

量子点红外探测器的特性与研究进展*

张冠杰[†] 舒永春 姚江宏 舒强 邓浩亮 贾国治 王占国

(南开大学物理科学学院量子材料与器件研究室 天津 300457)

摘要 半导体材料红外探测器的研究一直吸引人们非常广泛的兴趣. 以量子点作为有源区的红外探测器从理论上比传统量子阱红外探测器具有更大的优势. 文章讨论了量子点红外探测器几个重要的优点, 包括垂直入射光响应、高光电导增益、更低的暗电流、更高的响应率和探测率, 等等. 此外, 报道了量子点红外探测器研究中一些最新的实验结果. 在此基础上, 分析了现存问题, 并提出了进一步提高器件性能的几种可能途径.

关键词 量子点红外探测器, 暗电流, 光电导增益, 响应率, 探测率

The properties and development of quantum-dot infrared photodetectors

ZHANG Guan-Jie[†] SHU Yong-Chun YAO Jiang-Hong SHU Qiang

DENG Hao-Liang JIA Guo-Zhi WANG Zhan-Guo

(Quantum Materials and Devices Lab, Department of Physics, Nankai University, Tianjin 300457, China)

Abstract There is great interest in semiconductor infrared detectors with improved performance. Quantum dot infrared photodetectors (QDIPs) ideally have several advantages over quantum well infrared photodetectors. We discuss the theoretical advantages of QDIPs including their normal incidence response, lower dark current, higher responsivity and detectivity, etc. The newest experimental results in this area are also reported. Finally we point out some approaches that can further improve the capabilities of such devices.

Keywords quantum dot infrared photodetector, dark current, photoconductive gain, responsivity, detectivity

1 引言

对中红外(MIR)和远红外(FIR)辐射的探测在很多应用领域, 包括远距离传感、热成像、夜视、空间定位等, 都具有重要的意义^[1]. 随着分子束外延(MBE)技术的不断发展, 过去一段时期里出现了各种利用半导体异质结中的量子效应工作的新型红外探测器, 例如量子阱红外探测器(QWIP). 利用光激发载流子在量子阱子带间的跃迁原理, QWIP已经显示出广阔的前景并得到了广泛研究.

然而, 量子阱红外探测器也有其局限性. 由于跃迁选择定则的限制, 它们并不能直接探测垂直入射光, 并且一般在红外区只有比较窄的响应^[2]. 最近

几年, 一种更有前景的新型红外探测器——量子点红外探测器(QDIP)受到了研究者越来越多的重视. 它利用自组织生长的量子点材料作为有源区, 有望克服量子阱红外探测器的上述几个缺点. 本文中, 我们从理论上探讨了量子点红外探测器的主要优势, 并且报道了这方面最新的实验结果.

2 QDIP 理论上的预期优势

一般来讲, 量子点红外探测器从结构和原理上都类似于量子阱红外探测器^[3,4]. 如图1所示, 电子

* 国家自然科学基金(批准号 60476042)资助项目

2004-10-28 收到

[†] 通讯联系人. Email: centaur@mail.nankai.edu.cn

从发射极被激发出来,可能被量子点所俘获,或者漂移到集电极。当红外辐射光子激发之后,发射出的电子在外加偏压形成的电场作用下向集电极漂移,形成光电流。

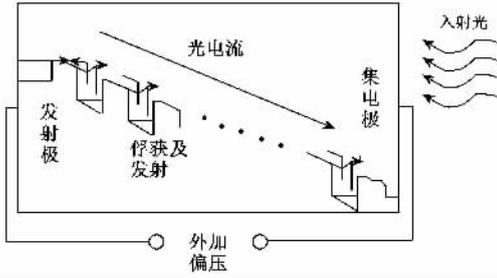


图1 量子点红外探测器光电流收集原理示意图

与量子阱红外探测器相比,量子点红外探测器由于更长的载流子俘获和弛豫时间,应具有更低的暗电流和更高的光电响应^[5]。理论预言,量子点红外探测器具有下述优点:

