

反向开关复合管的物理模型与数值方法实现*

邓林峰[†] 余岳辉 彭亚斌 周郁明 梁琳 王璐

(华中科技大学电子系, 武汉 430074)

摘要: 从大注入半导体物理的基本理论推导得到了反向开关复合管(RSD)工作的基本物理方程. 通过考虑大注入和强电场效应, 建立了 RSD 以 pnn^+ 二极管方式工作于反向预充阶段, 以 pin 二极管方式工作于正向导通阶段的物理模型. 采用有限差分法把器件工作的偏微分方程转化为差分方程, 并将相应的边界条件转化为精度较高的离散化形式. 结合 RSD 工作的典型电路建立电路方程组, 采用 Runge-Kutta 方法求解, 由非平衡载流子分布得到了 RSD 的电压、电流波形. 通过 RSD 的放电实验与模型计算进行比较, 分析了误差产生的原因, 论证了物理模型本身及数值方法的合理性. 通过应用电路说明了模型及算法的实用价值. 物理模型和数值方法对于 RSD 器件设计及仿真电路的开发具有指导意义.

关键词: RSD; 大注入; 非平衡载流子

EEACC: 2560B

中图分类号: TN389

文献标识码: A

文章编号: 0253-4177(2007)06-0931-07

1 引言

上世纪 80 年代, 前苏联约飞物理科学研究所的 Grekhov 等人^[1] 提出了借助可控等离子层开通的半导体开关工作的新原理, 反向开关复合管 (reversely switching dynistor, RSD) 正是基于这一原理而开发出来的. 与其他功率半导体器件相比, RSD 具有显著的优点: 大面积同时开通, 较高的开关电流和很高的电流变化率, di/dt 可达 $10^5 A/\mu s$; 使用寿命长, 可靠性好; 控制方便, 特别是多只串联时不需要均压; 功率大, 损耗较真空管小两个量级, 效率高. 因此 RSD 在国防、高能物理实验、医疗、环保等诸多领域都有着很好的应用前景^[2]. 考虑到经济及安全等方面的原因, 高压半导体开关器件在设计和应用前通常都要进行计算和仿真, 然而描述 RSD 工作的定量物理模型至今还未见报道. 本文的目的就是试图在这方面做一些开创性的研究工作.

2 模型的建立

2.1 RSD 的基本工作原理

如图 1 所示, RSD 是由大量非对称 $p^+n p n^+$ 晶闸管单元和 $n^+p n n^+$ 晶体管单元相间并联排列形成阵列的两端器件结构. 当触发电路未接通 (S 断开)

时, 由于集电结 (J2 结) 反偏, RSD 不会开通. 当 S 合上, 磁开关 L 未饱和之前, 预充电容 C_s 有部分电压加在 RSD 上. 此时, 由于 J3 结附近分布有密集的短路点, 空穴通过 J2 结注入到 n 基区, 由准中性条件, 导致数量几乎与空穴相等的电子从 n^+n 结的 n^+ 区向 n 基区注入, 于是在 J2 结附近形成一高浓度的等离子体层. 此过程称为 RSD 的反向预充阶段. 当磁开关 L 饱和后, RSD 上电压极性又恢复为主电容 C 的电压极性. 在主电容的电场作用下, J2 结 n 侧等离子层中的空穴进入到 p 基区, 同时阴极侧的 n^+ 发射极的电子通过 J3 结也注入到 p 基区. 当预充电量足够时, J2 结 n 侧等离子体层不会发生耗尽. 空穴

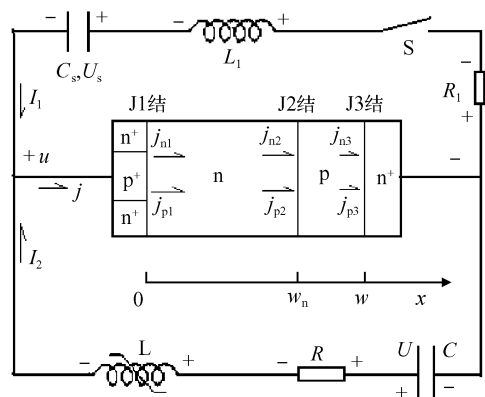


图 1 RSD 结构及典型工作电路

Fig. 1 RSD structure and typical working circuit

* 国家自然科学基金(批准号:50277016,50577028)和高等学校博士学科点专项科研基金(批准号:20050487044)资助项目

[†] 通信作者. Email: silvapeak@163.com

2006-10-31 收到, 2007-02-08 定稿

通过 p^+n 结向 n 层注入,由于主电容电压引起的电场的作用, J_1 结 n 侧等离子体层向 J_2 结移动.器件由阻断状态进入导通状态^[3].此过程称为正向导通阶段.

