

p-GaN/Al_{0.35}Ga_{0.65}N/GaN 应变量子阱 肖特基紫外探测器

游 达[†] 许金通 汤英文 何 政 徐运华 龚海梅

(中国科学院上海技术物理研究所 传感技术国家重点实验室, 上海 200083)

摘要: 报道了 p-GaN/Al_{0.35}Ga_{0.65}N/GaN 应变量子阱结构的肖特基紫外探测器的制备及性能. 器件的测试结果表明, 在 p-GaN/Al_{0.35}Ga_{0.65}N/GaN 双异质结中强烈的压电极化和 Stark 效应共同作用下使得器件在正偏和反偏时的响应光谱都向短波方向移动了 10nm. 零偏下器件在 280nm 时的峰值响应为 0.022A/W, 在反向偏压为 1V 时, 峰值响应增加到 0.19A/W, 接近理论值. 在正向偏压下器件则呈平带状态, 并在 283 和 355nm 处分别出现了两个小峰. 在考虑极化的情况下, 通过器件中载流子浓度分布的变化解释了器件在不同偏压下的响应特性, 发现 p-GaN/Al_{0.35}Ga_{0.65}N/GaN 中的极化效应对器件的响应特性影响很大, 通过改变偏压和适当的优化设计可以使探测器在紫外波段进行选择吸收.

关键词: AlGa_{0.35}N; 二维空穴气; 肖特基; 极化效应

PACC: 7280E; 7340L; 7320D

中图分类号: TN304.2

文献标识码: A

文章编号: 0253-4177(2006)10-1861-05

1 引言

具有高电导率的 p 型 GaN 和 AlGa_{0.35}N 外延材料对于各种电子和光电子器件来说都是非常重要的, 但是由于 Mg 杂质在 GaN 外延材料中形成的深能级大大降低了杂质的激活效率, 加上在重掺杂的条件下空穴的迁移率也较低, 导致 p 型 GaN 材料的电导率一直得不到有效地提高, 而在禁带宽度更宽的 AlGa_{0.35}N 外延材料中, p 型材料的电导率就更低. 尽管存在以上的困难, p 型 GaN 和 AlGa_{0.35}N 材料还是在激光器、太阳盲紫外探测器等光电器件中得到了应用. 但随着对器件性能要求的进一步提高, 对于高电导率的 p 型 GaN 和 AlGa_{0.35}N 的要求也越来越迫切. 在这种应用背景下, 引入了 p-GaN/AlGa_{0.35}N 量子阱来提高 Mg 的掺杂效率^[1~3], 并利用 GaN 和 AlGa_{0.35}N 强烈的自发极化效应和两者间大晶格失配所导致的压电极化在 AlGa_{0.35}N/GaN 处形成的二维空穴气(2DHG)^[4,5], 大大提高了表层 AlGa_{0.35}N 的空穴浓度, 降低面电阻率从而达到减小器件接触电阻的目的. 在报道二维电子气(2DEG)的文献^[6~8]中大部分集中在 Al 组分及周期对称性量子阱厚度的变化对二维空穴气浓度的影响这两个方面, 对于 p-GaN/AlGa_{0.35}N 结构的报道较少. 目前 n 型掺杂的多量子阱(MQW)结构已经被用来制备光导^[9,10]和肖

特基^[11]器件, 并研究了由于极化作用形成的 2DEG 对器件响应特性的影响. 但对于 p 型多量子阱结构器件的制备和特性研究还未见报道. 由于 p 型量子阱中的极化效应要远大于 n 型^[3,7,11], 因此在 p 型 MQW 结构的肖特基器件中极化效应对器件响应特性的影响就远大于 n 型.

本文通过制备 p-GaN/Al_{0.35}Ga_{0.65}N/GaN 应变量子阱结构的肖特基紫外探测器来研究极化效应对器件响应特性的影响. 然后通过自洽求解泊松方程得到了器件在极化作用下的能带结构图, 在此基础上得到了零偏下的载流子浓度的分布和器件耗尽区内建电场的强度, 并研究了不同偏压下极化效应对器件响应特性的影响.

