

Gunn 器件中畴的静止-渡越-静止模式的实验观察和计算机模拟

王守武 郑一阳 郭小林 张进昌

(中国科学院半导体研究所)

1982年6月22日收到

提 要

本文讨论在 GaAs n^+-n-n^+ 夹层结构的 Gunn 器件中畴的静止-渡越-静止模式，进行了实验观察和计算机模拟，指出在超过阈值的偏置电压下，当畴的耗尽层进入阳极附近的高掺杂区后，会逐渐停下来形成准静态畴，这时畴外电场达到最大值。如果这时阴极凹口仍不能形成新畴，则准静态畴将进一步调整成为真正的静止畴，而畴外电场也将由最大值下降到一个与偏压无关的固定值。经过理论分析，得到了静止畴所固有的与外加偏压无关的畴外电场与有源区掺杂浓度的关系式，并和计算机模拟的结果相比较，得到很好的符合。如果偏压的增加使准静态畴所对应的畴外电场最大值已经足够使阴极凹口形成新的畴，则静止畴将转变为渡越畴。如果偏压继续增加，使积累层尾部覆盖了阴极凹口，则畴会再次静止下来，直到偏压增加到畴发生雪崩为止。计算和实验表明，后一个静止区的电压变化范围要比前一个大得多。本文还讨论了两个转变电压和温度的关系及扩散系数对静止畴的影响。

一、引言

关于静止畴和静态负阻的问题，已经进行了很多研究。1971年 H. Thim^[1]首先观察到在超临界掺杂的 Gunn 器件中的静止畴的双稳开关，并在理论上进行了分析^[2]，认为这是再调整引起的由阳极俘获一个积累层畴。随后，Pauge 指出^[3]当扩散系数依赖于电场时会出现静态负阻。1973年 Murayama^[4]对具有均匀截面但在阳极端存在掺杂浓度梯度的器件进行了计算机模拟，发现渡越的高场畴会静止在这一区域。在实验上，S. H. Izadpanah 等^[5]在器件中观察到 41.5% 的电流降落的双稳开关。此外，对几何效应引起的静止畴也进行了研究。1972年 Tateno 等^[6]在具有阳极几何扩展结构的 Gunn 器件中观察到静止畴，并由 Tomizawa 等^[7]作了计算机模拟，表明畴在渡越到几何扩展区时会静止下来。随后，在平面 Gunn 器件中也观察到静止畴的双稳开关现象^[8]。

关于畴由静止转变为渡越的研究还不多。1978年 A. Aishima 等^[9]在研究宽带负阻时在计算机模拟中发现，当外加电压增大时，原来的静止畴会转变为渡越畴，转变电压与掺杂浓度和掺杂凹口有关，浓度越高，凹口越小，转变电压越高。1980年王守武等^[10]在研究静止畴时用计算机模拟也得到了畴从静止到渡越的转变，并在实验上观察到了这一结

果^[3].

对于静止畴的认识,包括形成的过程和机理,转变的过程和机理,温度及扩散作用的影响等,都还不很清楚。我们研究了这些问题,并首次报道了畴由静止转变为渡越后再次静止的实验及计算机模拟结果。我们制作了 n^+-n-n^+ 的夹层结构 Gunn 器件,观察到畴的静止-渡越-静止的过程,对两个转变过程的机理及温度和扩散系数的影响进行了讨论。根据计算机模拟的结果,对畴的再调整过程,静止畴形成后畴外电场与外加电压和掺杂浓度的关系,转变电压与电压上升率的关系都作了说明。

二、实验观察和计算机模拟

实验采用的样品是 n^+-n-n^+ 夹层结构的 Gunn 器件。在 n^+ 衬底上生长约 $10\mu m$ 的 n -GaAs 外延层,浓度为 $2 \times 10^{15}/cm^3$,电子迁移率约 $6000 cm^2/V.s$,然后再在上面液相外延生长一层约 $2\mu m$ 的 n^+-GaAs 层,采用 Au-Ge-Ni 合金分别在两边作成欧姆接触,样品经封装后在 $18GHz$ 的双通道取样示波器上观察电流和电压波形。