2.2 RSD 器件的建模

半导体在大注入情况下的基本方程为^[4]

$$\mathbf{J}_n = q\mu_n[(n_0 + n)\mathbf{E} + V_t \nabla(n_0 + n)] \quad (1)$$

$$\mathbf{J}_p = q\mu_p[(p_0 + p)\mathbf{E} - V_t \nabla(p_0 + p)] \quad (2)$$

其中 n_0, p_0 分别为电子、空穴的平衡载流子浓度; n, p 为电子、空穴的非平衡载流子浓度; $V_t = kT/q$ 为热电压; $\mathbf{J}_n, \mathbf{J}_p$ 分别为电子电流密度和空穴电流密度. \mathbf{j} 为总电流密度,有

$$\mathbf{j} = \mathbf{J}_n + \mathbf{J}_p \quad (3)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\frac{n}{\tau_n} + \frac{1}{q} \nabla \cdot \mathbf{J}_n + G_n \quad (4)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{p}{\tau_p} - \frac{1}{q} \nabla \cdot \mathbf{J}_p + G_p \quad (5)$$

$$\frac{\partial q_R}{\partial t} = \frac{p}{\tau_p} - \frac{n}{\tau_n} \quad (6)$$

其中 τ_n, τ_p 分别为电子、空穴的寿命; q_R 为复合中心的电荷浓度; G_n, G_p 分别为电子和空穴的产生率.

$$\frac{\varepsilon}{q} \nabla \cdot \mathbf{E} = (p + p_0) - (n + n_0) + q_R \quad (7)$$

(7)式为泊松方程.

考察 n 型半导体,在大注入条件下, $p, n \gg p_0, n_0$,由准中性条件, $|p - n| \ll p, n$,即有 $p \approx n$.又在大注入条件下, q_R 几乎与注入水平无关,从而 $\frac{\partial q_R}{\partial t} \ll \frac{p}{\tau_p}, \frac{n}{\tau_n}$,由(6)式 $\frac{\partial q_R}{\partial t} = \frac{p}{\tau_p} - \frac{n}{\tau_n} \approx 0$,所以 $\frac{p}{\tau_p} \approx$

$\frac{n}{\tau_n}, \tau_p \approx \tau_n$.定义 $\tau_p \approx \tau_n \equiv \tau$ (τ 为大注入条件下电子及空穴的共同寿命).同样,在大注入条件下,由 $p, n \gg p_0, n_0$, (1), (2)式即为

$$\mathbf{J}_n = q\mu_n n \mathbf{E} + qD_n \nabla n \quad (8)$$

$$\mathbf{J}_p = q\mu_p p \mathbf{E} - qD_p \nabla p \quad (9)$$

由爱因斯坦关系 $\frac{D_n}{\mu_n} = \frac{D_p}{\mu_p} = \frac{kT}{q} = V_t$, 记 $b = \frac{\mu_n}{\mu_p} =$

$\frac{D_n}{D_p}$, 把(8), (9)式相加,且考虑到 $p = n$, 则

$$\mathbf{j} = \mathbf{J}_n + \mathbf{J}_p = q\mu_p p(1 + b)\mathbf{E} + q(D_n - D_p)\nabla p$$

$$\mathbf{E} = \frac{\mathbf{j} - q(D_n - D_p)\nabla p}{q\mu_p p(1 + b)} \quad (10)$$

把(10)式代入(5)式,并由 $\tau_p \approx \tau_n \equiv \tau$ 得

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{p}{\tau} - \frac{1}{q} \nabla \cdot$$

$$\left[\frac{\mathbf{j} - q(D_n - D_p)\nabla p}{q\mu_p p(1 + b)} q\mu_p p - qD_p \nabla p \right] + G_p$$

表 1 计算碰撞电离率的有关参数

Table 1 Parameters for calculating impact ionization rate

$\alpha_{n,p}^0/\text{cm}^{-1}$	$b_{n,p}/(\text{V}/\text{cm})$	$c_{n,p}/\text{K}^{-1}$	$d_{n,p}/\text{K}^{-1}$	T_0/K
0.426	4.81×10^5	3.05×10^{-4}	7.86×10^{-4}	300
0.243	6.53×10^5	5.35×10^{-4}	5.87×10^{-5}	-

记 $D = \frac{2D_n D_p}{D_n + D_p} = \frac{2kT}{q} \times \frac{\mu_n \mu_p}{\mu_n + \mu_p}$, 由总电流连续知

$\nabla \cdot \mathbf{j} = 0$, 所以

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{p}{\tau} + \nabla D_p \cdot \nabla p + D_p \nabla^2 p +$$

$$\frac{\mathbf{j}}{q} \cdot \frac{\nabla b}{(1 + b)^2} + \nabla \cdot \left[\frac{(D_n - D_p)\nabla p}{1 + b} \right] + G_p$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{p}{\tau} + \nabla D_p \cdot \nabla p + D_p \nabla^2 p +$$

$$\frac{\mathbf{j}}{q} \cdot \frac{\nabla b}{(1 + b)^2} + \nabla \cdot \left[\frac{(D_n - D_p)}{1 + b} \right] \cdot \nabla p +$$

$$\frac{(D_n - D_p)}{1 + b} \nabla^2 p + G_p$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{p}{\tau} + \nabla \left(\frac{D_n + bD_p}{1 + b} \right) \cdot \nabla p +$$

$$\frac{\mathbf{j}}{q} \cdot \frac{\nabla b}{(1 + b)^2} + \frac{2D_n D_p}{D_n + D_p} \nabla^2 p + G_p$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{p}{\tau} + \frac{\mathbf{j}}{q} \cdot \frac{\nabla b}{(1 + b)^2} +$$

$$\nabla D \cdot \nabla p + D \nabla^2 p + G_p \quad (11)$$

在一维情况下, (11)式即为

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{p}{\tau} + \frac{\mathbf{j}}{q(1 + b)^2} \times \frac{\partial b}{\partial x} +$$

$$\frac{\partial D}{\partial x} \times \frac{\partial p}{\partial x} + D \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + G_p \quad (12)$$

