r_e\lambda^2/(\pi V), \quad (7)$$

$$b = \gamma_0/\gamma_H, \quad (8)$$

以上各个表达式中参量的含义解释如下: F_H 、 $F_{\bar{H}}$ 和 F_0 分别是衍射指数为 (hkl) 、 $(-h-k-l)$ 和 0 的衍射面的结构因子; γ_0 和 γ_H 分别为入射 X 射线和衍射线与表面法线夹角的余弦; D_0 和 D_H 分别为入射和衍射 X 射线的振幅; θ_B 为衍射面的布拉格角; θ 为 X 射线的入射角; C 为激化参量,对于 σ 激化,取值为 1,而对于 π 激化取值为 $|\cos(2\theta_B)|$; λ 为 X 射线的波长, r_e 为经典原子半径,一般取值为 2.818×10^{-6} nm, V 为晶体学晶胞的体积; t 为样品的厚度。材料的理论反射率为,

$$P_H = |F_H/F_{\bar{H}}| |X|^2, \quad (9)$$

其透射率为

$$P_T = \exp[-(\mu t/2)(|\gamma_0|^{-1} - |\gamma_H|^{-1})] |X_T|^2, \quad (10)$$

$$\text{其中 } X_T = (\eta^2 - 1)^{1/2}/Q, \quad (11)$$

Q 是与 η 和 T 有关的参量, μ 为线性吸收系数。衍射指数为 (hkl) 的结构因子为

$$F_{hkl} = \sum_{j=1}^n f_j \exp[2\pi i(hx_j + ky_j + lz_j)], \quad (12)$$

其中 f_j 为原子散射因子, x_j 、 y_j 和 z_j 为原子位置坐标。在理论计算过程中,原子散射因子的计算考虑了异常散射,因此,原子散射因子为^[10]

$$f_i = f_0 + \Delta f' + i\Delta f'', \quad (13)$$

其中 f_0 为平均散射因子,与元素的原子量相关。散射能力随原子量的增加而增大; $\Delta f'$ 和 $\Delta f''$ 为异常散射项,它决定 X 射线的吸收。另外,再考虑晶格振动,其结构因子则为

$$F_H = F_{hkl} \exp\left(-B \frac{\sin^2 \theta_B}{\lambda^2}\right), \quad (14)$$

其中 B 为德拜-沃勒参量。在不考虑样品的 X 射线吸收情况下,根据公式(5)可以得到本征半峰全宽的表达式为

$$\Delta\theta_{1/2} = \frac{2C\Gamma(F_H F_{\bar{H}})^{1/2}}{\sin 2\theta_B} \left|\frac{\gamma_H}{\gamma_0}\right|^{1/2}, \quad (15)$$

其中 F_H 和 $F_{\bar{H}}$ 是在没有考虑原子的异常散射情况时的结构因子。对于非对称衍射而言,高角度入射和低角度入射的本征半峰全宽之比为 $1/b$ 。

3 结果与讨论

3.1 薄膜

在进行 $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}/\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Te}$ 混晶半导体的本征反射率计算时,假定结构因子和晶格参量都与组份呈线性关系。由于高分辨 X 射线衍射中 σ

激化占主要组分,因此,在反射率和半峰全宽计算时,仅考虑了 σ 激化。X射线光源为 $\text{CuK}\alpha_1$,其波长为 0.154056 nm ,计算所用的参量取自文献[11]。对于厚样品,动力学计算的边界条件取下表面的反射振幅与入射振幅比为0。图1为 $\text{Hg}_{0.78}\text{Cd}_{0.22}\text{Te}$ 材料(111)衍射面的摇摆曲线,其表面法线为 $[111]$ 晶向。可以看出,在不考虑材料的X射线吸收时,其本征反射率存在一个全反射区,这与Ewald和Darwin的计算结果是一致的。在考虑X射线吸收时,其本征反射率是不对称的,这是原子的异常散射所引起的。

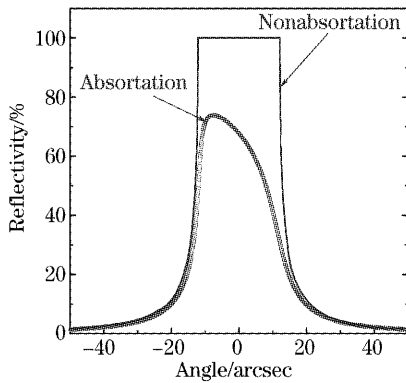


图1 $\text{Hg}_{0.78}\text{Cd}_{0.22}\text{Te}$ (111)本征反射率曲线

Fig. 1 Intrinsic reflectivity curves of $\text{Hg}_{0.78}\text{Cd}_{0.22}\text{Te}$ (111)