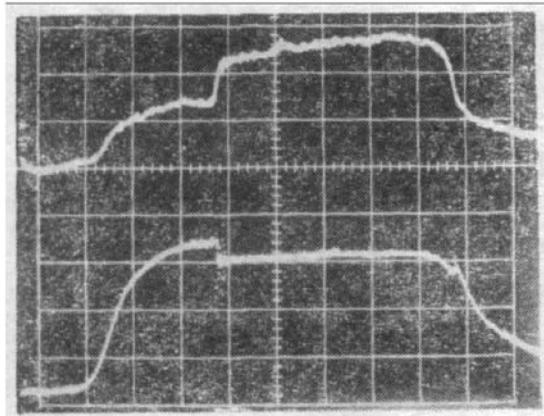


图 1 低电压下静止畴的电流电压波形

X 轴 $t = 10ns/格$

Y 轴 上: $V = 5V/格$ 下: $I = 135mA/格$

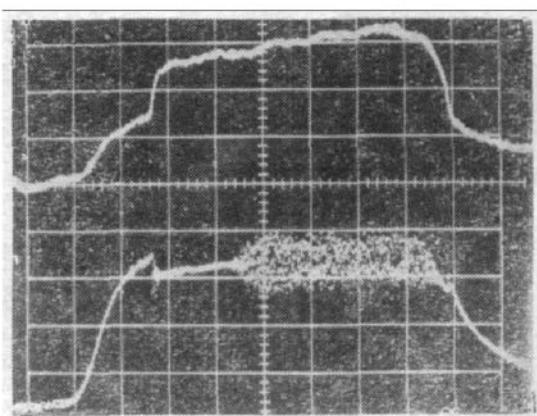


图 2 电压升高后静止畴变为渡越畴

图 1 是观察到的结果,图中上支为电压波形,下支为电流波形。可以看出,随着电压升高,开始电流随电压线性增加,当达到阈值时开始有畴产生。由于畴吸收了外加电压,使电压上升,电流下降。当畴静止后,即在 $40ns$ 的时间内电流达到一个稳定值,不再随时间变化,形成静止畴。当外加偏压再升高时,在图 2 中当 $V = 14V$ 时,静止畴转变为渡越畴,器件内出现电流振荡。为了清楚地进行观察,我们采用窄脉冲进行测试,并将波形展宽,从图 3 中可以看到清晰的相干振荡波形。如果电压继续升高,在图 4 中当 $V = 22V$ 时,畴再次静止,这时畴吸收了更多的外加电压,使电压波形再一次升高,此后随着偏压升高,畴区不断长大,但保持静止,直到 $V = 30V$ 畴发生雪崩,如图 5 所示。畴雪崩后,电压下降,电流上升。

为了说明上述实验结果,进行了计算机模拟。在计算时参考了文献 [12] 的方法。对 n^+-n-n^+ 夹层结构的 Gunn 器件的计算采用了一维模型,因为这时畴在两个平行电极间传播,有源区长度小于器件直径,体内电场分布基本上均匀。

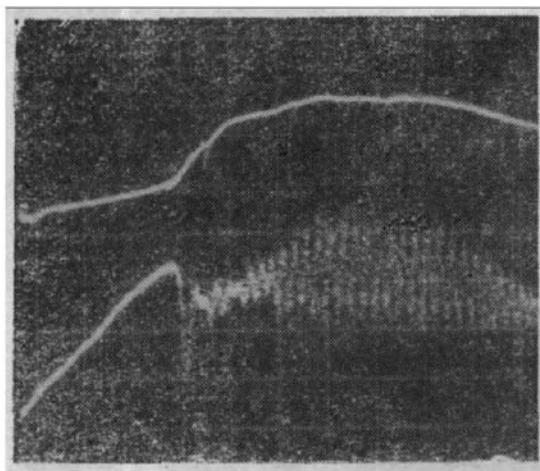


图3 转变为渡越瞬后电压电流波形(展宽)

