

转移电子光电阴极电子传输特性的蒙特卡罗模拟

李相民

(北京理工大学 光电工程系 北京 100081)

侯 洵

(中国科学院西安光学精密机械研究所 西安 710068)

摘要 本文利用蒙特卡罗模拟方法计算了转移电子光电阴极的光电子输运特性,其中包括阴极的内部量子效率,电子的能量分布函数,谷间转移效率,同时也给出了阴极的时间响应特性.

EEACC: 2320, 2560F, 7230

1 引言

转移电子(Transferred Electron, TE)光电阴极具有独特的 $1\sim 2\mu\text{m}$ 的近红外响应波长^[1],它在微光夜视、光纤通讯和高速摄影等领域都具有广泛的应用前景,因此受到人们的普遍关注.

图 1(a)给出了 Ag/p-InP TE 阴极的能带图,它的基本原理就是:在外电场的作用下,光电子在向阴极表面输运过程中从电场获得足够的能量,从而实现由低能谷(Γ 能谷)向高能谷(L 能谷)的转移,即所谓的 TE 效应.处于高能谷中的电子通常具有大于阴极表面势垒的能量,因此更容易克服表面势垒发射到真空.由于 Ag/p-InP 阴极的响应波长小于 $1.0\mu\text{m}$,为了提高 TE 阴极的长波响应阈值和表面发射概率,通常采用窄带隙的 InGaAsP 合金(通过调节合金组分其禁带宽度可在 $0.95\sim 1.35\text{eV}$ 之间连续变化^[2])作光子吸收层,并且用宽带隙的 InP 化合物作电子表面发射层,这就是双异质结 TE 阴极,其能带结构如图 1(b)所示,它在 $1\sim 2\mu\text{m}$ 近红外波段是最有应用前景的阴极,并在实验室内实现成象^[3].

电子能否实现由低能谷向高能谷的转移决定着 TE 阴极的表面发射概率.除了能带结构这个本征因素外,阴极的场助偏压、有源区掺杂浓度参数都对谷间转移特性有影响,只有深入了解这些参数对电子输运特性的作用,通过参数优化,才能设计出具有高量子效率的 TE 阴极.

李相民 男,1964 年生,博士后,从事真空光电器件的研究

侯 洵 男,1936 年生,研究员,中国科学院院士,从事光电器件的研究

1994 年 12 月 9 日收到初稿,1995 年 7 月 7 日收到修改稿

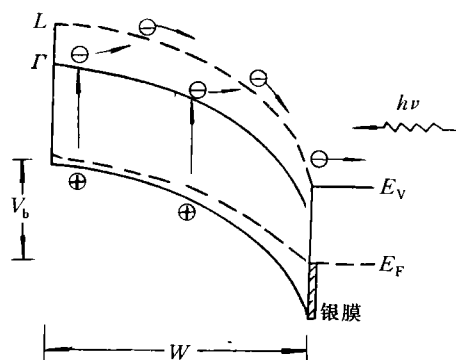


图 1 (a) Ag/p-InP TE 阴极能带图

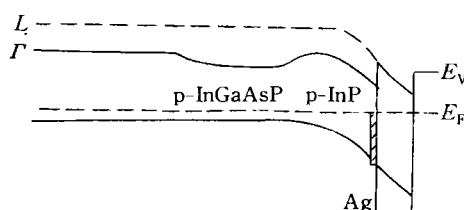


图 1 (b) Ag/p-InP/p-InGaAsP 双异质结 TE 阴极能带图

有关 TE 阴极电子输运特性的研究并不多,1979 年 Escher 等人^[4]对 Ag/p-InP TE 阴极进行了蒙特卡罗模拟计算,并给出了掺杂浓度为 $3 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$ 时的谷间转移特性. 1980 年 Maloney^[5]采用类似的方法计算了 Ag/p-InP 阴极的量子效率. 除此之外,还没有发现有关这方面的报道.

本文首先给出 InP 和 InGaAsP 晶体的能带结构和材料参数,并简单地介绍了蒙特卡罗模拟技术. 然后用该技术计算了 TE 阴极的电子输运特性,并讨论了场助偏压、有源区掺杂浓度对它们的影响.