图2(a)和图2(b)分别为 $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ 和 $\text{Cd}_{1-z}\text{Zn}_z\text{Te}$ 的本征半峰全宽与组分的关系,其表面法线为 $[111]$ 晶向。可以看出, $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ 各个衍射面的本征半峰全宽与组分之间的关系都具有一致的变化趋势,即随 x 的增加其本征半峰全宽减小。根据(15)式可知,半峰全宽随组分的变化也就是随布拉格

角度和结构因子的变化,由于 $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ 组分的变化导致其晶格参量变化很小,因此,结构因子将是影响半峰全宽变化的主要因素。由于Cd的原子序数($Z=48$)小于Hg的原子序数($Z=80$),所以 $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ 随 x 的增加其结构因子将逐渐减小。小的结构因子意味着X射线具有大的穿透深度和衍射体积,从而导致 $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ 的半峰全宽随 x 的增加而减小。与(222)、(333)和(444)衍射面相比,可以看出(111)衍射面具有大的半峰全宽,这是因为该衍射面具有小的衍射角和大的散射因子。还可以看到,对于非对称衍射来说,高角度入射的半峰全宽小于低角度入射的半峰全宽。根据(15)式可知,这是由非对称参量 b 所引起的。由于Zn的原子序数($Z=30$)小于Cd的原子序数($Z=48$),因此,与 $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ 相比, $\text{Cd}_{1-z}\text{Zn}_z\text{Te}$ 本征半峰全宽与组分的关系则具有相同的变化趋势。不同之处在于 $\text{Cd}_{1-z}\text{Zn}_z\text{Te}$ 的半峰全宽随组分的变化没有 $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ 的半峰全宽随组分的变化明显,这是因为Zn和Cd的原子序数之差小于Cd和Hg的原子序数之差。与其它衍射面相比, $\text{Cd}_{1-z}\text{Zn}_z\text{Te}$ 的(222)衍射面的半峰全宽与组分的关系则相反,因为虽然结构因子随 z 的增加而减小,即散射效应减小,但是, z 的增加将导致X射线的吸收增加,而穿透深度和衍射体积主要取决于X射线的吸收效应,吸收导致半峰全宽增大比散射的作用更强,从而出现半峰全宽随 z 增大而增加的结果。而在碲镉汞材料中,当 x 大于0.895时,吸收增强对半峰全宽的作用也将大于散射的作用,因而 $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ 的(222)衍射面的半峰全宽在 x 为0.895处出现极小值。

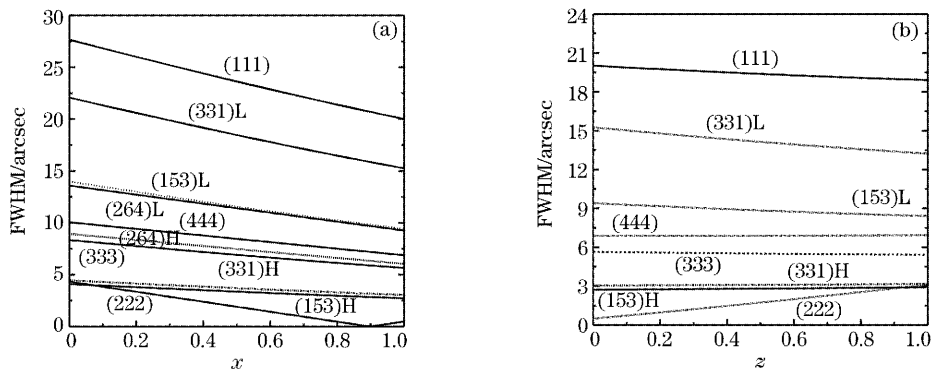


图2 本征半峰全宽与组分的关系(a) $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$, (b) $\text{Cd}_{1-z}\text{Zn}_z\text{Te}$

Fig. 2 Relationships of intrinsic FWHM and compositions (a) $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$, (b) $\text{Cd}_{1-z}\text{Zn}_z\text{Te}$

图3分别为 $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ 和 $\text{Cd}_{1-z}\text{Zn}_z\text{Te}$ 的中心反射率与组分之间的关系,其表面法线也同样为 $[111]$ 晶向。对(111)衍射面而言,两种化合物的反射率基本上保持不变,这是由于散射和吸收相互竞争的结