2 实验

p-GaN/Al_{0.35}Ga_{0.65}N/GaN 应变量子阱肖特基紫外探测器的结构如图 1 所示. 由于生长 p 型 Al_{0.35}Ga_{0.65}N 的外延材料比较困难, 因此生长 p-AlGa_{0.35}N 之前为了释放材料内部的应变, 在蓝宝石上 550°C 时先生长一个 20nm 的 AlN 缓冲层, 接着在 1100°C 下生长一个 AlGa_{0.35}N 的梯度缓冲层, 使 Al 组分从 0.8 逐渐缓变到 0.5, 然后在梯度层上接着生长 0.5μm 厚的 Al_{0.35}Ga_{0.65}N, 然后再生长 p-GaN/Al_{0.35}Ga_{0.65}N/GaN 量子阱结构. 其中, 先在 0.5μm

[†] 通信作者. Email: youdaizy@163.com

2006-02-22 收到, 2006-06-02 定稿

厚的 $\text{Al}_{0.35}\text{Ga}_{0.65}\text{N}$ 上生长 p-GaN, 厚度为 50nm, 使之处于应变释放状态. 然后再沉积 10nm 的 p- $\text{Al}_{0.35}\text{Ga}_{0.65}\text{N}$ 的势垒层, 最后在势垒层上生长一薄层 15nm 的 p-GaN, 这样形成 p-GaN/AlGa_xN/GaN 的量子阱结构, p 型的掺杂浓度均为 $5 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$, 空穴浓度为 $3 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$ 左右. 肖特基器件工艺采用标准的 III-V 器件工艺流程, 先采用 ICP 刻蚀表面到 0.5 μm 厚 $\text{Al}_{0.35}\text{Ga}_{0.65}\text{N}$ 层, 再采用电子束蒸发 Au 在台面上形成透明电极, 厚度为 10nm, 光敏元的面积为 0.38 mm^2 . 然后再在 0.5 μm 厚的 p-AlGa_xN 上层采用电子束蒸发 Ni/Au, 并在 650 $^{\circ}\text{C}$ 退火 5min 形成欧姆接触^[12]. 最后再加厚电极, 在透明电极上长焊接电极. 图 1 给出了器件的结构示意图, 并给出了应变量子阱中的顶层 GaN 和势垒层 AlGa_xN 中的极化方向和形成 2DHG 和 2DEG 的位置.

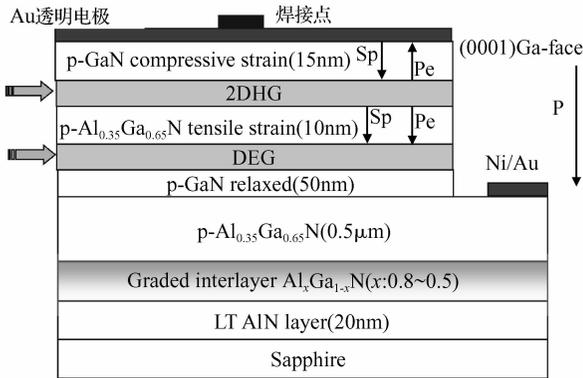


图 1 p-GaN/AlGa_xN/GaN 量子阱结构中的自发极化和压电极化方向和 Schottky 器件结构图
Fig.1 Spontaneous and piezoelectric polarization direction in the p-GaN/AlGa_xN/GaN quantum well and the Schottky device diagram

采用 Keithly236 测试仪测量了紫外探测器的 I-V 特性, 响应光谱测量的测试系统使用的光源为 300W 的氙灯, 氙灯发出的光经过调制直接进入单色仪, 调制的频率为 200Hz, 然后照射到探测器上. 探测器出来的电流信号通过 Stanford 830 锁相放大器转换成电压信号, 最后通过计算机从锁相放大器读数, 并经过紫外硅探测器定标做图来获得响应光谱.

3 结果与分析

图 2 给出了器件的 I-V 结果. 由图可见, 器件的开启电压为 4.6V 左右, 由于 p-AlGa_xN 的载流子浓度较低, 本身阻抗较高, 器件的串联电阻高达 3250 Ω . 在 p-GaN/Al_{0.35}Ga_{0.65}N/GaN 量子阱的限制作用下, 器件在没有经过钝化处理时零偏电阻高

