

超晶格半导体材料的光磁电效应()

罗诗裕 邵明珠

(东莞理工学院, 东莞 523106)

摘要: 从 Shockley-read 统计出发,引入载流子寿命与浓度的相关性,描述了超晶格半导体载流子的输运特征,将载流子的输运方程化为二阶非线性方程,并用双参数摄动法找到了方程的一般解.在二阶近似下,计算了半导体材料的短路电流和光导电流,进一步揭示了大信号情况下光磁电效应的非线性特征.

关键词: 超晶格; 半导体; 光磁电效应; 非线性

PACC: 7240; 7280

中图分类号: O472

文献标识码: A

文章编号: 0253-4177(2005)09-1744-05

1 引言

超晶格微结构是半导体物理与器件研究的前沿领域之一.超晶格量子阱的主要特征是载流子(电子或空穴)的运动在生长方向上受到限制,因此,量子阱的光电性质不同于体材料而呈现出许多新特点.超晶格量子阱的能带结构与体材料不同,而且有效质量的各向异性可以差几个量级,子能带的带隙还可以任意调节.超晶格量子阱低维结构是设计、制造下一代超大规模集成电路的物理基础.超晶格物理代表着半导体物理的一个全新层次.一方面由于组分、掺杂和结构可以在原子尺度上人为控制,这就为设计、制造新一代固体器件提供了技术基础;而且由于超晶格微结构中呈现出的新现象和新效应,又为它的应用提供了广阔前景.例如,利用量子阱中维度限制引起的激子吸收饱和现象制成通道快、高频性能好、能耗低、可保温工作的激子型光学双稳器件,以及开关速度可达 ps 量级的新一代量子器件等.

值得注意的是,广泛使用的半导体材料硅对微电子技术的发展作出过重大贡献,但是由于它的载流子迁移率低、能带结构为间接带隙,使得它的应用受到很大限制.前者使它的运行速度无法和 GaAs 相比;后者使它不能发出可见光.于是,如何改进硅基材料的性能以实现大规模的光电集成,一直是许

多科学家追求的目标.改进硅特性的方法有两种:(1)杂质工程,通过掺杂引入新的复合中心;(2)能带工程,通过调整硅的能带结构(比如超晶格),使它的间接带隙变为准直接带隙,并使它的能带展宽到可见光的范围,而带边缘的弯曲则可以改变电子、空穴有效质量,从而使载流子迁移率上升.

超晶格的最大几何特点是它的晶格形变,而超晶格的光磁电特性又直接与它的形变有关,因此,通过控制或调节形变超晶格的形变参数就可以得到不同光磁电效应的半导体材料.我们曾对超晶格的沟道效应及其形变参数作过具体分析^[1~6].注意到,要研究超晶格的光磁电效应就必须研究载流子输运.基于该点,本工作将分成两部分讨论,第一部分(本文)首先讨论一般半导体材料中的光磁电效应;第二部分(下一篇文章)将结果移植到超晶格,并考虑到超晶格材料的宏观周期性边界条件,进一步讨论超晶格光磁电效应的非线性特征.

在研究光磁电效应(下面简称 PME 效应)的早期工作中,通常都假定载流子的寿命与它的浓度无关,因而描写载流子输运的连续性方程是一个线性二阶微分方程,结果对于光强比较弱(即低注入或低浓度)情况符合得比较好.随着测量技术的不断提高,人们发现,即使在低注入情况下,PME 效应也可观察到非线性特征;而在大注入情况下,则只有非线性微分方程才能描写.于是有人从经验出发,假定了不同形式的寿命-浓度相关性,从而改善了理论同实

罗诗裕 男,1940 年出生,教授,主要从事凝聚态物理与半导体超晶格方面的研究. Email:Luoshy@dgut.edu.cn

2004-12-09 收到,2005-05-09 定稿

© 2005 中国电子学会

验的拟合程度.然而,这类唯象分析缺乏必要的理论依据.好在人们早就从 Shockley-read 统计出发导出了载流子寿命与浓度 / 0 之间的依赖关系.但因函数 (/ 0) 比较复杂,文献[7]仅将寿命按浓度展开,保留一次项,从而将连续性方程化为含 (/ 0)² 项的二阶非线性微分方程,成功地揭示了 PME 效应的非线性特征.同线性相比,允许的注入信号已有了明显的增加.但是,因它只保留了一次项,说明它仍然只能在比较小的信号下才成立.文献[8]作了进一步处理.但没有完全考虑载流子寿命的参数相关性,给结果带来了一定的局限性.基于上述考虑,本文直接从 Shockley-read 统计出发,引入载流子寿命与浓度的依赖性,把载流子的连续性方程化为二阶非线性微分方程.并用双参数摄动法找到了方程的一般解^[9].在二级近似下,具体计算了半导体材料的短路电流和光导电流.讨论了这两个量与注入强度和吸收系数之间的关系,揭示了大注入情况下半导体的光磁电效应的非线性特征.