果^[12]。对于(333)、(444)、(264)和(153)衍射面,其反射率均随组分的增加而增大, $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ 和 $\text{Cd}_{1-z}\text{Zn}_z\text{Te}$ 组分的增加均使结构因子减小,因而散射对反射率的贡献减小。而X射线的吸收效应将是决

定穿透深度和衍射体积的主导因素,因此,各衍射面反射率的增加主要是 X 射线吸收所导致的。同样,在 $x=0.895$ 时, $Hg_{1-x}Cd_xTe$ (222) 衍射面反射率出现极

小值,这也对应结构因子的最小值,当 $x < 0.895$ 时,反射率随组分的增加而减小是由散射占主导因素所致,相反,当 $x > 0.895$ 时, X 射线吸收将起主导因素。

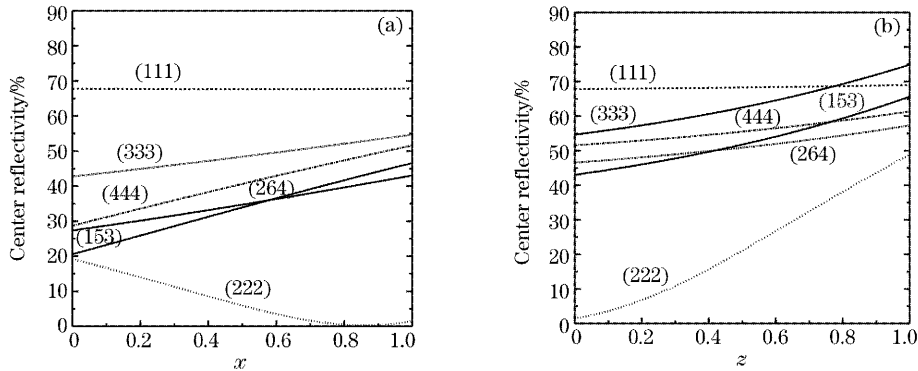


图 3 中心反射率与组分的关系 (a) $Hg_{1-x}Cd_xTe$, (b) $Cd_{1-x}Zn_xTe$

Fig. 3 Relationships of center reflectivity and compositions (a) $Hg_{1-x}Cd_xTe$, (b) $Cd_{1-x}Zn_xTe$

3.2 薄膜

X 射线的散射波产生于一定的衍射体积。对于厚膜而言,由于 X 射线不可能到达下表面,因此,厚度将不会影响反射率曲线的峰形和半峰全宽。而对于薄膜来说,厚度将影响 X 射线的衍射体积从而影响反射率的峰形和半峰全宽。图 4 给出了不同厚度 $Hg_{0.78}Cd_{0.22}Te$ (333) 衍射面的反射率曲线,衍射几何为对称衍射。薄膜样品的动力学计算边界条件同样取下表面的 $X_0=0$ 。为了比较反射率峰形的变化,图中所给出的反射率曲线均被归一化。结果显示薄样品的半峰全宽较宽,且厚度效应所引起的干涉峰非常明显,随厚度的增大,半峰全宽变窄,厚度效应所引起的干涉峰也不明显。由于厚度为 $10 \mu m$ 的碲镉汞反射率曲线和无限厚样品的反射率曲线差别很小,图中所示两个厚度的反射率曲线已经重合。为了更加清楚薄膜厚度对半峰全宽的影响,图 5 给出了 $Hg_{0.78}Cd_{0.22}Te$ 的 (333) 衍射面的本征半峰全宽与厚度的变化关

系。薄膜半峰全宽随厚度的减小而展宽,这是由 X 射线的干涉效应引起的。薄膜半峰全宽与厚度呈线性关系,当厚度大于一定值时,薄膜半峰全宽近似等于无限厚样品的半峰全宽,这与图 4 所给出了反射率曲线与厚度的关系是一致的。同时也说明, X 射线在样品中的穿透深度是一定的,取决于 X 射线在样品中的散射和吸收。厚样品的半峰全宽小于图 2 中所给出的半峰全宽,这是因为这里所计算的半峰全宽考虑了 X 射线的吸收效应。从图 1 可以看出,原子的异常散射导致了反射率摇摆曲线不对称,从而导致半峰全宽小于没有吸收时的半峰全宽。