(1)对垂直入射光敏感

在量子点中,三维限制效应导致其态密度函数非常特殊,为 δ 函数形式。这种态密度函数接近于原子,并由此会引起光电性质的强烈改变。其中最重要的一点就是量子点红外探测器对垂直入射光的响应。由于量子点中的三维限制效应,任何偏振的红外光都可以诱导子带间跃迁的发生。

(2)可达到更宽的光谱响应

自组织量子点一般尺寸、组分、应力都具有不均匀性,这使得量子点红外探测器有一个更大的响应范围。由于分立的态密度函数,依据量子点存在的能态,电子将遵守一系列的可能跃迁。这些跃迁对探测产生影响并导致一个更大的均匀展宽。在很多情况下,与响应带宽直接成比例的整个波长响应也应该会更大。

我们可以改变生长条件以控制探测器的探测范围。例如,改变生长温度可用于调整点的大小和形状,改变应变材料淀积厚度可以用于控制量子点的密度^[6]。势垒材料、高度、厚度的选择也可以结合量子点尺寸的改变以设置探测波段。

(3)长的激发电子寿命

当载流子被激发出来后,可能有多种俘获和弛豫机制发生作用。但在量子点中,如果能级间距大于声子能量时(即出现“声子瓶颈”效应),不仅电子-空穴散射很大程度上被抑制,声子散射也应被禁戒,电子-电子散射将成为主要的弛豫过程^[7]。由于电子弛豫足够慢,可预期达到更长的载流子寿命。在

pn结激光器的测试中得到的量子点中载流子的弛豫时间约为30—50ps,比量子阱的1—10ps要长。考虑到QDIP中空穴数量远远小于电子数量,激发载流子的寿命应超过1ns^[8]。所以,如果理论预言的声子瓶颈效应能在量子点红外探测器中充分地实现,长的激发电子寿命将直接导致更高的工作温度、更低的暗电流和更高的探测率。

(4)更低的暗电流

暗电流可以表示为

$$j_{\text{dark}} = evn_{3D},$$

其中 v 为漂移速度, $n_{3D}(\propto \exp(-E_a/K_bT))$ 为连续态的电子密度, E_a 为激发能量,等于势垒顶部到量子点内费米能级的能距。

暗电流的组成包括热激发电流、隧道电流和热辅助隧道电流等。与量子阱探测器类似,量子点红外探测器中暗电流最主要的产生机制仍然是量子点中的受限电子的热发射^[9]。载流子寿命的增加使电子热发射得到抑制,使暗电流应处于较低的数量级。通过降低掺杂浓度及使用异质结势垒作为接触层等手段,暗电流有望进一步降低。

(5)更高的光电导增益

在探测器中,增益可认为是激发载流子寿命与载流子迁移时间的比值或者所有收集的载流子与所有激发的载流子之比值^[10]。量子点中起主导作用的光电导增益 g 可以表示为

$$g = \frac{1 - \frac{1}{2}p_c}{PNp_c}$$

其中 p_c 为激发载流子的俘获几率, N 为量子点层数。量子点阵列的垂直入射响应带来了发射极通过量子点阵列到集电极的额外电子发射。由于激发载流子寿命的增加,其俘获几率大大降低,这些都使QDIP的光电导增益可以显著地增加。

(6)更高的响应率

对于红外探测器而言,峰值响应率是非常重要的指标,表示为: $R_{\text{peak}} = \eta g \frac{e\lambda}{hc}$, η 对应吸收量子效率,即光激发载流子从量子点中逃逸出来的几率, hc/λ 为峰值波长的能量,乘以有效光子辐照得到的有效辐照单位是W。理想情况下,由于无表面反射,认为QDIP中每个光子都得到吸收,此时 $\eta = 1$ 。而QWIP由于无法探测正入射光,可认为 $\eta = 0.5$ 。所以理论上量子点探测器应具有比量子阱探测器更高的峰值响应。加之增益 g 的增大,量子点系统的红外响

应率将随之上升.