2 运动方程

在稳恒状态下,半导体中载流子输运满足如下连续性方程

$$\frac{1}{q} \nabla \cdot \mathbf{J} - \dot{g}(x, y, z) = 0 \quad (1)$$

其中 n 是载流子浓度(当 $n = n_0$ 时,表示过剩电子浓度;当 $n = p_0$ 时,表示过剩空穴浓度); \mathbf{J} 是载流子密度矢量($\mathbf{J} = \mathbf{J}_n$ 表示电子电流密度矢量; $\mathbf{J} = \mathbf{J}_p$ 表示空穴电流密度矢量); τ 是少子寿命($\tau = \tau_n$ 是电子寿命; $\tau = \tau_p$ 是空穴寿命); q 是载流子电荷(绝对值); $g(x, y, z)$ 是载流子的产生率.

方程(1)是一个三维问题,引入下列假设可将问题简化.为不失一般性,我们假定:(1)局部电中性,即半导体内部处处满足条件 $n = p$;(2) Hall 角比较小;(3)产生率只是一个坐标(比如 y)的函数.适当选择坐标系,使入射光沿 y 方向,磁场沿 z 方向,则短路电流沿 x 方向,于是,连续性方程(1)化为

$$\frac{1}{q} \frac{dJ}{dy} - \dot{g}(y) = 0 \quad (2)$$

其中 $J = J_x$,且由公式

$$J = qD \frac{d(\Delta n)}{dy} \quad (3)$$

给出, D 是扩散系数.由 Shockley-read 统计,可导

出少子寿命与相对浓度 / 0 之间的关系

$$\tau = \frac{\tau_0(1 + \frac{c}{n_0})}{1 + (\frac{c}{n_0})} \quad (4)$$

其中

$$\tau_0 = \frac{\tau_{n0}}{1 + c} \quad (5)$$

$$\tau_0 = \frac{\tau_{p0}}{1 + c} \quad (6)$$

其中 τ_0 和 c 分别表示无限小和无限大注入强度下的载流子寿命; $c = p_0/n_0$,而 n_0 和 p_0 分别是样品放在暗处的电子浓度和空穴浓度.

产生率可用如下指数规律表达:

$$g(y) = I \exp(-\alpha y) \quad (7)$$

其中 I 是入射光强度; α 是材料的吸收系数.将(3),(4)和(7)式代入(2)式,可得

$$D \frac{d^2 \Delta n}{dy^2} - \frac{1}{\tau} \times \frac{1 + (\frac{c}{n_0})}{1 + \frac{c}{n_0}} \Delta n = -I \exp(-\alpha y) \quad (8)$$

相应的边界条件为

$$D \frac{d\Delta n}{dy} \Big|_{y=0} = s \Delta n \quad (9)$$

$$D \frac{d\Delta n}{dy} \Big|_{y=w} = 0 \quad (10)$$

其中 s 是表面复合速度; w 是样品厚度.引入无量纲的量

$$W = w/L, Y = y/L, S = sw/D, u = \Delta n/n_0 \quad (11)$$

其中

$$L^2 = \tau_0 D \quad (12)$$

由方程(8)和(9)可得无量纲的边值关系

$$\frac{d^2 u}{dY^2} - \frac{1 + (\frac{c+d}{n_0})u}{1 + u} u = N \exp(-\mu Y) \quad (13)$$

和

$$\frac{du}{dY} \Big|_{Y=0} = a u(0) \quad (14)$$

$$\frac{du}{dY} \Big|_{Y=W} = 0 \quad (15)$$

其中

$$a = S/W, \quad N = -I L^2 / (D n_0), \quad (16)$$

$$\mu = L \alpha = K/W, \quad K = w \alpha$$

且 $Y \in (0, W)$.