在功率半导体器件中,往往存在着强电场,因而碰撞电离必须加以考虑,假定载流子的产生主要来自强电场引起的碰撞电离效应^[5,6],

$$G(x, t) = G_n(x, t) = G_p(x, t) = \frac{\alpha_{n,p}(x, t) |\mathbf{J}_n(x, t)| + \alpha_p(x, t) |\mathbf{J}_p(x, t)|}{q} \quad (13)$$

其中

$$\alpha_{n,p}(x, t) = \alpha_{n,p}^0 [1 + c_{n,p}(T - T_0)] \times \exp \left[- \left(\frac{b_{n,p}(1 + d_{n,p}(T - T_0))}{E(x, t)} \right)^2 \right] \quad (14)$$

式中的有关参数参见表 1.

(12)式是大注入及强电场条件下 RSD 的基本方程.其中 b, D, G_p 都是电场 $E(x)$ 的函数.

$b = \frac{\mu_n(E)}{\mu_p(E)}$, $D = \frac{2D_n(E)D_p(E)}{D_n(E) + D_p(E)} = \frac{2kT}{q} \times \frac{\mu_n(E)\mu_p(E)}{\mu_n(E) + \mu_p(E)}$. 由 Caughey-Thomas 模型^[7], 电子与空穴的迁移率可分别由(15)式确定:

表 2 Caughey-Thomas 模型迁移率的有关参数

Table 2 Parameters of the mobility of Caughey-Thomas modal

	$\mu_{\min}/(\text{cm}^2/(\text{V}\cdot\text{s}))$	$\mu_{\max}/(\text{cm}^2/(\text{V}\cdot\text{s}))$	$N_{\text{ref}}/\text{cm}^{-3}$	α	$v_{\max}/(\text{cm}/\text{s})$	β
电子	92	1360	1.3×10^{17}	0.91	1.1×10^7	2
空穴	65	520	2.4×10^{17}	0.61	9.5×10^6	1

$$\mu = \mu(N_T) \frac{1}{\left[1 + \left(\frac{\mu(N_T)E(x)}{v_{\max}}\right)^\beta\right]^{1/\beta}} \quad (15)$$

$$\text{其中 } \mu(N_T) = \mu_{\min} + \frac{\mu_{\max} - \mu_{\min}}{1 + \left(\frac{N_T(x)}{N_{\text{ref}}}\right)^\alpha}; N_T(x) =$$

$$0.34(N_d(x) + N_a(x)) + 0.66(p(x) + n(x)).$$

其参数如表 2 所示。

在反向预充的过程中, RSD 可以看成以 pnn⁺ 二极管方式运行, 由于 n 基区的掺杂浓度大约比 p 基区小 3 个数量级, 且 n 基区的长度大约为 p 基区长度的 3 倍以上, 所以此时 n 基区非平衡载流子浓度对器件的影响远大于 p 基区, n 基区可以作为大注入情况处理, 而 p 基区近似作为小注入情况处理. 正向导通后, p 基区也被注入大量的非平衡载流子, 随着电流的增大, p 基区的非平衡载流子浓度变得可以和掺杂浓度相比较, 所以此时 p 基区和 n 基区都可以作为大注入情况处理, 此时 RSD 可近似看成 p⁺in⁺ 二极管^[8] 结构.

设 j_{n1}, j_{n2}, j_{n3} 分别为 J1 结, J2 结, J3 结处的电子电流密度, j_{p1}, j_{p2}, j_{p3} 分别为 J1 结, J2 结, J3 结处的空穴电流密度, A 为 RSD 芯片的有效横截面积, 反向预充阶段结束的时刻为 t_R .

对于 $x=0$ 处,

$$j_{p1} = -qD_p \left. \frac{\partial p}{\partial x} \right|_{x=0} + q\mu_p p_{x=0} E \quad (16)$$

$$j_{n1} = qD_n \left. \frac{\partial p}{\partial x} \right|_{x=0} + q\mu_n p_{x=0} E \quad (17)$$

由(17) $\times \frac{1}{D_n}$ - (16) $\times \frac{1}{D_p}$, 得:

$$\left. \frac{\partial p}{\partial x} \right|_{x=0} = \frac{1}{2q} \left(\frac{j_{n1}}{D_n} - \frac{j_{p1}}{D_p} \right) \quad (18)$$

同理在 J2 结和 J3 结处,

$$\left. \frac{\partial p}{\partial x} \right|_{x=w_n} = \frac{1}{2q} \left(\frac{j_{n2}}{D_n} - \frac{j_{p2}}{D_p} \right) \quad (19)$$

$$\left. \frac{\partial p}{\partial x} \right|_{x=w} = \frac{1}{2q} \left(\frac{j_{n3}}{D_n} - \frac{j_{p3}}{D_p} \right) \quad (20)$$