2 能带结构和材料参数

考虑到 InP 和 InGaAsP 晶体能带结构的非抛物性,导带中电子能量 $E(K)$ 和波矢 K 具有如下关系^[6]:

$$E(1 + \eta E) = (\hbar K)^2 / 2m^* \quad (1)$$

其中 η 称之为能带的非抛物性参数,它是能带结构的重要参数之一,对电子的输运特性有很大影响.

应用蒙特卡罗技术,必需知道材料的物理参数和能带结构参数. 由于 InP 化合物受到广泛和深入的研究,所以其各种参数值是已知的,这里采用文献[7]给出的结果.

InGaAsP 合金是由液相外延技术晶格匹配地在 InP 衬底上生长的,对任意合金组分 (x, y) 值,其材料参数并不都是已知的. 通常材料参数是合金组分 (x, y) 的函数,在这种情况下,可应用插值法求出^[8]. 应用插值法的主要理由在于二元化合物的材料参数是相当熟知的,并且由插值法预测的四元材料参数一般是组分的平滑函数. 这里计算了 $\text{In}_{0.72}\text{Ga}_{0.28}\text{As}_{0.39}\text{P}_{0.61}$ (红外响应阈值波长为 $1.3 \mu\text{m}$) 合金材料参数,见文献[9].

知道了能带结构和材料参数后,便可以计算出 InP 和 InGaAsP 晶体中各种散射机制的散射概率,计算方法及结果见文献[9]. 本文在蒙特卡罗模拟程序中,除了考虑了声子散射和离化杂质散射之外,还计算了 InGaAsP 晶体中的合金散射概率.

3 蒙特卡罗模拟方法

蒙特卡罗方法的基本思想是通过模拟大量电子在阴极内的运动过程来获得有关电子状态分布函数. 电子的运动过程包括在电场作用下的漂移运动(通常称之为自由飞行)和一系列的散射过程. 电子的自由飞行时间、散射机制和散射后的状态都是根据已知的各种散射机制的散射概率分布抽样选取的.

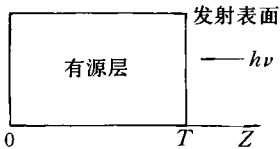


图 2 TE 阴极有源区结构

TE 阴极有源区的结构见图 2, T 是有源层厚度, Z 是电场方向, 坐标取有源区与衬底的界面为 $Z = 0$, 则 $Z = T$ 为电子发射表面. 蒙特卡罗模拟的第一步必须给出电子的初始状态, 包括初始座标、能量和运动方向. 在阴极吸收层内, 光强的衰减遵守如下定律^[10]:

$$dI/dZ = -\alpha I \tag{2}$$

其中 I 是光强; α 是阴极材料的吸收系数, 它与阴极材料及入射光波长有关. 对于反射式阴极, 由方程(3)可推出初始位座标 Z :

$$Z = T + (1/\alpha)\ln\{1 - R_n[1 - \exp(-\alpha T)]\} \tag{3}$$

式中 R_n 是 0~1 之间均匀分布的随机数. 方程(3)表明, 大部分光电子产生在光子入射面附近, α 越大, Z 的分布越靠近光子入射表面.

对于给定波长的入射光, 光电子的初始能量是一定的, 即

$$E_i = h\nu - E_g \tag{4}$$

式中 $h\nu$ 为一个光子能量; E_g 为吸收层禁带宽度, 确定了初始能量之后, 波矢 $|K|$ 便可由方程(1)求出.

当电子在阴极内作漂移运动时, 遵循电子在晶体中自由飞行动力学公式^[11], 即:

$$h dK/dt = -eF \tag{5}$$

其中 F 为电场强度. 电子经过一段时间自由飞行后的状态 K 可由方程(5)求出. 光电子产生后的运动方向、自由飞行时间、散射机制及散射后的状态的选择, 参阅文献[12].

当电子运行到阴极表面或总飞行时间大于电子的寿命时, 便结束该电子的模拟, 同时记录到达阴极表面时刻电子的状态和总飞行时间. 模拟足够多的电子就能获得阴极表面处的电子状态分布函数和渡越时间分布.