3 双参数摄动解

方程(13)是一个复杂的二阶非线性微分方程,不存在严格的解析解,且近似解也很难得到.我们曾用了几种近似方法作过尝试,发现只有摄动解的近似程度比较高,收敛速度快.下面我们用双参数摄动法进行求解.注意到少子寿命与参数 μ 和 μ_0 有关,我们把它选为方程(13)的独立变数,其目的是试图找到如下形式的双参数摄动解:

$$u(Y, \mu, \mu_0) = \sum_{i,j=0}^{\infty} u_{ij} \quad (17)$$

将上式代入方程(13),并注意到边界条件(14)和(15)式,比较同次幂,可得零级解 u_{00} 满足方程

$$u_{00}'' - u_{00} = N \exp(-\mu Y) \quad (18)$$

其中 $u' = du/dY$. 一级解 u_{01} 和 u_{10} 满足方程

$$u_{01}'' - u_{01} = u_{00}^2 \quad (19)$$

$$u_{10}'' - u_{10} = u_{00}^2 + u_{00} [N \exp(-\mu Y) - u_{00}] \quad (20)$$

二级解 u_{02}, u_{20} 和 u_{11} 满足方程

$$u_{02}'' - u_{02} = 2u_{01}u_{00} \quad (21)$$

$$u_{20}'' - u_{20} = 2u_{10}u_{00} + u_{10} [N \exp(-\mu Y) - 2u_{00}] \quad (22)$$

$$u_{11}'' - u_{11} = u_{01} [N \exp(-\mu Y) + 2u_{00}] + 2u_{00}u_{10} - u_{00}u_{01} - u_{01}u_{00} \quad (23)$$

相应的边界条件由

$$u_{ij} / Y=0 = au_{ij}(0) \quad (24)$$

$$u_{ij} / Y=W = 0$$

给出,其中 $(i, j) = 0, 1$ 以及 $i = 0, j = 2; j = 0, i = 2$. 而通解 u_{ij} 满足方程

$$u_{ij}'' - u_{ij} = H_{ij}(u_{mn}, u_{mn}) \quad (i, j \geq 0, \text{而 } m, n \text{ 小于 } i, j) \quad (25)$$

边界条件由(24)式给出.

一般解可表示为

$$u_{ij} = u_{ij} \exp(Y) + u_{ij} \exp(-Y) + I_{ij}(Y) \quad (26)$$

其中

$$u_{ij} = \frac{-(1+a)G_{ij}}{(1+a)\exp(W) - (1-a)\exp(-W)} \quad (27)$$

$$u_{ij} = \frac{-(1-a)G_{ij}}{(1+a)\exp(W) - (1-a)\exp(-W)} \quad (28)$$

$$I_{ij} = \int_0^Y H_{ij}(t) \operatorname{sh}(Y-t) dt \quad (29)$$

$$G_{ij} = \int_0^W H_{ij}(t) \operatorname{ch}(W-t) dt \quad (30)$$

由(26)~(30)式可求得零级解 u_{00} 为

$$u_{00} = u_{00} \exp(Y) + u_{00} \exp(-Y) + I_{00}(Y) \quad (31)$$

其中

$$u_{00} = \frac{-(1+a)G_{00}}{(1+a)\exp(W) - (1-a)\exp(-W)} \quad (32)$$

$$u_{00} = \frac{-(1-a)G_{00}}{(1+a)\exp(W) - (1-a)\exp(-W)} \quad (33)$$

$$G_{00} = \frac{N\mu}{\mu^2 - 1} \operatorname{ch}(W) - \frac{N}{\mu^2 - 1} \operatorname{sh}(W) - \frac{N\mu}{\mu^2 - 1} \exp(-\mu W) \quad (34)$$

$$I_{00} = N \int_0^Y \exp(-\mu t) \operatorname{sh}(Y-t) dt = \frac{N\mu}{\mu^2 - 1} \operatorname{sh}(Y) + \frac{N}{\mu^2 - 1} \exp(-\mu Y) - \frac{N}{\mu^2 - 1} \operatorname{ch}(Y) \quad (35)$$