在反向预充阶段, 即 $t \leq t_R$ 时, 使用边界条件(18)和(19)式, 因为在大注入情况下, pn 结处存在着较大的复合电流, 故在反向预充阶段考察 J2 结处, 由大注入半导体物理学^[9] 知:

$$j_{n2} = -qh_p p_{x=w_n}^2 \quad (21)$$

取“-”是因为 j_{n2} 的实际方向与电路图中标示的方向相反. 与此类似, 在 nn⁺ 结处的复合电流

$$j_{p1} = -qh_n p_{x=0}^2 \quad (22)$$

在正向导通阶段, 即 $t > t_R$ 时, n 基区及 p 基区的电子浓度约等于空穴浓度, 故此时的 p⁺n⁺pn⁺ 结构可以近似看成 p⁺in⁺ 二极管, 此时采用边界条件(18)和(20)式. 考虑 J1 结和 J3 结处的复合电流, 得

$$j_{n1} = qh_p p_{x=0}^2 \quad (23)$$

$$j_{p3} = qh_n p_{x=w}^2 \quad (24)$$

在(21)~(24)式中, h_p, h_n 为复合常数, 一般情况下在 $10^{-14} \sim 2 \times 10^{-14} \text{cm}^4/\text{s}$ 之间, 在本文中取 $h_p = h_n = 1.5 \times 10^{-14} \text{cm}^4/\text{s}$. 由 J1 结, J2 结, J3 结处的电流连续得:

$$j(t) = \begin{cases} j_{p1}(t) + j_{n1}(t) = j_{p2}(t) + j_{n2}(t), & t \leq t_R \\ j_{p1}(t) + j_{n1}(t) = j_{p3}(t) + j_{n3}(t), & t > t_R \end{cases} \quad (25)$$

$j(t)$ 为总电流密度.

3 模型的数值方法实现

为给出模型的数学处理过程并论证模型的合理性, 现结合器件模型对图 1 所示的电路采用数值方法进行计算, 给出 RSD 放电过程中的电流波形和电压波形, 并与实验的电流波形和电压波形进行比较.

由于图 1 中所采用的磁开关是一个时变的可饱和和电感, 目前还没有精确的物理模型, 故在本文计算和实验证明的过程中, 采用一个 mH 级的电感代替.

采用有限差分法, 将偏微分方程(12)离散化, 采用显式法求解, 把偏微分方程转化为差分方程^[10], 可以避免因采用隐式法而需解阶数很高的方程组, 耗费过多的 CPU 运算时间. 把 $x \in [0, w]$ 的连续区域, 划分为间隔 Δx 的离散点集, 即 $x_r = r\Delta x, r = 0, 1, 2, \dots$; 对于时间 t , 也划分为间隔为 Δt 的离散点集, $t_s = s\Delta t, s = 0, 1, 2, \dots$. 此时就把 x 和 t 形成的坐标平面划分为在 x 和 t 方向上间隔分别为 Δx 和 Δt 的网格. $p(x, t)$ 即变为 $p(x_r, t_s)$, 记 $p(x_r, t_s) = p_{r,s}$, 用差商代替微商得:

$$\left. \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} \right|_r = \frac{p_{r-1} - 2p_r + p_{r+1}}{(\Delta x)^2} \quad (26)$$

$$\left. \frac{\partial p}{\partial t} \right|_{s+1} = \frac{p_{s+1} - p_s}{\Delta t} \quad (27)$$

$$\left. \frac{\partial p}{\partial x} \right|_r = \frac{p_{r+1} - p_{r-1}}{2\Delta x}, \left. \frac{\partial b}{\partial x} \right|_r = \frac{b_{r+1} - b_{r-1}}{2\Delta x},$$

$$\left. \frac{\partial D}{\partial x} \right|_r = \frac{D_{r+1} - D_{r-1}}{2\Delta x} \quad (28)$$

由(12), (26), (27), (28)式得:

$$\begin{aligned} \frac{p_{r,s+1} - p_{r,s}}{\Delta t} &= -\frac{p_{r,s}}{\tau} + \frac{J_s}{q[1 + b(E_{r,s})]^2} \times \\ &\quad \frac{b(E_{r+1,s}) - b(E_{r-1,s})}{2\Delta x} + \\ &\quad \frac{D(E_{r+1,s}) - D(E_{r-1,s})}{2\Delta x} \times \frac{p_{r+1,s} - p_{r-1,s}}{2\Delta x} + \\ &\quad D(E_{r,s}) \frac{p_{r-1,s} - 2p_{r,s} + p_{r+1,s}}{(\Delta x)^2} + G(E_{r,s}) \\ p_{r,s+1} &= \left(1 - \frac{\Delta t}{\tau}\right) p_{r,s} + \Delta t \left\{ \frac{J_s}{q[1 + b(E_{r,s})]^2} \times \right. \\ &\quad \left. \frac{b(E_{r+1,s}) - b(E_{r-1,s})}{2\Delta x} + \right. \\ &\quad \left. \frac{D(E_{r+1,s}) - D(E_{r-1,s})}{2\Delta x} \times \frac{p_{r+1,s} - p_{r-1,s}}{2\Delta x} + \right. \\ &\quad \left. D(E_{r,s}) \frac{p_{r-1,s} - 2p_{r,s} + p_{r+1,s}}{(\Delta x)^2} \right\} + G(E_{r,s}) \Delta t \end{aligned} \quad (29)$$

其中 J_s 为时间序数 s 对应时刻的电流密度; $b(E_{r,s}), D(E_{r,s}), G(E_{r,s})$ 分别表示空间点序数 r , 时间点序数 s 对应的 b, D, G 值, b, D, G 都是该点该时刻电场 E 的函数.