X轴 $t = 1\text{ns}/\text{格}$
Y轴 上: $V = 5\text{V}/\text{格}$
下: $I = 135\text{mA}/\text{格}$

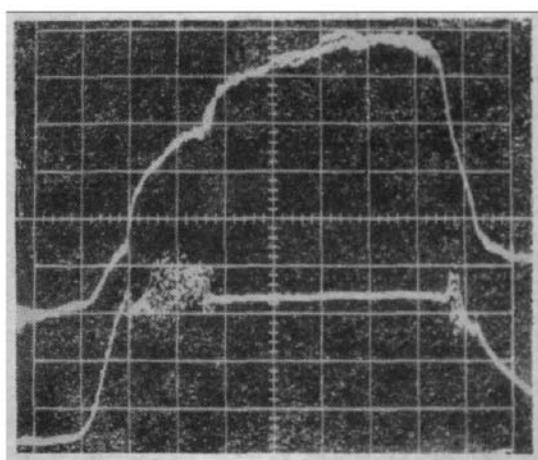


图4 电压再升高时再次形成静止瞬

X轴 $t = 10\text{ns}/\text{格}$
Y轴 上: $V = 5\text{V}/\text{格}$
下: $I = 135\text{mA}/\text{格}$

计算采用通常的电流方程和泊松方程:

$$J(t) = \epsilon n(x, t)v(E) - \epsilon D(E) \frac{\partial n(x, t)}{\partial x} + \epsilon \frac{\partial E(x, t)}{\partial t},$$

$$\frac{\partial E(x, t)}{\partial x} = \frac{\epsilon}{\sigma} [n(x, t) - N_0(x)].$$

其中, x 是空间变量, t 是时间变量, ϵ 是电子电荷, 为 1.602×10^{-19} 库仑, σ 是 GaAs 的介电常数, 为 1.1094×10^{-12} 法拉/厘米, $n(x, t)$ 是载流子浓度, $N_0(x)$ 是掺杂浓度, $E(x, t)$ 是电场, $D(E)$ 是扩散系数, 我们采用文献 [10] 和文献 [13], [14] 给出的关系, 另外也采用了不随电场变化的关系进行计算. 速度-电场关系 $v(E)$ 采用下式:

$$v(E) = \frac{2.25 \times 10^9}{T} E$$

$$\cdot \frac{1 + \frac{0.265}{1 - 5.3 \times 10^{-4}T} \left(\frac{E}{E_0}\right)^3}{1 + (E/E_0)^4}.$$

在计算中, 一般采用 $T = 300\text{K}$ 时的关系.

在解上述非线性方程时用到端电压条件:

$$V(t) = \int_0^l E(x, t) dx.$$

另外, 边界条件为器件两端电场强度为零:

$$E(0, t) = E(l, t) = 0.$$

计算中根据需要改变阳极掺杂浓度分布和偏置电压. 对于偏压, 采用正弦上升形式, 当达到最大值时保持恒定, 这样可以避免在计算中出现不连续点. 电压上升时间为 25ps .

在计算中要取一个合理的器件模型, 根据夹层器件的实际情况, 在计算时设器件的阴

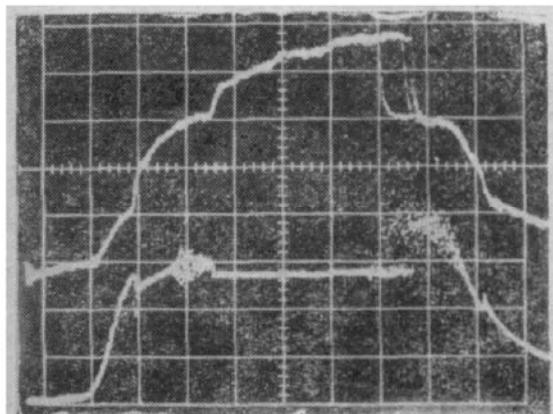


图5 瞬的静止-渡越-静止-雪崩过程

X轴 $t = 10\text{ns}/\text{格}$
Y轴 上: $V = 5\text{V}/\text{格}$ 下: $I = 135\text{mA}/\text{格}$