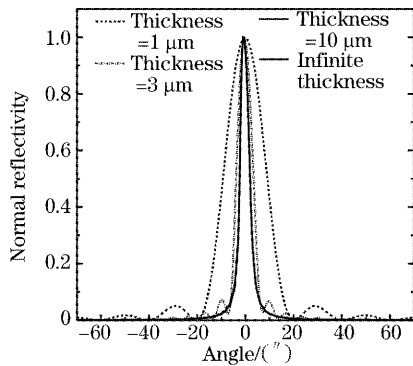


图 4 不同厚度的 $Hg_{0.78}Cd_{0.22}Te$ (333) 反射率曲线
Fig. 4 Reflectivity curves of $Hg_{0.78}Cd_{0.22}Te$ (333) with different thicknesses

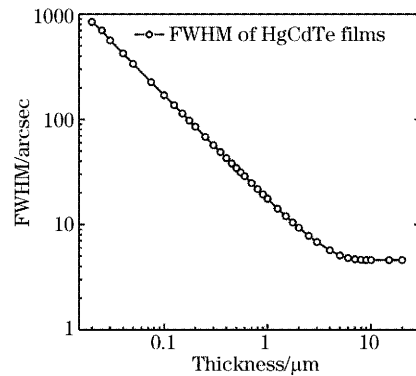


图 5 $Hg_{0.78}Cd_{0.22}Te$ (333) 薄膜本征半峰全宽与厚度的关系
Fig. 5 Relationships of intrinsic FWHM and thicknesses for $Hg_{0.78}Cd_{0.22}Te$ (333)

图 6 精确地给出了不同组分的碲镉汞 (333) 对称衍射面在布拉格角时的反射率和透射率与厚度关系。图 6 中的反射率和透射率与厚度关系曲线从下到上依次对应与不同组分的碲镉汞材料。可以看出,较薄样品的反射率随厚度的增加而急剧增加。当厚度超过 $7 \mu m$ 时,其反射率随厚度的变化已不明

显,这是由于 X 射线在样品中具有一定的穿透深度,随厚度的增加其衍射体积增大,从而反射率增大。当达到其穿透深度临界值时,其反射率变化不大。透射率也具有相似的趋势,在样品较薄时,透射率变化不明显,当达到一定厚度时,其透射率急剧下降。透射率和出射振幅与入射振幅比的平方有关,透射率下降说明出射振幅减小,即由于原子和电子的散射和吸收,X 射线在晶体传播过程中能量逐渐衰减,达到穿透深度的临界值时,X 射线的能量趋近零。穿透深度是 X 射线衍射理论中一个重要的物理参量,当样品的厚度大于穿透深度时,其反射率曲线峰形、半峰全宽和反射强度均变化不大,并与无限厚样品的各个参量相接近。相反,如果薄膜的厚度小于其穿透深度,薄膜的厚度效应将影响反射率曲线峰形、半峰全宽以及反射强度,并且薄膜越薄,其厚度对各个参量的影响就越大。

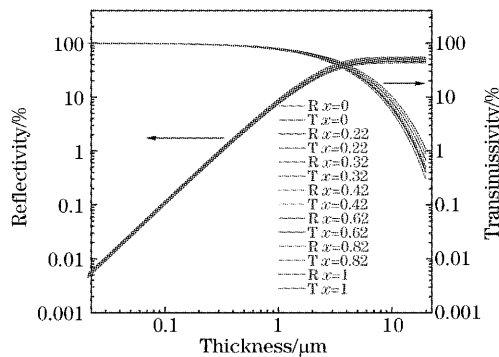


图 6 HgCdTe 反射率和透射率与厚度关系

Fig. 6 Relationships of reflectivities and transmissivities of HgCdTe with thicknesses

3.3 半峰全宽的展宽效应

上面的理论计算和分析表明,材料的本征半峰全宽是很窄的,然而实际所测定的摇摆曲线的半峰全宽比本征半峰全宽要展宽很多。这主要是两方面原因所造成的:一是仪器展宽;二是材料内所存在的缺陷导致半峰全宽的展宽^[1,8]。仪器展宽主要是由 X 射线具有一定的水平和垂直偏离、波长分布以及激化状态等因素所引起的,在分析 X 射线衍射仪器的展宽时,可以运用 X 射线的计算机模拟,再通过解卷积来获得仪器展宽函数,也可以运用几何光学来获得仪器展宽函数。由于高分辨 X 射线衍射仪具有非常小的仪器展宽函数,因而已成为半导体材料晶体质量的重要评价手段。扣除材料本征半峰全宽和仪器展宽后,X 射线摇摆曲线半峰全宽的展宽主要是由材料中的缺陷引起的,例如,位错将引起晶格扭曲以及应变场,从而使材料的布拉格角变宽,最终导致摇摆曲线的展