对边界条件也进行离散化:

$$\left. \frac{\partial p}{\partial x} \right|_r = \frac{-p_{r+2} + 4p_{r+1} - 3p_r}{2\Delta x} \quad (30)$$

由于用差商代替微商会引起误差, $\frac{\partial p}{\partial x}$ 离散化采用 (30) 式右边的形式是为了提高误差相对于 Δx 的阶数, 以增加运算精度.

考虑到计算精度和计算时间的折中, 在本文计算中取时间方向步长 $\Delta t = 0.5 \text{ ns}$, 空间方向步长 $\Delta x = 2 \mu\text{m}$. 采用 (30) 式把 $x = 0$ 处的边界条件离散化, 得到:

$$\frac{-p_{2,s+1} + 4p_{1,s+1} - 3p_{0,s+1}}{2\Delta x} = \frac{1}{2q} \left(\frac{j_{n1}}{D_n} - \frac{j_{p1}}{D_p} \right)$$

可得:

$$p_{0,s+1} = \frac{-\Delta x}{3q} \left(\frac{j_{n1}}{D_n} - \frac{j_{p1}}{D_p} \right) - \frac{1}{3} p_{2,s+1} + \frac{4}{3} p_{1,s+1} \quad (31)$$

设 $x = w_n, x = w$ 所对应的离散点序数分别为 x_2, x_3 , 类似地可分别得到 $x = w_n$ 和 $x = w$ 处的离散化边界条件:

$$p_{x_2,s+1} = \frac{\Delta x}{3q} \left(\frac{j_{n2}}{D_n} - \frac{j_{p2}}{D_p} \right) + \frac{4}{3} p_{x_2-1,s+1} - \frac{1}{3} p_{x_2-2,s+1} \quad (32)$$

$$p_{x_3,s+1} = \frac{\Delta x}{3q} \left(\frac{j_{n3}}{D_n} - \frac{j_{p3}}{D_p} \right) + \frac{4}{3} p_{x_3-1,s+1} - \frac{1}{3} p_{x_3-2,s+1} \quad (33)$$

利用基尔霍夫定律得到图 1 中的电流方程和电压方程为:

$$I_1 + I_2 = Aj = I \quad (34)$$

$$L_1 \frac{dI_1}{dt} + \frac{1}{C_s} \left(C_s U_s + \int_0^t I_1 dt \right) + u + I_1 R_1 = 0 \quad (35)$$

$$L \frac{dI_2}{dt} - \frac{1}{C} \left(CU - \int_0^t I_2 dt \right) + u + I_2 R = 0 \quad (36)$$

由 (34)~(36) 式得

$$\begin{aligned} \frac{dj}{dt} &= \frac{1}{A} \left[-\frac{U_s}{L_1} + \frac{U}{L} - \frac{1}{L_1 C_s} \int_0^t I_1 dt - \right. \\ &\quad \left. \frac{1}{LC} \int_0^t I_2 dt - \frac{I_2 R}{L} - \frac{I_1 R_1}{L_1} \right] - \frac{L_1 + L}{AL_1 L} u \end{aligned} \quad (37)$$

一维情况下, (10) 式即为:

$$E = \frac{j}{q\mu_p p(1+b)} - \frac{D_n - D_p}{\mu_p p(1+b)} \times \frac{\partial p}{\partial x} \quad (38)$$

在预充阶段, RSD 芯片的压降 u 主要为 J2 结的结压降和 n 基区的体压降, 由玻尔兹曼关系^[11], 结压降和体压降分别为:

$$\frac{kT}{q} \ln \frac{p(x_2, t) + n_i^2/N_d}{n_i^2/N_d} \text{ 和 } \int_0^{w_n} E dx$$

考虑到图 1 中约定的电压和电流的符号,

$$u(t) = -\frac{kT}{q} \ln \frac{p(x_2, t) + n_i^2/N_d}{n_i^2/N_d} + \int_0^{w_n} E dx \quad (39)$$

在正向导通阶段, 压降 u 主要为 J1 结和 J3 结的结压降, 以及 n 基区和 p 基区的体压降, 由玻尔兹曼关系, J1 结和 J3 结处的结压降分别为:

$$\frac{kT}{q} \ln \frac{p(0, t) + n_i^2/N_d}{n_i^2/N_d},$$

$$\frac{kT}{q} \ln \frac{p(w, t) + n_i^2/N_a}{n_i^2/N_a}$$

n 基区和 p 基区的体压降分别为 $\int_0^{w_n} E dx$ 和 $\int_{w_n}^w E dx$, 所以

$$\begin{aligned} u(t) &= \frac{kT}{q} \ln \frac{(p(0, t) + n_i^2/N_d)(p(w, t) + n_i^2/N_a)}{(n_i^2/N_d)(n_i^2/N_a)} + \\ &\quad \int_0^{w_n} E dx + \int_{w_n}^w E dx \end{aligned} \quad (40)$$

采用梯形法或辛普生法将 (39), (40) 式的积分转化为数值积分, 考虑到计算精度和计算时间的折中, 本文采用梯形法计算. 代入半导体物理的基本参数、器件参数及电路参数, 利用方程 (37), 采用 Runge-Kutta 算法^[12], 将电压 u 、电流密度 j 离散化. 在反向预充阶段, 采用 (29), (31), (32), (37), (39) 构成的方程组以及初始条件 $p_{r,0} = 0$. 设反向预充结束时刻对应的离散时间点为 $t_R = s_R \Delta t$, 其中 s_R 为时间序数. 在正向导通阶段, 采用 (29), (31), (33), (37), (40) 式构成的方程组, 并利用反向预充阶段结束时的非平衡载流子分布作为正向导通阶段的初始条件,

$$p(x_r, t_R) = \begin{cases} p_{r,s_R}, & 0 \leq r \leq x_2 \\ 0, & x_2 < r \leq x_3 \end{cases}$$