(7)更高的探测率

探测器的另一个重要指标是探测率 D^* , 表示为

$$D^* = \frac{R\sqrt{A\Delta f}}{I_n}$$

式中 R 是探测器的响应率, A 是探测器的表面积, Δf 是测量带宽, I_n 是产生复合的噪声电流, 表示为 $I_n^2 = 4eI_g\Delta f(1 - p_c/2)$. 随着 R 的增加和 I_n 的降低, 探测器的探测率将会变得更高.

3 QDIP 的最新研究进展

一般而言, 量子点红外探测器包括两种基本的器件结构^[11]. 垂直运输结构和横向运输结构. 垂直型量子点红外探测器[图 2(a)]通过载流子在顶部接触层和底部接触层之间的垂直输运来收集光电流, 而横向型量子点红外探测器[图 2(b)]中, 载流子在两个顶部的欧姆接触之间高迁移率通道中的输运收集光电流.

好几个研究小组都报道了利用 AlGaAs 势垒以阻塞暗电流的结构设计^[12,13]. Wang 等人在有源区结构中引入了一层薄的 AlGaAs 电流阻塞层, 如图 3 所示.

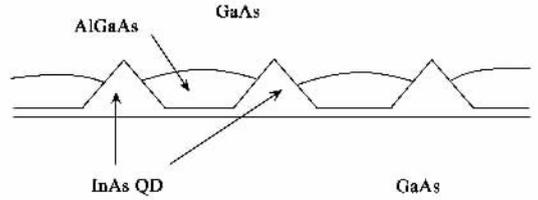


图 3 AlGaAs 电流阻塞层示意图

他们认为 GaAs 优良的输运性质会诱导大的暗电流. 点之间的空间可为载流子提供良好的输运通道. 引入一层 $Al_xGa_{1-x}As$ 薄层, 目的是降低载流子的输运能力. 通过控制 AlGaAs 层的厚度, 暗电流可以降低将近 1000 倍, 同时保持高的响应率和增益.

Jiang 等人还研究了使用 InGaP 作为电流阻塞层的结构, 也得到了非常好的结果^[14]. 他们设计的量子点结构在 77K 温度下达到了非常低的暗电流密度(-0.5V 偏压下 $10^{-10} A/cm^2$; +0.5V 偏压下 $10^{-11} A/cm^2$).

3.2 有源区不掺杂的量子点结构

大多数 QDIP 都是在两个接触层之间对量子点进行 n 型掺杂. 一个研究小组设计了一种有源区使用不掺杂多层量子点结构的 QDIP^[15]. 根据他们的实验结果, 有源区不掺杂的 InAs/GaAs QDIP 比起那些直接掺杂的样品具有更低的暗电流.

在该项研究中, 他们期望光响应显示出与偏压强烈的响应关系, 以及与 n 型掺杂结构相比更低的暗电流. 结合 AlGaAs 阻塞层, 样品峰值波长 (6.2 μm) 在 -0.7V 偏压、77K 温度下达到了 $\sim 10^{10} cm \cdot Hz^{1/2}/W$ 的探测率. 特别值得关注的是, 其暗电流密度比直接掺杂量子点结构显著降低了(77K 下从 $1 A/cm^2$ 降至 $10^{-6} A/cm^2$).

3.3 DWELL(阱中量子点)结构

Hirakawa 等人设计了一种在量子阱中生长量子点的结构^[16], 图 4 是其示意图. 量子点中的载流子被光激发至调制掺杂的势垒层与阱层之间的 AlGaAs/GaAs 二维通道中, 在外加电场的作用下进行横向输运. 这种结构的特点是能够获得具有较高面密度的量子点材料, 因而提高探测器的光子采集