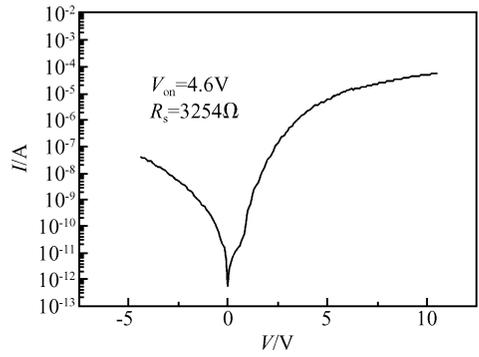


图 2 p-GaN/Al_{0.35}Ga_{0.65}N/GaN Schottky 紫外探测器的 I-V 测试结果
Fig.2 I-V curve of the p-GaN/Al_{0.35}Ga_{0.65}N/GaN Schottky photodiode

达 $2.4 \times 10^{12} \Omega$, 反向漏电流在反向 5V 时仅为 $4.26 \times 10^{-8} \text{A}$. 图 3 给出了器件在不同偏压下响应光谱的结果, 器件在反向偏压下中间肖特基电极接正电, 同理, 在正向偏压下中间肖特基电极接负电, 测试结果如图 3 所示. 在零偏压和反偏向下器件的峰值响应都出现在 283nm, 在零偏时最大响应为 0.022A/W, 对应着大约 10% 的外部量子效率, 当反向偏压增加到 1V 时, 器件的峰值响应迅速增加到 0.19A/W

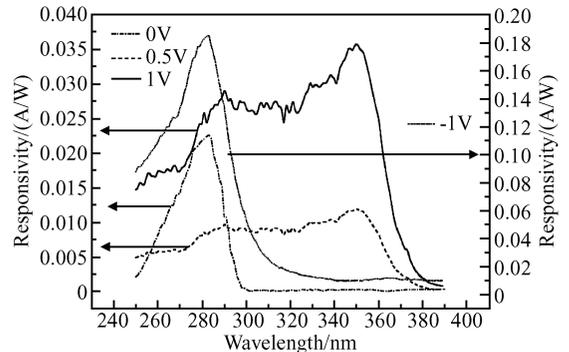


图 3 p-GaN/AlGa_xN/GaN 紫外 Schottky 探测器在不同偏压下的响应光谱
Fig.3 Response spectra of the p-GaN/AlGa_xN/GaN Schottky ultraviolet photodiode under different biases

W, 考虑到透明电极的反射, 器件的量子效率已接近理论极限. 而 n 型 MQW 的肖特基探测器需要 2V 或更高的反向偏压才能使量子效率提高到接近理论极限^[11], 因此表明 p 型量子阱肖特基器件中的内建电场非常强. 图 3 中还给出了器件在正向偏压下光谱响应结果, 从图中对比可以发现, 当加正向偏压时器件响应光谱上出现了 283 和 355nm 两个吸收峰, 分别对应着 p-GaN/Al_{0.35}Ga_{0.65}N/GaN 结构中 GaN 和 AlGa_xN 两种禁带宽度不同材料的本征吸收峰. 而当器件工作在 0.5V 的小正向偏压下时, 器件在 280nm 处的响应率为 0.01A/W 左右, 只有 0V

时响应率的一半,这是由于正向偏压减小了内建电场的强度,使得耗尽区内载流子的收集效率降低所引起的,可以看出在正向偏压下,器件的响应率显著降低.当正向偏压继续增加到 1V 时,Schottky 势垒开始被抵消,器件的响应率开始得到一定的提高.从图 3 中也可以看出,响应光谱测试中本底噪声大大增加,器件的信噪比开始减小,光电流的增加主要是由器件正向偏压形成的电流引起的,器件表现出较强光电导效应.

为了进一步研究器件在不同偏压下响应特性,在考虑 p-GaN/Al_{0.35}Ga_{0.65}N/GaN 中的自发极化和压电极化的条件下,通过自洽求解 Poisson 方程,得到了 p-GaN/Al_{0.35}Ga_{0.65}N/GaN 结构器件的能带图^[6,7],如图 4 所示.从图中可以看出,由于顶层 15nm GaN 层和中间 10nm 厚的 AlGaIn 层厚度都很薄,因此在 GaN 和 AlGaIn 之间就会形成二维空