4 计算结果和讨论

4.1 状态分布函数

如果把光电子从产生到发射的过程简单地分成三步: (1) 电子向半导体表面的输运过程; (2) 在半导体表面处发生的谷间转移过程; (3) 电子穿过银膜向真空发射过程. 那么阴极的量子效率则由这三步决定, 即电子向阴极表面的输运效率(Y_1), 谷间转移效率(Y_2)和电子表面发射概率(P). 阴极的量子效率 Y 为:

$$Y = Y_1 Y_2 P \tag{6}$$

这里假定 Γ 能谷中的电子表面发射概率为零.

图 3 为 Ag/p-InP TE 阴极反射式电子输运效率随场助偏压及掺杂浓度的变化关系曲线,显然,随场助偏压的提高和有源区掺杂浓度(N_a)的降低, Y_1 增大,这是因为提高场助偏压使空间电荷区增大和电场强度增强,因而有更多的光电子受到电场力的作用输运到阴极表面.降低有源区掺杂浓度,同样会使空间电荷区变宽,所以 Y_1 变大.对于图 1(b)所示的双异质结透射式 TE 阴极,模拟结果见图 4,显然,提高 V_b . 同样会使 Y_1 增大,由于在吸收层内

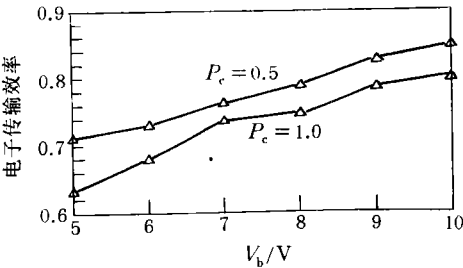


图 3 Ag/p-InP TE 阴极
电子输运效率

通常不存在电场,所以 N_a 的变化对 Y_1 影响不明显,但在衬底/吸收层界面处的电子复合概率(P_c)对 Y_1 有很大的影响, P 越小,则 Y_1 越大.可见,在阴极外延生长时,应当尽量降低异质结界面处的晶格失配位错,以便减小界面复合概率.

图 5 给出了 Ag/p-InP 反射式阴极的谷间转移特性,显然随 V_b 和 N_a 的提高,有更多的电子实现由 Γ 能谷向 L 能谷的转移.这是因为电子只有从电场中获得足够的能量(至少具有能谷极小值差的能量 $\Delta E_{L-\Gamma}$)才能实现转移, V_b 的提高,使有源区内电场强度增大,电子更容易获得足够的能量实现转移,在没有场助时,这种转移几乎是不可能的.因为空间电场强度和 N_a 成正比,所以提高 N_a 会使 Y_2 增大.当 N_a 等于 $5.0 \times 10^{15} \text{cm}^{-3}$ 时,即使 V_b 等于 10V,电子的谷间转移效率仍然很小,所以作为阴极表面发射层其掺杂浓度应大于 $1 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$.但是由图 3 可知 N_a 增大会降低电子的输运效率 Y_2 ,因此 N_a 应折衷考虑.

如果定义 $Y_{in} = Y_1 Y_2$ 为阴极的内部量子效率,根据图 3 和图 5 的结果可以求出 Y_{in} 的值,如图 6 所示.图 6 表明, Y_{in} 随 V_b 和 N_a 增大而提高.这说明为获得高量子效率, N_a 应适当取大一些.

图 7 给出 $N_a = 2 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$ 时不同场助偏压阴极条件下表面处的能量分布直方图,一个总体特征是随 V_b 和 N_a 的增大,电子的能量分布向高能方向移动,这有利于提高电子的表面发射概率.