一级解 u_{01} 为

$$u_{01} = u_{01} \exp(Y) + u_{01} \exp(-Y) + I_{01}(Y) \quad (36)$$

其中 一级解 u_{10} 为

$$u_{10} = 0 \quad (37)$$

由于一级解还不能反映参数 μ_0 的影响,必须进一步找出系统的二级解,它的一般表达式为

$$u_{02} = u_{02} \exp(Y) + u_{02} \exp(-Y) + 2 \int_0^Y u_{01}(t) u_{00}(t) \operatorname{sh}(Y-t) dt \quad (38)$$

$$u_{11} = u_{11} \exp(Y) + u_{11} \exp(-Y) + \int_0^Y [u_{00}^3(t)] \operatorname{sh}(Y-t) dt \quad (39)$$

令(27)和(28)式中的 $i = 0, j = 2$,即可得(38)式中的 u_{02} 和 u_{02} ;令(27)和(28)式中的 $i = j = 1$,即可得到(39)式中的 u_{11} 和 u_{11} (因太冗长,具体表达式不再一一列出).由(31),(36)~(39)式,可将二阶的双参数摄动解表示为

$$u = u_{00} + u_{01} + u_{02} + u_{11} \quad (40)$$

可以证明,当 $0 < Y < W$ 时,级数(17)式绝对一致收敛,只要条件

$$|a|, |b|, |c| < \frac{1}{4u_0^{\max}(Y)} \quad (41)$$

满足.下面我们将在二级近似下讨论 PME 效应的短路电流和光导电流.

4 结果和讨论

在利用 PME 效应测定载流子寿命和表面复合速度时,常常需要测定材料的光导电流 I_{pc} . 相应的光电导由公式

$$G = q(\mu_n + \mu_p) \int_0^w u(y) dy \quad (42)$$

给出,注意到 $u = u(y)$, 上式可改写为

$$G_R = \frac{G}{q(\mu_n + \mu_p) n_0 L} = \int_0^w u(Y) dY \quad (43)$$

其中 $u(Y)$ 由(17)式给出,在二级近似下由(40)式给出. 将(40)式代入(43)式,完成积分可得材料的“光电导” G_R . 为了比较,我们选择了与文献[7, 8]相同的一组参数. 图 1 给出了吸收系数 $K=10$ 时,“光电导” G_R 与入射光强度 N_0 之间的关系. 选择了三组不同参数: $\epsilon = 0, \alpha = 0$; $\epsilon = -10, \alpha = 0$ 和 $\epsilon = -12, \alpha = 5$, 其中 $\epsilon = 0, \alpha = 0$ 描述的是线性情况. 由图 1 可以看出,当浓度 $N_0 < 10^{-3}$ 时(对应于光强比较弱),线性近似比较好. 但是,随着光强的增加,比如 $N_0 > 5 \times 10^{-3}$ 时,“光电导” G_R 表现出了明显的非线性特征. 计算表明,当材料的吸收系数增加时,非线性更加明显. 可见,对于强吸收样品,载流子寿命与入射光强度的相关性变得十分重要.

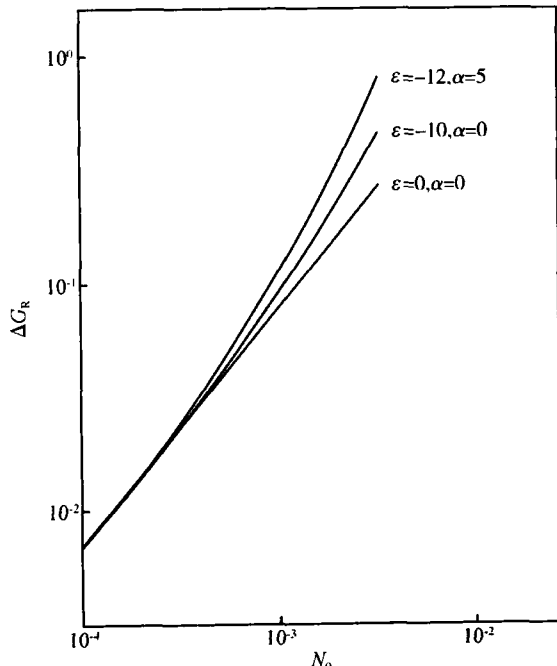


图 1 “光电导” G_R 与入射光强度 N_0 之间的关系
Fig. 1 Relationship between G_R and N_0

根据过剩载流子沿 y 方向的分布函数 $u(y)$, 可将 PME 短路电流 I_{sc} 表示为

$$I_{sc} = -qD(\mu_n + \mu_p) B [u(0) - u(W)] \quad (44)$$

其中 μ_n 和 μ_p 分别为电子和空穴迁移率. 注意到 $u = u(y)$, 上式可化为

$$I_R = \frac{I_{sc}}{qD(\mu_n + \mu_p) B} = n_0 [u(0) - u(W)] \quad (45)$$

对于电子, $u = n/n_0, n = n_0, u(Y)$ 由(17)式给出,在二级近似下由(40)式给出. 计算表明,在强注入情况下,短路电流 I_R 同样表现出与“光电导” G_R 类似的非线性特征.