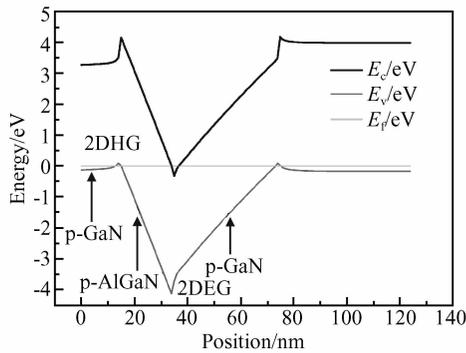


图 4 考虑 AlGaIn/GaN 异质结处的自发极化和压电极化效应时 p-GaN/AlGaIn/GaN 的能带结构图

Fig. 4 Energy band diagram of the p-AlGaIn/GaN heterojunction including the spontaneous and piezoelectric polarization effect

穴气,并且为了达到电荷的平衡,在对应的 AlGaIn 和下面的 GaN 的界面处就会形成与 2DHG 对应的 2DEG^[13].这样,在中间 AlGaIn 势垒层的两端就会形成空穴和电子的积累层,从而大大增强了中间势垒层的内建电场强度和势垒高度,并有效地提高了空穴的迁移率和收集效率,大大提高了载流子在这个区域内的收集效率和器件的量子效率,这与 Kausler^[14]所得到的结论一致.当零偏压考虑极化效应的条件下,通过自洽求解 Poisson 方程可以得到在顶层 GaN 和势垒层 AlGaIn 层中间界面处的面载流子浓度高达 $6.4 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$,整个势垒区的平均电场强度为 2.1MV/cm,而 Teke^[11]所报道的 n-GaN/Al_{0.35}Ga_{0.65}N MQW 器件中势垒层界面处面载流子浓度只有 $3 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$,电场强度为 1.2MV/cm.因此从计算结果可知,p-GaN/AlGaIn 量子阱中更强的极化作用,使得 AlGaIn 与 GaN 异质结处积累的

载流子浓度大大增加,进一步增强了势垒区的电场强度.同时,由于整个器件的耗尽区只有 85nm 左右,因此在外加 1V 的偏压就可以在耗尽区产生 1.1MV/cm 的电场,当加反向偏压时可以大大增强内建电场,提高器件的量子效率.同理,加正向偏压可以有效减低势垒层的高度和内建电场,使得整个器件的量子效率大幅下降.但是对于在势垒层两边的 GaN 层,在小的正向偏压下可以降低 AlGaIn 势垒层的高度,使得 GaN 层吸收产生的光电流有所提高^[15].

因此在零偏和反偏时,由于 AlGaIn 势垒层两边 GaN 的吸收被抑制,因此只出现了一个 AlGaIn 的本征吸收峰.这是由于在反向偏压下由于耗尽区的宽度变宽,内建电场进一步得到加强,使得整个 p-GaN/Al_{0.35}Ga_{0.65}N/GaN 结构耗尽区内的收集效率得到了大幅的提高.但反向偏压也同时增加了势垒的高度,大大减弱了 GaN 层的响应率,导致势垒层 AlGaIn 吸收效率的增加要远大于它两边的 GaN 层,在反向偏压为 -1V 时的响应光谱呈峰状.因此,从器件在零偏和反向偏压下得到的结果来看,器件对反向偏压的变化的敏感与上面理论分析是一致的.而在正向偏压下,器件的响应光谱与零偏时的响应光谱差别完全不同,这是由于正向偏压大幅减弱了由于极化作用增强的内建电场强度,导致顶层在势垒层 AlGaIn 两边的 GaN 层所产生的光生载流子可以比较容易越过势垒形成光生电流输出.因此正向偏压可以提高 GaN 层的收集效率,并且随着正向偏压的增加,GaN 层的本征吸收峰就越强.这样在正向偏压下响应光谱就会出现两个峰,一个是 AlGaIn 的本征吸收峰,另一个是 GaN 的本征吸收峰,如图 3 所示.但是同时正向偏压会减小内建电场的强度和耗尽区的宽度,使得肖特基器件的光导效应变得更加明显,因此在正向 0.5V 偏压下,器件的响应率只有 0.011A/W 左右,当正向偏压 1V 时,器件响应率继续增加到 0.022A/W,但是正向偏压会抵消掉肖特基和极化所引起的势垒,器件光电导效应增强,响应率又开始增加.