通过 Matlab 软件编程^[13] 进行求解, 给出的 $I(t)$ (流过 RSD 的电流), $u(t)$ 波形如图 2(a) 和 (b) 所示. 根据实验室的实验器材, 所采用的电路参数为: $U = 1500\text{V}$, $U_s = 1000\text{V}$, $C = 3\mu\text{F}$, $C_s = 1\mu\text{F}$, $L = 1123.5\mu\text{H}$, $L_1 = 10.1\mu\text{H}$, $R = 0.3\Omega$, $R_1 \approx 0\Omega$; RSD 器件的有关参数为: n 基区掺杂浓度 $N_d = 7.1 \times 10^{13} \text{cm}^{-3}$, n 基区宽度 $w_n = 280\mu\text{m}$, p 基区掺杂浓度 $N_a = 4 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$, p 基区宽度 $w_p = 80\mu\text{m}$, $w = w_n + w_p$, 大注入载流子寿命 $\tau = 11\mu\text{s}$, 芯片的有效横截面积 $A = 1.54\text{cm}^2$.

4 实验验证与讨论

采用图 1 的电路, 进行 RSD 的放电实验. 其中 S 为球隙开关, 电路参数和 RSD 器件参数与第 3 节计算中使用的参数完全一致. 得到的电流和电压波形分别如图 3(a) 和 (b) 所示. 其中图 3(a) 是在实验中采用分流器 (1V 相当于 609A) 采集电压通到 Tektronix 公司 TDS1002 示波器得到的 RSD 电流波形, 图 3(b) 是 RSD 器件两端电压通过高压探头 (衰减 1000 倍) 后示波器采集到的波形. 计算得到的电流波形与实验得到的电流波形符合得较好, 但计