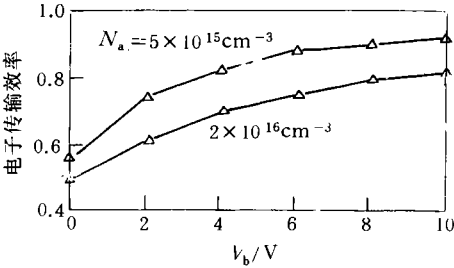


图 4 双异质结透射阴极
电子输运效率

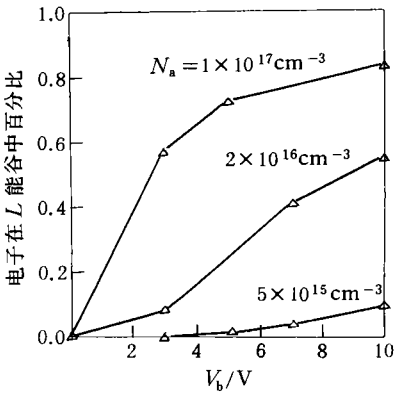


图 5 Ag/p-InP 谷间转移特性

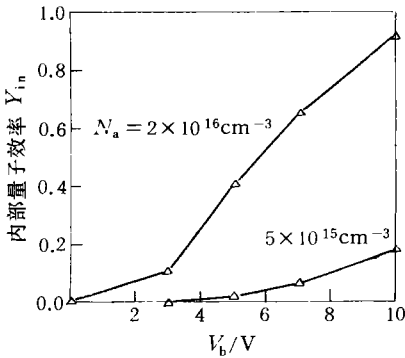


图 6 Ag/p-InP TE 阴极内部量子效率

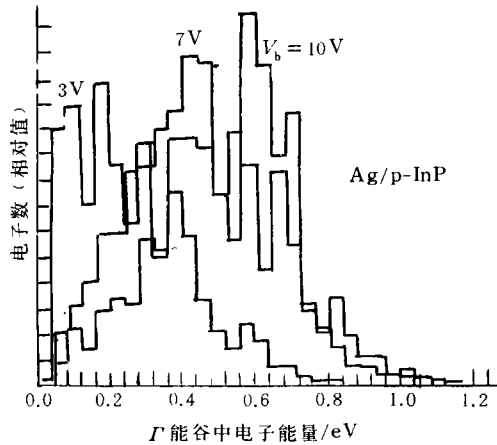


图 7 Ag/p-InP TE 阴极 Γ 能谷中
电子能量分布直方图

4.2 时间响应特性

通过模拟一个光电子从产生到发射的历史过程,可求出它在阴极内的渡越时间,模拟大量光电子就能够获得渡越时间的分布函数,实际上,渡越时间分布函数就是阴极的时间响应特性.

图 8 给出 $N_a=2.0\times10^{16}\text{cm}^{-3}$ 时,不同场助偏压条件下反射式 Ag/p-I nP TE 阴极的时间分布函数的模拟结果.假定 $t=0$ 时刻有一束光脉冲照射到阴极发射表面,那么,图中曲线的左半边就是阴极光电流达到峰值的上升时间,右半边则是光电流下降时间.很显然,反射式阴极光电流上升时间很短,仅有几个皮秒,但其下降时间却比较长,如果定义光电流下降到其峰值的 $1/e$ 时为阴极的下降时间,则下降时间从几十皮秒到上百皮秒.由方程(3)可知,对于反射式阴极,由于光电子大部分产生在阴极发射表面附近的电荷区内,所以在电场的作用下,会很快输运到阴极表面,因此渡越时间比较短,图 8 表明光电流达到峰值的响应时间在 $2\sim3$ 皮秒.另外,随着 V_b 的提高,阴极的响应峰值向右移动,响应时间增长,这说明提高场助偏压并不能改善时间响应特性,我们认为这是由于随 V_b 的提高,空间电荷区变宽,使得远离阴极发射表面产生的光电子也能够受到电场力的作用输运到发射表面,而这部分光电子要经过较长的时间才能到达表面,因此造成阴极响应时间的增长.

比较图 8 中不同偏压条件下的时间分布函数曲线可以发现,随着 V_b 的减小,在曲线峰值的右半边,出现一个次峰, $V_b=0$ 时,该次峰变得很大.这个次峰是由非空间电荷区内产生的光电子输运到阴极表面所形成的,这部分光电子由于没有受到电场力的作用,要经过较长时间的扩散运动才可能输运到空间电荷区边界,并且随 V_b 的减小,这部分光电子数逐渐增多.

对于透射式双异质结 TE 光电阴极,由于光电子产生在靠近衬底附近的吸收层内,并且不存在电场的作用,所以要经过较长的时间才能输运到阴极的表面,图 9 给出该结构阴极的渡越时间分布函数的模拟结果,显然,峰值响应时间要比反射式阴极长得多,上升时间大约三十皮秒,下降时间则更长.