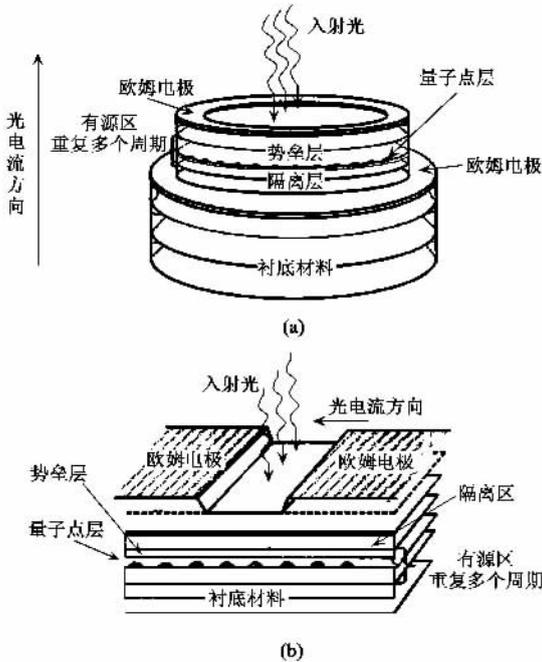


图 2 量子点红外探测器两种基本结构示意图 (a)垂直运输型 (b)横向运输型

基于上述的基本结构, 人们提出了各种设计方式, 以控制探测器的相应范围, 提高了器件性能.

3.1 包含电流阻塞层的红外探测器

效率.

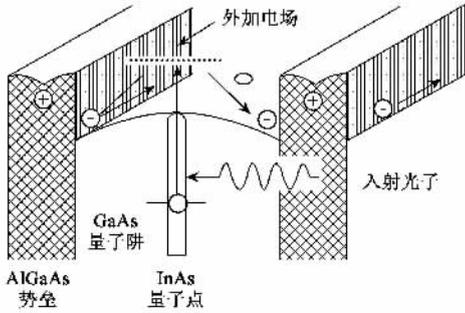


图4 阱中量子点结构载流子激发和输运示意图

在该篇报道中,他们还研究了光激发载流子的寿命,发现这一寿命与异质界面通道和量子点层之间的距离成指数变化关系.77K 温度下当载流子寿命在0.1—1ms 量级时,观察到非常大的光增益($\sim 10^5$ — 10^6).

3.4 QDIP 新材料系统

目前研究最多的 QDIP 是使用生长于 GaAs 衬底上的自组织 In(Ga)As 量子点材料.最近有几个小组研究了用其他材料系统制作的 QDIP,例如 Ge/Si 量子点^[17].在红外响应谱测量中,他们设计的 QDIP 具有非常宽且偏压可调的谱线范围(1.6—20 μm).这一谱线特征对于某些应用如热成像探测,是非常有用的.另外,该器件的最大单波长探测率是大约 $2.1 \times 10^{10} \text{ cm} \cdot \text{Hz}^{1/2}/\text{W}$ (30K 温度、0.2 V 偏压、6 μm 峰值波长).他们还研究了材料的 $I-V$ 特性,显示出由于 Si 阻塞层的存在而使暗电流得到有效抑制.

除了 Ge/Si 材料外,生长于 InP 衬底上的 InAs/InAlAs 多层量子点也被用作红外探测器的有源区^[18],并且达到了较好的器件指标.

3.5 工作于较高温度的探测器

由于 HgCdTe 探测器和量子阱探测器都需要工作在极低温度下,而较高温度甚至是常温探测又具有非常重要的意义,因此量子点红外探测器被人们寄予厚望.Chakrabarti 等人报道了工作于 150—175K 的探测器结构,并且达到了 0.34A/W 的较高峰值响应率^[19].Jiang 等人设计了探测范围在 6.7—11.5 μm 的多层量子点结构,该器件可以工作于 260K 温度^[20].Kim 等人报道了工作于室温下的 InAs/GaAs 量子点探测器^[21],显示出了令人振奋的应用前景.图 5 是该结构在 300K 下的吸收谱.