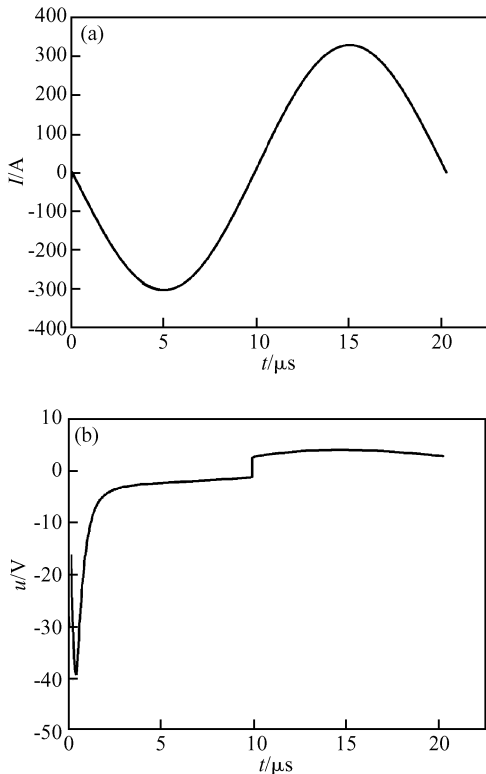


图 2 计算得到的波形 (a) 电流波形; (b) 电压波形

Fig. 2 Waveforms of computation (a) Current waveform; (b) Voltage waveform

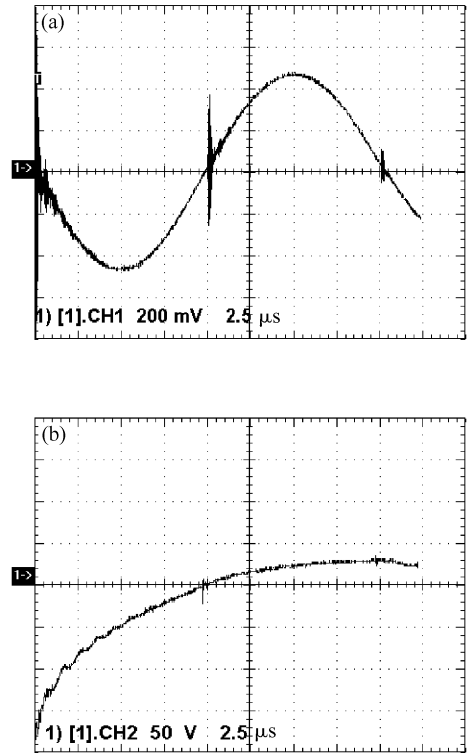


图 3 实验得到的波形 (a) 电流波形; (b) 电压波形

Fig. 3 Waveforms of experiment (a) Current waveform; (b) Voltage waveform

算得到的电流波形峰值比实验值稍大, 两者偏离的原因主要是由于 RSD 芯片的欧姆接触电阻以及封装电阻实际上是存在的, 从而使得 R_1 不为 0, 改进的手段是设计实验精确测量欧姆接触及封装电阻的阻值, 并在电路计算中考虑进去. 计算得到的电压波形与实验得到的电压波形偏差较大, 电压的实验值明显比理论值偏大, 这是由于高压情况下电压的测量往往存在着较大的误差, 依据经验 pnpn 结构导通后的压降一般约为几伏, 所以真实值应当处于两者之间. 理论值偏小的主要原因是由于在模型中没有考虑 RSD 阴极和阳极发射区的欧姆电阻形成的压降以及封装电阻形成的压降, 实验值偏大的主要原因是由于 RSD 封装过程中形成的寄生电感使得高压探头测得的电压实际上是 RSD 芯片上的电压与外壳及引线的电压之和. 改进的办法是设计实验, 精确测量欧姆接触及封装电阻的阻值, 以及设法把封装引起的寄生电感减小到最低限度, 并且在测量电压时想办法从 RSD 芯片两端直接引出待测电压, 此外, 还可以设计专用的信号采集电路对信号进行处理, 再传到示波器进行测量.

5 模型的应用

RSD 的物理模型及数值方法具有较好的应用

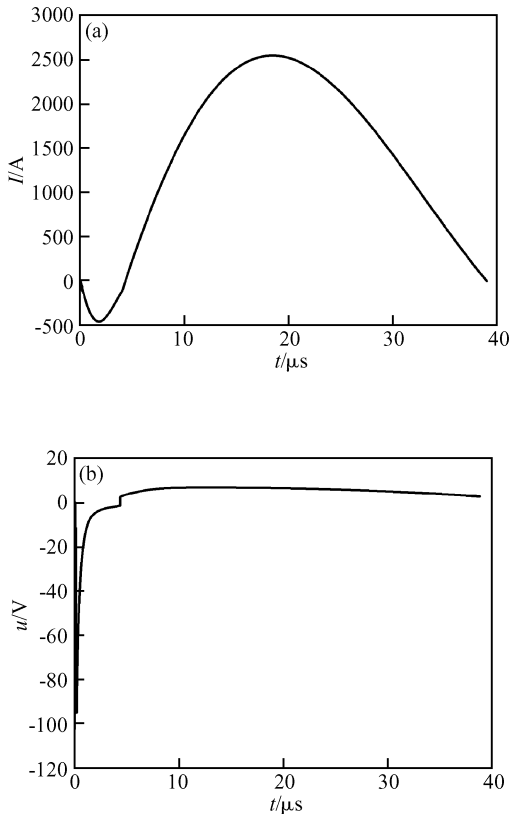


图 4 采用磁开关的计算波形 (a) 电流波形; (b) 电压波形
Fig. 4 Waveforms of computation with choke (a) Current waveform; (b) Voltage waveform

价值,即使在磁开关本身没有精确物理模型的情况下,对于 RSD 的应用电路仍然具有指导意义. 现利用磁开关的近似模型进行具体说明. 磁开关可近似等效为一个突变电感,设其饱和时间为 t_{sat} ,磁开关的电感为时间的函数 $L_m(t)$, $L_m(t) = \begin{cases} +\infty, & 0 \leq t < t_{\text{sat}} \\ L_{\text{sat}}, & t \geq t_{\text{sat}} \end{cases}$,其中 L_{sat} 为磁开关饱和后的等效电感. 在图 1 的电路中, L 用磁开关代替,采用如下的电路参数: $U = 2000\text{V}$, $U_s = 1000\text{V}$, $C = 21.4\mu\text{F}$, $C_s = 1\mu\text{F}$, $L_1 = 1.8\mu\text{H}$, $R = 0.3\Omega$, $R_1 = 1\Omega$, $t_{\text{sat}} = 4\mu\text{s}$, $L_{\text{sat}} = 5.5\mu\text{H}$, 由模型计算可分别得到图 4(a) 和 (b) 所示的 RSD 电流电压波形. 实验所得电流、电压波形分别如图 5(a) (采用分流器测电流, 1V 相当于 246A) 和 (b) 所示. 分析图 4 和 5, 理论计算得到的波形与实验得到的波形的误差来源,除本文第 4 节分析的原因外,还来自于磁开关本身模型的不完全精确. 考虑到这些影响因素,理论与实验还是基本吻合的,说明模型及算法对于应用具有指导意义.

6 结论

本文从大注入半导体物理基本理论出发,并同

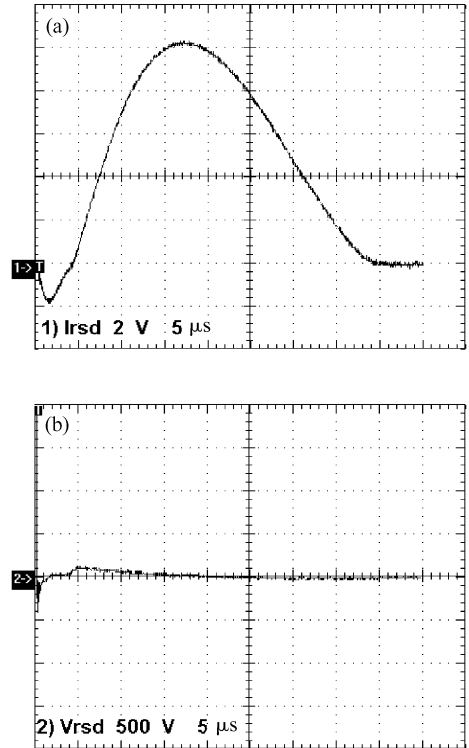


图 5 采用磁开关的实验波形 (a) 电流波形; (b) 电压波形
Fig. 5 Waveforms of experiment with choke (a) Current waveform; (b) Voltage waveform

时考虑强电场效应,建立了 RSD 工作的物理模型,采用有限差分法求解偏微分方程,使得模型可用于电路计算和仿真. 通过构建具体的电路,采用 Matlab 编程对电路和器件进行计算. 利用 RSD 放电实验,对比理论波形和实验波形,分析了误差产生的原因,说明了物理模型及有限差分算法的合理性. 通过具体的电路说明了模型的应用意义. 模型和数值方法对 RSD 器件设计及其应用电路的计算仿真具有指导意义.