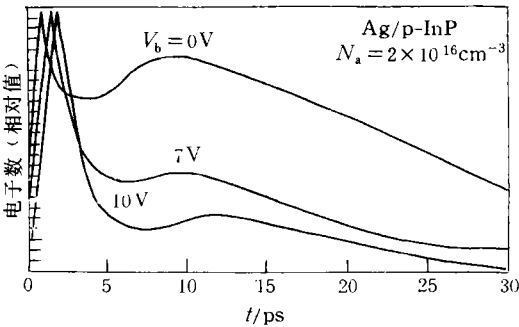


图 8 Ag/p-InP 时间响应特性

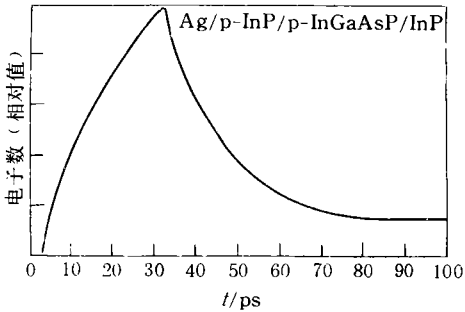


图 9 Ag/p-InP/p-InGaAsP/InP 透射式阴极
光电子渡越时间分布

5 结论

本文利用蒙特卡罗模拟技术计算了 TE 场助阴极光电子输运特性,结果表明,阴极的场助偏压和有源区掺杂浓度对 TE 效应有重要的影响,为获得高量子效率,应当尽量提高场助偏压,TE 阴极的表面发射层掺杂浓度要大于 $1.0\times10^{16}\text{cm}^{-3}$. 反射式阴极具有很快的时间响应,峰值响应时间大约 2~3 皮秒,但光电流的下降时间比较长,而透射式 TE 阴极的响应时间比较长,通常为几皮秒,这取决于阴极的结构.

参 考 文 献

[1] J. S. Escher, R. L. Bell, P. E. Gregory *et al.*, IEEE Trans. Electron Devices, 1980, **ED-27**:1244.
[2] K. Nakajima, T. Tanahshi, K. Akita *et al.*, J. Appl. Phys., 1979, **50**: 49.
[3] J. S. Escher, P. E. Gregory, R. R. Saxena *et al.*, IEEE Electron Device Letters, 1981, **EDL-2**:123.
[4] J. S. Escher, P. E. Gregory and J. Maloney, J. Vac. Sci. Technol., 1979, **16**:1394.
[5] T. J. Maloney, M. G. Burt, J. S. Escher *et al.*, J. Appl. Phys., 1980, **51**:2879.
[6] E. M. Conwell, M. O. Vassel, Phys. Rev., 1968, **166**: 797.
[7] W. Fawcett and D. C. Herbert, J. Phys., 1974, **C7**: 1641.
[8] R. E. Nahory, M. A. Pollack, W. D. Johnston *et al.*, Appl. Phys. Lett., 1978, **33**:659.
[9] 李相民,近红外 TE 光电阴极的理论研究和制作,博士论文,1994.
[10] 刘恩科,朱秉升,半导体物理学,上海科学技术出版社,1984,229.
[11] N. W. Ashcroft, N. D. Mermin, Solid State Physics, Philadelphia: Saunders, 1976.
[12] W. Fawcett, A. D. Boardmen and S. Swain, J. Phys. Chem. Solids, 1970,**31**:1963.

Electron Transport Properties of Transferred Electron Photocathode

Li Xiangmin

(Department of Optoelectronic Engineering, Beijing Institute of Technology, Beijing 100081)

Hou Xun

(Xi'an Institute of Optics and Precision Mechanics, The Chinese Academy of Sciences, Xi'an 710068)

Received 9 December 1994, revised manuscript received 7 July 1995

Abstract The transport properties of transferred-electron field-assisted photocathode have been calculated by using Monte Carlo simulation method. The electron efficiency, transferred-electron percentage in L Valley, electron energy distribution function and transient time distribution function are presented. The results show that field-assisted bias and doping concentration in active region of the photocathode have strong effect on electron transport properties. The doping concentration should be greater than $1 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$ and field-assisted bias should be greater than 3 volts if high transferred-electron efficiency is expected. The peak response time of reflection mode Ag/p-InP transferred-electron photocathode varies from 2ps to 3ps with bias changing from 0~10 volts and is much shorter than that of transmission mode photocathode, whose peak response time is about 30ps.

EEACC: 2320, 2560F, 7230