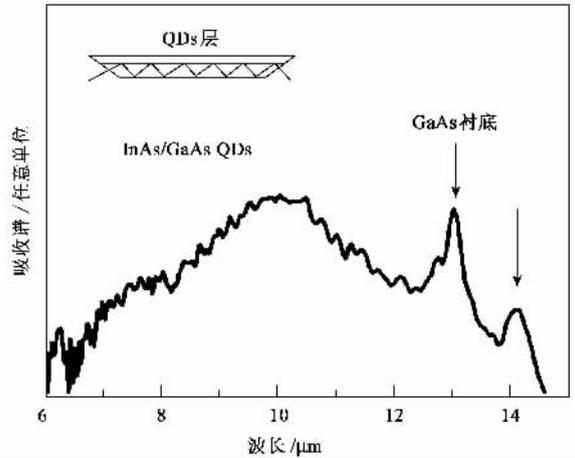


图5 300K 下 InAs/GaAs 量子点材料的红外吸收谱

目前报道的最高响应率是利用横向运输结构量子点红外探测器达到的,载流子输运转移到具有高电子迁移率的邻近通道中^[22,23].Lee 等人最先报道了 10K 温度 9V 偏压下 4.7A/W 的高响应率.最近,Chu 等人使用 InGaAs 通道层达到了 11A/W 的共振光响应.Le 等人设计的 LWIR 阱中量子点结构在 -2.4V 偏压下响应率达到了 12.4A/W.从上述数据可见,横向运输量子点探测器显示出极高的响应率值.这种结构的缺点在于它与焦平面阵列体系的低兼容性.

4 现存问题和提高办法

尽管 QDIP 具有很多潜在的优点并已得到了广泛研究,但目前现有的器件水平还未完全显示出理论预言的优势.至少还有以下方面需要得到重视并进一步提高.

4.1 对掺杂控制的研究

为了在量子点中分配电子,掺杂是量子点红外探测器设计中非常关键的一步.但是问题也随之出现:如果直接在量子点层进行掺杂,电子的随机分布可能导致显著的波动;而如果在势垒中掺杂(调制掺杂),电离的掺杂电子的随机分布会泄漏到电流路径中,造成暗电流增加.目前已有对不同层掺杂效果进行比较的报道,但不可否认,关于掺杂的位置选择有必要得到更深入的研究.

此外,掺杂浓度对量子点的形成也十分重要.当掺杂浓度比较低时,掺杂的 Si 或 Be 原子可以释放相邻原子内的应力,从而起到量子点形成过程中成

核中心的作用,这有利于形成形状密度均匀的量子点^[24,25]。反之,当掺杂浓度较高时,会降低量子点的均匀性。此外,高的掺杂浓度可能引起对器件性能不利的高暗电流。

4.2 控制量子点的尺寸和密度

几乎所有以量子点材料作为有源区的光电器件都希望获得高密度、均匀性好的量子点,而点的尺寸、密度、均匀性对量子点红外探测器又具有特别重要的意义。

首先,大多数自组织生长的量子点都有较大的横向尺寸(约几十纳米),但在生长方向上通常比较小(约几纳米)。这种接近“量子盘”的形状使点在生长方向的限制作用非常强,而水平方向的限制作用就相对弱的多,这也直接导致了量子点中多个能级的存在。如果跃迁是基于束缚态之间的,载流子必须穿过势垒才能形成光电流。也就是说,只有部分光生载流子对光电流有贡献,这通常被认为是量子点阵列正入射响应通常比较弱的最主要原因。

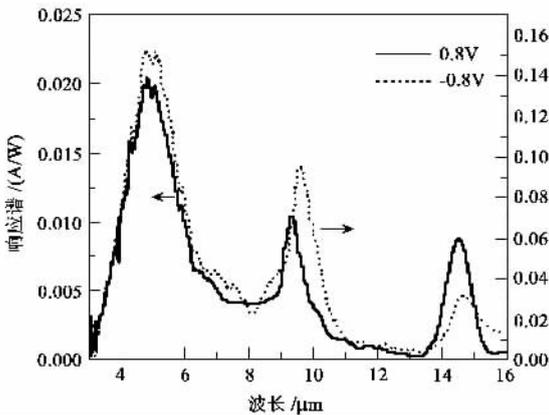


图6 量子点红外三色探测器的正入射响应谱

所以如果期望有强的垂直入射吸收,我们应控制量子点的尺寸足够小,以使点内只存在一个束缚态,或者第一激发态非常接近势垒边缘。这是因为如果激发态离势垒导电带太远,光电流很难被激发,器件可能需要工作于相当高的偏压下。反之,如果想要得到更宽的响应谱,应当使点内有两个或两个以上的束缚态。一个典型的例子就是图6中Wang等人的报道,他们通过改变量子点的生长温度设计了一种三色探测器^[26]。