参考文献

- [1] Bezuglov V G, Galakhov I V, Gudov S N, et al. On the possible use of semiconductor RSD-based switch for flashlamps drive circuits in a Nd-glass laser amplifier of LMJ facility. 12th IEEE International Pulsed Power Conference, 1999, 12: 914
- [2] Yu Yuehui, Liang Lin, Li Moutao. Study on turn-on mechanism and high-current characteristics of high-speed semiconductor switch RSD. Transactions of China Electrotechnical Society, 2005, 20(2): 37 (in Chinese) [余岳辉, 梁琳, 李谋涛. 超高速半导体开关 RSD 的开通机理与大电流特性研究. 电工技术学报, 2005, 20(2): 37]
- [3] Grekhov I. Theory of quasi-diode operation of reversely switched dynistors. Solid-State Electron, 1988, 31(10): 1483
- [4] Baron R, Marsh O J, Mayer J W. Transient response of double injection in a semiconductor of finite cross section. J Appl

- Phys.1966,37(7);2614
- [5] Huangfu Lujiang, Zhu Changchun. Numerical simulation of electron transportation in silicon field emitters. Chinese Journal of Semiconductors, 1999, 20(11): 1015 (in Chinese) [皇甫鲁江, 朱长纯. 硅锥阴极中电子输运的数值模拟. 半导体学报, 1999, 20(11): 1015]
- [6] Okuto Y, Crowell C R. Threshold energy effect on avalanche breakdown voltage in semiconductor junctions. Solid-State Electron, 1975, 18(2): 161
- [7] Ji Lijiu. Computational microelectronics. Beijing: Science Press, 1996 (in Chinese) [吉利久. 计算微电子学. 北京: 科学出版社, 1996]
- [8] Fang Jian, Jiang Huaping, Qiao Ming. A static-state model of NPT-IGBTs with localized lifetime control. Chinese Journal of Semiconductors, 2006, 27(5): 857 (in Chinese) [方健, 蒋华平, 乔明. 局域寿命控制 NPT-IGBTs 稳态模型. 半导体学报, 2006, 27(5): 857]
- [9] Sclangenotto H, Gerlach W. On the effective carrier lifetime in p-s-n rectifiers at high injection levels. Solid-State Electron, 1969, 12: 267
- [10] Computational Mathematics Major in Mathematics Department of Nanjing University. Numerical method of partial differential equations. Beijing: Science Press, 1979 (in Chinese) [南京大学数学系计算数学专业. 偏微分方程数值解法. 北京: 科学出版社, 1979]
- [11] Teaching and Research Office for Semiconductor Devices in Zhejiang University. Transistor theory. Beijing: National Defence Press, 1980 (in Chinese) [浙江大学半导体器件教研室编. 晶体管原理. 北京: 国防工业出版社, 1980]
- [12] Cai Dayong, Bai Fengshan. Advanced numerical analysis. Beijing: Tsinghua University Press, 1997 (in Chinese) [蔡大用, 白峰衫. 高等数值分析. 北京: 清华大学出版社, 1997]
- [13] Redfern D, Campbell C. The Matlab 5 Handbook. New York: Springer, 1998

Physical Model and Numerical Algorithm Realization for RSD*

Deng Linfeng[†], Yu Yuehui, Peng Yabin, Zhou Yuming, Liang Lin, and Wang Lu

(Department of Electronic Science and Technology, Huazhong University of Science and Technology, Wuhan 430074, China)

Abstract: Fundamental equations for an RSD are derived through semiconductor theory. By considering the high level injection and high electric field effects, a physical model of an RSD is constructed, in which the reverse injection process is under pnn⁺ diode operation and the forward conduction process is under pin diode operation. Through the limit difference method, the partial differential equation of the semiconductor device is transformed into a difference equation, and the corresponding boundary condition is discretized with high accuracy. Combined with a typical RSD circuit, the circuit equations are written, and the voltage-time and current-time waveforms are gotten by means of the Runge-Kutta algorithm and the non-equilibrium carrier distribution. By comparing an RSD discharge experiment and model computation, the difference between the theoretical results and the experimental results are analyzed. The practical value of the model and algorithm is shown through an application circuit. As a result, the physical model and the numerical algorithm are proved valid, which lead a predictive role for RSD device design and circuit simulation.

Key words: RSD; high-level injection; non-equilibrium carrier

EEACC: 2560B

Article ID: 0253-4177(2007)06-0931-07

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Nos. 50277016, 50577028) and the Doctoral Program Foundation of Institute of Higher Education of China (No. 20050487044)

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

Received 31 October 2006, revised manuscript received 8 February 2007

©2007 Chinese Institute of Electronics