图 5 给出了材料透射光谱的结果,从外延材料的透射光谱来看,吸收边的截止波长为 313nm 左右,因此对应的外延层中的 Al 组分为 0.34,这与材料 XRD 测试所确定的 Al 组分 0.35 的结果是一致的.因此,从透射光谱确定 Al 组分的结果看,外延材料的 Al 组分与预先设计的值 0.35 是一致的.同样 Al 组分的 Al_{0.35}Ga_{0.65}N 体外延材料和 GaN 体外延材料对应的本征吸收峰分别为 313 和 365nm 左右,但从本文响应光谱的测试结果来看,在正向偏压的条件下,器件的峰值响应波长为 283 和 355nm,与 Al_{0.35}Ga_{0.65}N 和 GaN 体外延材料 293 和 365nm 本

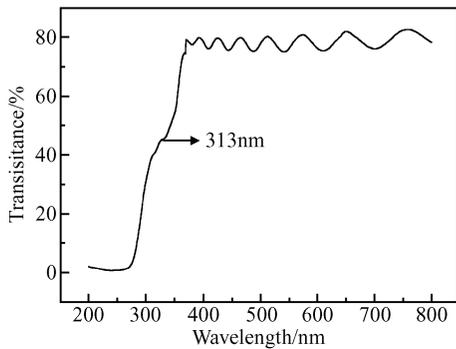


图 5 p-GaN/AlGaIn/GaN 量子阱外延材料的透射光谱(外延材料的详细结构见图 1)

Fig. 5 Transmitted spectra of the p-GaN/AlGaIn/GaN epitaxial materials (the detailed structure of the epitaxial materials is shown in Fig. 1)

征吸收峰相比,向短波方向移动了 10nm.这主要是 AlGaIn/GaN 应变量子阱中光生载流子的过程在强极化场的作用下不仅受到量子阱的限制,使得器件的本征吸收会向短波方向漂移 12nm 左右,在受到 Stark 效应的影响下又向长波方向漂移 2nm.因此在强极化场和 Stark 效应的共同作用下,器件的本征吸收峰向短波方向移动了 10nm,这与 Teke^[11]报道的结果也是完全吻合的.

从以上分析可以看出,通过改变 AlGaIn 势垒层的厚度与势阱 GaN 的厚度可以有效改变 2DHG 和 2DEG 的浓度和分布^[6,7,13],从而改变势垒的高度和内建电场的强度.通过适当的设计和优化,即改变量子阱中势垒层的厚度和 Al 组分,就可以实现对器件响应波段的选择并提高器件在特定波段的响应率.另一方面,从器件在不同偏压下响应光谱的结果来看,要使器件工作在 250~300nm 太阳盲波段,器件就必须工作在零偏和反向偏压,而且适当的增加势垒层 AlGaIn 的厚度和减小势阱 GaN 层的厚度可以提高器件在 280nm 处的峰值响应.然而,要使器件在 300~355nm 可见盲波段也有响应,器件就必须工作在小的正向偏压,适当的减小势垒层的厚度和增加势阱层的厚度可以使器件在 350nm 以前整个波段的响应率都有所提高.

4 结论

本文介绍了 Ga 面 p-GaN/Al_{0.35}Ga_{0.65}N/GaN 量子阱结构肖特基紫外探测器,并给出了器件基本的电学性能和在不同偏压下响应光谱的结果.测试结果表明,与 n 型量子阱肖特基器件相比,p 型量子阱肖特基探测器响应特性对偏压的影响更敏感,p 型量子阱肖特基探测器在反向 1V 下的响应率可

以达到 0.19A/W.在正向偏压下,p 型量子阱肖特基探测器的响应光谱出现了双峰,并在响应光谱的测试中发现了与 n 型量子阱肖特基器件相同的峰值波长蓝移的现象,这主要是由器件内部的强极化效应和 Stark 效应所引起的.