极和阳极都是欧姆接触，并有一个数量级的浓度增加。考虑畴到达阳极后耗尽层要进入阳极，阳极必须有足够的空间电荷被耗尽，因此设阳极的高浓度区有足够的宽度。

三、分析讨论

下面根据实验观察和计算机模拟结果，讨论 n^+-n-n^+ 夹层结构 Gunn 器件当外加电压不断增加时的静止-渡越-静止模式。

1. 较低电压下畴的静止

在较低的偏置电压下畴静止的实验结果如图 1 所示。图 6 和图 7 是相应的计算机模拟结果。图 6 是外加偏压为 11V 时不同时刻的电场和载流子浓度的分布，从图中可以看到畴从生长到静止的全过程。图 7 为不同时刻的畴内峰值电场，畴外电场，外加偏压和电流的变化。

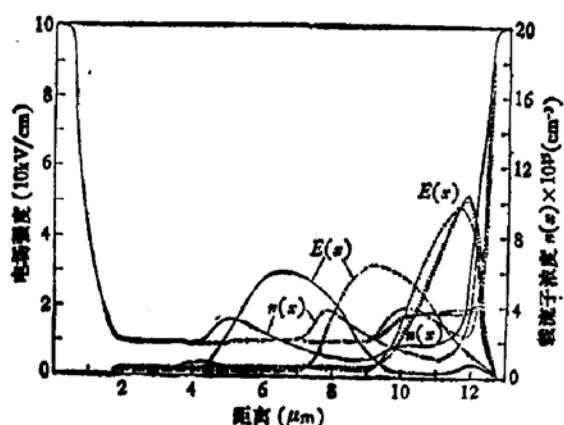


图 6 静止畴的电场和载流子浓度分布

计算条件：
样品长度 $10\mu\text{m}$
外加电压 11V
 —— 25ps
 —— 50ps
 -·-·- 75ps
 -·-·-·- 100ps
 -·-·-·-·- 150ps

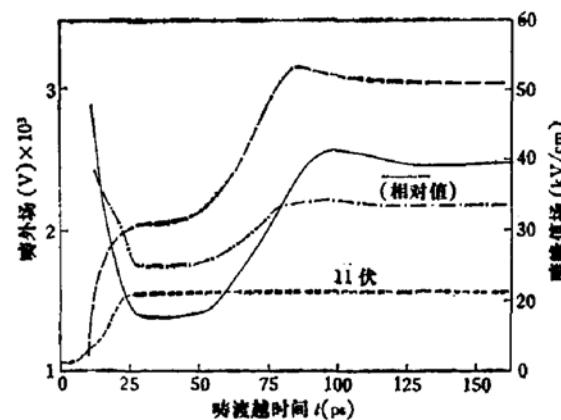


图 7 静止畴的峰值电场，畴外电场，电流和电压

—— 峰值电场
—— 畴外电场
-·-·- 电流
-·-·-·- 电压

计算中采用的参数是：器件长度 $10\mu\text{m}$ ，掺杂浓度 $2 \times 10^{15}/\text{cm}^3$ ，阳极掺杂浓度在 $1\mu\text{m}$ 内以指数形式上升 1 个数量级，阴极凹口 17.5%。当刚加上偏压时，畴尚未形成，电流随电压的增加而升高，这是欧姆区。电压继续增加并超过阈值时，开始有畴产生并生长，由于畴吸收了外加电压，使畴外电场降低，电流迅速下降。 $t = 25\text{ps}$ 后，外加电压达到稳定，畴也生长成稳态畴，电流达到谷值。在外电场作用下，畴不断向阳极渡越，畴的大小和形状保持不变。由于畴外电场比阈值小得多，所以不会有新的畴产生。在 $t = 50\text{ps}$ 时，畴的耗尽层前沿到达阳极高浓度区边缘。随着耗尽层进入掺杂浓度梯度区域，畴的大小和形状发生很大变化，原来的 $N_0(x)$ 变为新的 $n(x)$ 分布，比原来的分布更陡，阳极边界进