要得到好的探测器特性,也要争取达到高的点密度和均匀性以提高吸收量子效率。因为每一个量子点都可能对光产生有效吸收,而吸收量子效应的

提高对于器件获得高响应率和探测率非常关键。另一个需要克服的障碍是量子点尺寸的不均匀性。量子点能级的不均匀展宽非常明显地使探测器性能降低一个甚至几个数量级。实验测得的QDIP的量子效率~1%,不仅远远小于理论计算值,甚至比量子阱探测器的量子效率(~20%)还要低很多。这些都充分说明进一步提高量子点密度和均匀性的重要。

4.3 对浸润层和隔离层的研究

在S-K生长模式中,需要生长多层量子点以获得更高的点密度,达到足够大的光电流。但超晶格多层堆垛产生的应变积累是一个大的问题,因为它导致失配位错的出现,从而降低器件性能。对于量子点红外探测器而言,直接的后果就是易产生热辅助隧道暗电流^[27]。因此,控制各层量子点间隔层的厚度非常重要。目前器件结构中通常使用较厚的GaAs隔离层,一方面是防止失配位错的产生,同时也为了避免热发射和隧穿效应的产生。为了得到多层无位错的高质量量子点,进一步实验摸索最佳的隔离层材料组分和厚度是研究人员的重要任务之一。

此外我们知道,在三维岛状结构产生之前,衬底上首先生成的是浸润层。在一定程度上,二维浸润层结构类似于量子阱,它会使自组织量子点的理论能级位置降低,并且还可能成为激发载流子的一条理想输运通道。因此,浸润层对量子点吸收的影响是显而易见的。但在多数研究中,浸润层的作用却被忽略了,这也是今后需要扩展的一个研究点。

5 结束语

本文讨论了量子点红外探测器几个重要的优点,包括垂直入射响应、更低的暗电流、更高的响应率和探测率,等等。我们还分析了这方面研究最新的实验结果。在这些内容的基础上,提出了进一步提高器件性能的几种可能途径。

参 考 文 献

- [1] Sakoglu U, Tyo J S, Hayat M M *et al.* Opt. Soc. Am. B, 2004, 21 7
- [2] Zhuang Q D, Li J M *et al.* Appl. Phys. Lett., 1998, 73 3706
- [3] Boucaud P, Sauvage S. C. R. Physique, 2003, 4 1133
- [4] Liu H C, Duboz J Y, Dudek R *et al.* Physica E., 2003, 17 : 631
- [5] Chakrabarti S, Stiff-Roberts A D, Bhattacharya P *et al.* Elect. Lett., 2004, 40 3

[6] Liu H C , Gao M *et al.* Appl. Phys. Lett. , 2001 , 78 : 79

[7] Liu H C , Aslan B , Korkusinski M *et al.* Infrared Phys. Tech. , 2003 , 44 : 503

[8] Phillips J. J. Appl. Phys. , 2002 , 91 : 4590

[9] Xu S J , Chua S J , Mei T *et al.* Appl. Phys. Lett. , 1998 , 73 : 3153

[10] Kochman B , Stiff - Roberts A D *et al.* IEEE J. Quant. Elect. , 2003 , 39 : 459

[11] Towe E , Pan D. IEEE J. Selected Topics Quant. Elect. , 2000 , 6 : 408

[12] Wang S Y , Lin S D , Wu H W *et al.* Infrared Phys. Tech. , 2001 , 42 : 473

[13] Lee S W , Hirakawa K. Physica E , 2002 , 13 : 305

[14] Jiang L , Li S S , Yeh N-T *et al.* Elect. Lett. , 2002 , 38 : 1374

[15] Chen Z H , Baklenov O , Kim E T *et al.* J. Appl. Phys. , 2001 , 89 : 4558

[16] Hirakawa K , Lee S W , Lelong P *et al.* Microelect. Engin. , 2002 , 63 : 185