参考文献

- [1] Polyakov A Y, Smirnov Y B, Govorkov A V. Electrical and optical properties of modulation-doped p-AlGaIn/GaN superlattices. *Appl Phys Lett*, 2001, 79:4372
- [2] Saxler A, Mitchel W C. Aluminum gallium nitride short-period superlattice doped with magnesium. *Appl Phys Lett*, 1999, 74:2023
- [3] Kozodoy P, Hansen M, Denbaars S P, et al. Enhanced Mg doping efficiency in Al_{0.2}Ga_{0.8}N/GaN superlattices. *Appl Phys Lett*, 1999, 74:3681
- [4] Shur M S, Bykhovski A D, Gaska R. Accumulation hole layer in p-GaN/AlGaIn heterostructures. *Appl Phys Lett*, 2000, 76:3061
- [5] Yasan A, Razeghi M. Very high quality p-type Al_xGa_{1-x}N/GaN superlattice. *Solid-State Electron*, 2003, 47:303
- [6] Ambacher O, Smart J, Shealy J R, et al. Two-dimensional electron gases induced by spontaneous and piezoelectric polarization charges in N- and Ga-face AlGaIn/GaN heterostructures. *J Appl Phys*, 1999, 85:3222
- [7] Ambacher O, Foutz B, Smart J, et al. Two dimensional electron gases induced by spontaneous and piezoelectric polarization in undoped and doped AlGaIn/GaN heterostructures. *J Appl Phys*, 2000, 87:872
- [8] Kong Yuechan, Zhou Chunhong, Deng Yongzhen, et al. Influence of polarizations and doping in AlGaIn barrier on the two-dimensional electron-gas in AlGaIn/GaN heterostructure. *Acta Physica Sinica*, 2003, 54(7):2320 (in Chinese) [孔月婵, 周春红, 邓永桢. AlGaIn/GaN 异质结构中极化与势垒层掺杂对二维电子气的影响. *物理学报*, 2003, 54:2320]
- [9] Zhang S K, Wang W B, Yun F, et al. Backilluminated ultraviolet photodetector based on GaIn/AlGaIn multiple quantum wells. *Appl Phys Lett*, 2002, 81:4628
- [10] Chang S J, Kuan T M, Ko C H, et al. Nitride-based 2DEG photodetectors with a large AC responsibility. *Solid-State Electron*, 2003, 47:2023
- [11] Teke A, Dogan S, Yun F, et al. GaIn/AlGaIn back-illuminated multiple-quantum-well Schottky barrier ultraviolet photodetectors. *Solid-State Electron*, 2003, 47:1401
- [12] Liu Q Z, Lau S S. A review of the metal-GaN contact technology. *Solid-State Electron*, 1998, 42:677
- [13] Zervos M, Kostopoulos A, Constantinidis G, et al. Investigation into the charge distribution and barrier profile tailoring in AlGaIn/GaN double heterostructures by self-consistent Poisson-Schrodinger calculations and capacitance-voltage profiling. *J Appl Phys*, 2002, 91:4387
- [14] Kauser M Z, Osinsky A, Dabiran A M, et al. Enhanced vertical transport in p-type AlGaIn/GaN superlattices. *Appl Phys Lett*, 2004, 85:5175
- [15] Grandjean N, Massies J, Leroux M. Self-limitation of AlGaIn/GaN quantum well energy by built-in polarization field. *Appl Phys Lett*, 1999, 74:2361

A p-GaN/Al_{0.35}Ga_{0.65}N/GaN Quantum-Well Ultraviolet Schottky Photodetector

You Da[†], Xu Jintong, Tang Yingwen, He Zheng, Xu Yunhua, and Gong Haimei

(State Key Laboratory of Transducer Technology, Shanghai Institute of Technical Physics,
Chinese Academy of Sciences, Shanghai 200083, China)

Abstract: The fabrication and performance of a p-GaN/AlGa_{0.35}N/GaN Schottky photodetector are reported. Due to the polarization and Stark effects, spectral responses with a 10nm blue shift are observed. Under zero bias, the peak responsivity of the device is about 0.022A/W, and it increases to 0.19A/W under 1V reverse bias. The responsivity of the device is flat under a small forward bias, and two peaks appear at 283 and 355nm when the forward bias is increased to 1V. Based on the measurements and the polarization effect, the changes of carrier distribution are used to explain the working mechanism of this Schottky photodetector. The polarization effects can fundamentally affect the device response characteristics. Optimizing the device design and changing the bias can change the responsivity region and improve the peak responsivity of this Schottky ultraviolet photodetector.

Key words: AlGa_{0.35}N; 2DHG; Schottky; polarization effect

PACC: 7280; 7340L; 7320D

Article ID: 0253-4177(2006)10-1861-05

[†] Corresponding author. Email: youdaizy@163.com

Received 22 February 2006, revised manuscript received 2 June 2006