一步向前移动。这时畴内峰值电场和畴外电场都会增加。畴内峰值电场增加是由于外加电压不变而又大部分降在畴上,当畴进入高浓度区后会变窄,从而使畴内电场增加。畴外电场增加可以这样考虑,即把畴看作电容,畴变窄相当于电容的两个板间距减小,电容增大,相应地需要充电,从而使通过外电路的电流增大,这就导致畴外电场增加。

在 $t = 75\text{ps}$ 之后,畴将逐渐停下来。畴的耗尽层和积累层交界即电场峰值位置还在向前移动,耗尽层已全部进入高浓度区,由于畴不断变窄,积累层内的空间电荷增加,使得畴内峰值电场进一步增加, $t = 87.5\text{ps}$ 时达到最大。与此同时,畴外电场也增加, $t = 100\text{ps}$ 时达到最大。从图 6 和图 7 可以看到扩散作用对畴静下来的影响。 $t = 75\text{ps}$ 之前,由于积累层和耗尽层都在均匀掺杂区,这时积累层后部和耗尽层前部均有 $\frac{dn(x)}{dx} > 0$,因此扩散速度为正值,和漂移速度反向,而耗尽层前部和积累层后部 $\frac{dn(x)}{dx} < 0$,两个速度同向。应该看到,这时畴在向前移动,积累层区域内的电场在下降,因此有一个负的位移电流,在积累层前部,位移电流和扩散电流方向相反,起相互抵消的作用,在耗尽层前部,位移电流和扩散电流都是正的,但这里由于耗尽而使载流子浓度很低,漂移电流很小,所以不论哪里,位移电流,扩散电流和漂移电流三者的总和能保持各处相同。但当畴的耗尽层进入高掺杂区后,畴逐渐停下来。位移电流迅速下降,同时耗尽层后部由于进入高掺杂区而使载流子浓度不下降,或甚至有所提高,为保持三项电流的总和处处相同,要求积累层前部和耗尽层后部的扩散速度均由正变负,使整个畴的 $\frac{dn(x)}{dx}$ 都趋向正值。当 $t = 100\text{ps}$ 时,畴的积累层和耗尽层交界即畴的峰值电场位置不再向前移动,在这个意义上,我们说畴停下来。这时整个畴内有 $dn(x)/dx > 0$,扩散速度均为正值,畴外电场达到最大值。我们称这时的状态为准静态。这时的畴虽然已停下来,但还没静止。

$t = 100\text{ps}$ 是一个转折点,这时畴外电场达到最大值,如果这时阴极凹口处电场还不足以使新畴产生,则原有畴将进一步调整,位移电流将最终趋于零,而积累层前端的大部分区域内, $n(x)$ 的分布趋于平坦,从电场分布看,畴的前沿和尾部要向回退一些,峰值电场也下降一些,但其位置不变,即畴并没向回运动,只是调整其分布的形状,同时畴外电场也相应减小一些。当 $t = 150\text{ps}$ 时,各种作用达到相对平衡,各种参数达到稳定,这时畴真正静止下来。这时的畴称为静止畴,而 $t = 100\text{ps}$ 时的畴称为准静止畴。

我们用计算机模拟分析了不同电压下静止态和准静态之间电场差的大小,结果如图 8 和图 9 所示。计算表明,当偏压较低时,两个状态间的电场相差很小,随着偏压升高,电场差也增大。这是因为偏压升高时,位移电流增加。计算还表明,当扩散系数变大时,扩散作用增强,则两个状态的电场差减小,畴外电场变化更小。这说明扩散作用强时,畴内可以很快趋于平坦分布,使准静态很快转变为静止态。