结果表明,引入载流子寿命与浓度的相关性,可以很好地描述半导体载流子的输运特征,并用双参数摄动法找到了二阶非线性输运方程的一般解,在二阶近似下,计算了半导体材料的光导电流和短路电流,进一步揭示了大信号情况下半导体光磁电效应的非线性特征^[7,8].

参考文献

- [1] Luo S Y, Shao M Z. Dislocation model for strained superlattice and dechannelling effects of a particles. Chinese Journal of Semiconductors, 2003, 24(5) :485 (in Chinese) [罗诗裕, 邵明珠. 形变超晶格的位错模型与粒子的退道效应. 半导体学报, 2003, 24(5) :485]
- [2] Luo S Y, Shao M Z. Channelling effects for strained superlattice and phase planar characteristics of system. Nuclear Physics Review, 2002, 19(4) :407 (in Chinese) [罗诗裕, 邵明珠. 形变超晶格的沟道效应与系统的相平面特征. 原子核物理评论, 2002, 19(4) :407]
- [3] Shao M Z, Luo S Y. Sine-squared potential and motion behaviour of channeling particles for strained superlattice. Chinese Journal of Semiconductors, 1993, 14(4) :353 (in Chinese) [邵明珠, 罗诗裕. 正弦平方势与形变超晶格的沟道特征. 半导体学报, 1993, 14(4) :353]
- [4] Luo S Y, Shao M Z, Hu X D. Average field idea and single particle model for 2-dimension crystallization beams (). High Energy Physics and Nuclear Physics, 2004, 28(1) :96 (in Chinese) [罗诗裕, 邵明珠, 胡西多. 二维晶化束的平均场概念与单粒子模型(). 高能物理与核物理, 2004, 28(1) :96]
- [5] Luo S Y, Tan Y M, Shao M Z, et al. Motion damping in channeling effects and chaotic behaviour of sestem. Acta Physica Sinica, 2004, 53(4) :1157 (in Chinese) [罗诗裕, 谭永明, 邵明珠, 等. 沟道效应的运动阻尼与系统走向混沌的临界特征. 物理学报, 2004, 53(4) :1157]
- [6] Luo S Y, Shao M Z, Deng C L. Sine-squared potential and chaotic behaviour for strained superlattice. Chnise Journal of Sem-

- iconductors ,2005 ,26(2) :299 (in Chinese) [罗诗裕 ,邵明珠 ,
邓成良. 正弦平方势与形变超晶格的混沌行为. 半导体学报 ,
2005 ,26(2) :299]
- [7] Augelli V ,Vasanelli L ,Leo M ,et al. A theory of the photo-
magnetoelectric effect with injection-level-dependent lifetime.
J Appl Phys ,1980 ,51 :2784
- [8] Leise S. Photo-conductance of GaAs. GSI Report ,2001 :1
- [9] Nayfeh A H. Introduction to perturbation techniques. John
Wiley & Sons ,1981

Photo-Magneto-Electric Effects for Strained Superlattice ()

Luo Shiyu and Shao Mingzhu

(Dongguan University of Technology , Dongguan 523106 , China)

Abstract : The equation for continuity of the charge carries through a semiconductor superlattice is reduced to a second order nonlinear differential equation by using the injection-level dependent lifetime derived from Shockley-read statistics. The general solution is found by using the two-parameters perturbation method. The PME short-circuit current I_{∞} and the photo-conductance G in a semiconductor are calculated in the second order approximation. The nonlinear properties of the photo-magneto-electric effect in the case of a large signal are further reversed.

Key words : superlattice ; semiconductor ; photo-magneto-electric effect ; nonlinearity

PACC : 7240 ; 7280

Article ID : 0253-4177(2005)09-1744-05