[17] Rappaport N , Finkman E *et al.* Infrared Phys. Tech. , 2003 , 44 : 513

[18] Finkman E , Maimon S , Immer V *et al.* Physica E , 2000 , 7 : 139

[19] Chakrabarti S , Stiff-Roberts A D , Bhattacharya P *et al.* IEEE Phot. Tech. Lett. , 2004 , 16 : 1361

[20] Jiang L , Li S S , Yeh N-T *et al.* Appl. Phys. Lett. , 2003 , 82 : 1986

[21] Kim M D , Noh S K , Hong S C *et al.* Appl. Phys. Lett. , 2003 , 82 : 553

[22] Moldavskaya L D , Shashkin V I , Drozdov M N *et al.* Physica E , 2003 , 17 : 634

[23] Le D T , Morath C P *et al.* Infrared Phys. Tech. , 2003 , 44 : 517

[24] 王海龙 , 朱海军 , 李晴等. 红外与毫米波学报 , 1999 , 18 : 423
[Wang H L , Zhu H J , Li Q *et al.* J. Infrared Millim. Waves , 1999 , 18 : 423 (in Chinese)]

[25] 王海龙 , 朱海军 , 封松林等. 发光学报 , 2000 , 21 : 20
[Wang H L , Zhu H J , Feng S L *et al.* J. Infrared Millim. Waves , 2000 , 21 : 20 (in Chinese)]

[26] Wang S Y , Chen S C , Lin S D *et al.* Infrared Phys. Tech. , 2003 , 44 : 527

[27] Stewart K , Buda M , Wong - Leung J *et al.* J. Appl. Phys. , 2003 , 94 : 5283



· 书评和书讯 ·

科学出版社物理类新书推荐

书 名	作(译)者	定 价	出版日期	发行号
相互作用的规范理论	戴元本	估计 ¥65.00	2005 年 6 月	0 - 2148
计算物理学	马文淦	¥37.00	2005 年 5 月	0 - 2147
计算电磁学要论	盛新庆	¥32.00	2005 年 3 月	0 - 1900
窄禁带半导体物理学	褚君浩	¥120.00	2005 年 5 月	0 - 2093
计算声学——声场的方程和波	李太宝	¥38.00	2005 年 1 月	0 - 2016
半导体量子器件物理	傅英 陆卫	¥50.00	2005 年 1 月	0 - 2004
磁层粒子动力学	徐荣兰	¥35.00	2005 年 1 月	0 - 1961
现代声学理论基础	马大猷	¥48.00	2005 年 1 月	0 - 1830
物理学家用微分几何(第二版)	侯伯元 侯伯宇	¥98.00	2005 年 3 月	0 - 1976
数学物理方程及其近似方法	程建春	¥58.00	2005 年 2 月	0 - 1952
随机振动的虚拟激励法	林家浩 张亚辉	¥45.00	2004 年 9 月	0 - 1889
准晶物理学	王仁卉	¥45.00	2004 年 8 月	0 - 1802
非平衡凝固新型金属材料	陈光 傅恒志	¥42.00	2004 年 8 月	0 - 2027
金属陶瓷薄膜及其在光电子技术中的应用	孙大明 孙兆奇	¥56.00	2004 年 7 月	0 - 1942
岩石力学	谢和平 陈忠辉	¥54.00	2004 年 5 月	0 - 1944

欢迎各界人士邮购科学出版社各类图书. 如果您有出版意向, 请和我们联系. 凡购书者均免邮费, 请按以下方式和我们联系:
 电 话 : 010 - 64017957 64033515 电子邮件 : mlhukai@ yahoo. com. cn 或 dpyan@ cspg. net
 通讯地址 : 北京东黄城根北街 16 号 科学出版社 邮政编码 : 100717 联系人 : 胡凯 鄢德平
 欢迎访问科学出版社网址 : <http://www.sciencep.com>