当 $t = 150\text{ps}$ 后,畴已静止。当外加电压高过阈值不多时,畴内峰值电场还没达到饱和速度的电场,积累层前部的漂移速度随 x 的增加而降低,因此 $\frac{dn(x)}{dx} > 0$,以保证总电流不随 x 变化。当外加电压较高时,积累层前端的大部分区域内漂移速度达到饱和值,而 $n(x)$ 分布也趋于平坦,相应的电场分布的斜率为常数。因此可以说,在畴区内部 $\frac{dn(x)}{dx} \geqslant$

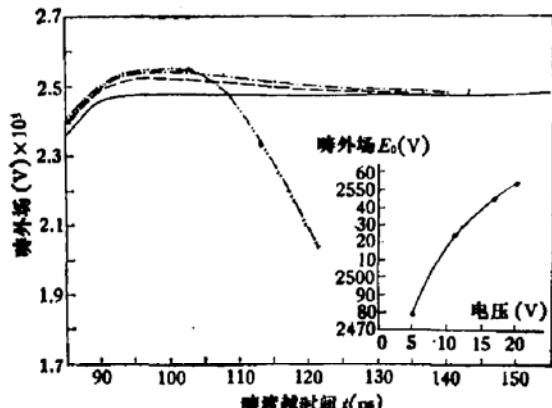


图 8 不同偏压下畴由准静态到静止态
计算条件: 样品长 $10\mu\text{m}$

— 5V
— 11V
- - - 17V
· · · 20V

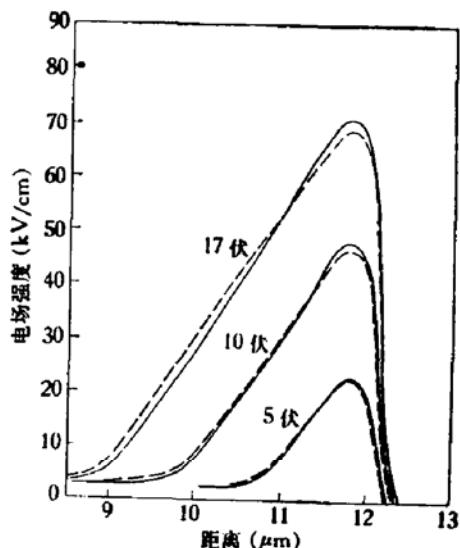


图 9 不同偏压下畴的准静态和静止态的电场分布
—— 准静态
- - - 静止态

0 是静止畴的一个标志。

在静止畴的情况下, 外加电压的高低只能影响畴的宽窄和畴内电场的大小而不能改变畴外电场。因此在畴已经静止之后, 如果外加电压以非常慢的速度上升, 则静止畴不会转变为渡越畴, 这在计算机模拟中得到证实。为更清楚地说明这点, 下面从理论上作些解析分析。

在静止畴的情况下, $\frac{\partial E}{\partial t} = 0$, 位移电流为零, 因此有:

$$D \frac{dn}{dx} = nv - N_0 v_0. \quad (1)$$

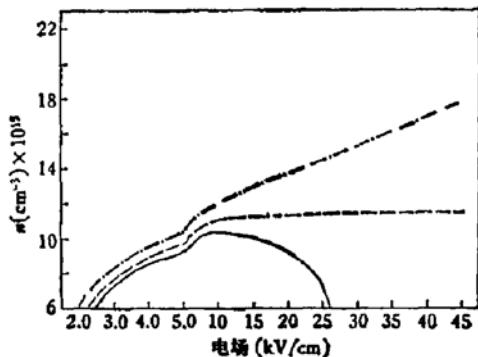
其中 N_0 和 v_0 是畴外的载流子浓度 (即均匀区的掺杂浓度) 和载流子速度, v 是畴内的载流子速度, 它是电场的函数。 D 是扩散系数, 为计算方便, 设 D 为常数。上式可写成:

$$D \frac{dn}{dE} \frac{dE}{dx} = nv - N_0 v_0. \quad (2)$$

在掺杂均匀的区域内, 泊松方程为 $\frac{dE}{dx} = \frac{e}{\epsilon} (n - N_0)$, 代入 (2) 式得到:

$$D \frac{e}{\epsilon} (n - N_0) \frac{dn}{dE} - nv(E) + N_0 v_0 = 0. \quad (3)$$