宽,Ayers 等人通过摇摆曲线的展宽已成功地计算出了半导体材料中的位错密度^[13]。

4 结 论

本文用 X 射线动力学理论计算了 $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ 和 $\text{Cd}_{1-z}\text{Zn}_z\text{Te}$ 本征反射率曲线,研究了组分、膜厚分别对本征反射率和半峰全宽的影响。结果表明 $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ 和 $\text{Cd}_{1-z}\text{Zn}_z\text{Te}$ 的本征反射率和半峰全宽与材料组分和厚度均有明显的依赖关系。组分通过对材料的结构因子和吸收效应的影响来改变反射率和半峰全宽。因此,反射率和半峰全宽的大小最终取决于 X 射线的散射和吸收的竞争。薄膜的厚度也是直接影响本征摇摆曲线峰形、半峰全宽和反射率的重要因素,当薄膜厚度小于穿透深度时,表征本征反射率曲线的各个参量均与薄膜厚度有直接的关系,计算结果显示,对于(333)衍射面,碲镉汞材料厚度大于 $7\ \mu\text{m}$ 后,本征反射率和半峰全宽不再发生明显变化。

参 考 文 献

- 1 D. Keith. Bowen, Brian K. Tanner. *High Resolution X-Ray Diffractometry and Topography* [M]. Taylor & Francis Ltd., 2001. 1~13
- 2 Paul F. Fewster, Norman L. Andrew. Strain analysis of X-ray diffraction[J]. *Thin Solid Films*, 1998, **319**: 1~8
- 3 Feng Shimeng, Zhao Qiang, Tang Zaosheng *et al.*. Study of small angle X-ray-diffraction theory of multilayer for water window reign X-ray[J]. *Chin. J. Lasers*, 2000, **A27**(10): 927~930 (in Chinese)
冯仕猛,赵 强,汤兆胜等. 小周期多层膜的小角 X 射线衍射强度研究[J]. *中国激光*, 2000, **A27**(10): 927~930
- 4 Chen Bo, Wang Wei, Wang Xiaojie *et al.*. Low threshold $1.3\ \mu\text{m}$ InGaAsP/InP strained compensated multi-quantum well lasers grown by LP-MOCVD[J]. *Chin. J. Lasers*, 1998, **A25**(9): 785~788 (in Chinese)
陈 博,王 圩,汪孝杰等. $1.3\ \mu\text{m}$ 低阈值 InGaAsP/InP 应变补偿 MQW 激光器的 LP-MOCVD 生长[J]. *中国激光*, 1998, **A25**(9): 785~788
- 5 M. A. G. Halliwell, M. H. Lyons. The interpretation of X-ray rocking curves from semiconductors device structures [J]. *J. Crystal Growth*, 1984, **68**: 523~531
- 6 P. Norton. HgCdTe infrared detectors [J]. *Opto-Electronics Review*, 2002, **10**(3): 159~174
- 7 Ji Rongbin, Chang Yong, Wang Shanli *et al.*. Photoluminescence study of MBE HgCdTe epilayers[J]. *Acta Optica Sinica*, 1999, **19**(9): 1284~1288 (in Chinese)
姬荣斌,常 勇,王善力等. 分子束外延 HgCdTe 材料的光致发光研究[J]. *光学学报*, 1999, **19**(9): 1284~1288
- 8 W. J. Barterls, J. Hornstra, D. J. K. Lobeek. X-ray diffraction of multilayers and superlattices[J]. *Acta Cryst.*, 1986, **A42**: 539~545
- 9 Holy V, Pietsch U, Baumbach T. *High Resolution X-Ray Scattering from Films and Multilayers* [M]. Berlin: Springer, 1999. 81~111
- 10 P. F. Fewster. *X-Ray Scattering from Semiconductors* [M]. Imperial Colleges Press, 2000. 36~38
- 11 J. A. Ibers, W. C. Hamilton. *International Tables for X-Ray Crystallography* [M]. Brimingham: Kynoch Press, 1974. 79~150
- 12 M. O. Moller, R. N. Bicknell-Tassius, G. Landwehr. Theoretical X-ray bragg reflection widths and reflectivities of II-VI semiconductors [J]. *J. Appl. Phys.*, 1992, **72**(11): 5106~5116
- 13 J. E. Ayers. The measurement of threading dislocation densities in semiconductor crystals by X-ray diffraction[J]. *J. Crystal Growth*, 1994, **135**: 71~77