这是一个 n 对 E 的非线性微分方程, 其初始条件为 $E = E_0$ 时, $n = N_0$, 而且 $v(E_0) = v_0$ 。因此, 给出一定的 E_0 和 N_0 , 可以用数值积分求出一条 $n-E$ 曲线, 如图 10 所示。从图中可以看到, 在一定的 $N_0 = 6 \times 10^{15}/\text{cm}^3$ 时, 改变 E_0 可以使 $n-E$ 曲线在 E 的相当大的区域向上翘或往下弯, 只有一个一定的 E_0 才能使 $n-E$ 曲线在高场区是水平的。在图中 $E = 2300\text{V}/\text{cm}$ 已接近水平, 用计算机模拟得到 $E = 2378\text{V}/\text{cm}$ 时达到水平。这个 E_0 就是实际上畴静止时的畴外电场。这是因为在高场区, $v(E) \rightarrow v_0$ (常数), 这时 (1) 式的解成为

图 10 不同畴外电场 E_0 下的 $n-E$ 关系计算条件 $N_0 = 6 \times 10^{15} / \text{cm}^3$ $E_0 = 2500 \text{ V/cm}$ $E_0 = 2300 \text{ V/cm}$ $E_0 = 1980 \text{ V/cm}$

$n = Ae^{\frac{\nu_0}{D}s} + \frac{N_0\nu_0}{\nu_s}$, 如果 $A \neq 0$, 则高场区的载流子浓度将随 s 指数地上升或下降, 这在实际上是不可能的, 因此在均匀掺杂区的高场区域, n 一定接近于常数, 这与文献 [4] 的结果相似.

从上面的分析可以知道, 静止畴的畴外电场 E_0 只与 N_0 有关, 与外加电压无关. 这是一个很重要的结论, 计算机模拟也证实了这一点.

下面对 N_0 和 E_0 的对应关系作近似的估算.

由(3)式可得到:

$$\frac{n}{N_0} - \ln \frac{n}{N_0} - 1 = \frac{s}{eDN_0} \int_E^\infty \left[\nu(E) - \frac{N_0\nu_0}{n(E)} \right] dE. \quad (4)$$

式中设 D 为常数, 等于 $200 \text{ cm}^3/\text{s}$. 在上式中, 要求当 $E \rightarrow \infty$ 时, $n \rightarrow n_s$ (n_s 为有限的常数). 如取 ν 为:

$$\nu(E) = aE \cdot \frac{1 + b(E/E_1)^3}{1 + (E/E_1)^4}. \quad (5)$$

($a = 0.75 \times 10^4 \text{ cm}^2/V \cdot s$, $b = 0.316$, $E_1 = 3516 \text{ V/cm}$), 则得到:

$$\begin{aligned} \int_0^E \nu(E)dE &= a \left\{ bE_1E + \frac{E_1^2}{2} \operatorname{arctg}(E/E_1)^2 \right. \\ &\quad \left. - \frac{bE_1^2}{4\sqrt{2}} \left[\ln \left(\frac{(E/E_1)^2 + \sqrt{2}(E/E_1) + 1}{(E/E_1)^2 - \sqrt{2}(E/E_1) + 1} \right) + 2\operatorname{arctg} \left(\frac{\sqrt{2}(E/E_1)}{1 - (E/E_1)^2} \right) \right] \right\}. \end{aligned} \quad (6)$$

当 $E \rightarrow \infty$ 时, $\nu(E) \rightarrow abE_1 = \nu_s$. 为使(4)式右边也当 $E \rightarrow \infty$ 时趋于一定的有限数值, 必须有:

$$\lim_{E \rightarrow \infty} \left[\nu(E) - \frac{N_0\nu_0}{n(E)} \right] = 0.$$

所以得到:

$$\lim_{E \rightarrow \infty} n(E) = n_s = \frac{N_0\nu_0}{\nu_s}. \quad (7)$$

因此, (4)式可写成:

$$\begin{aligned} \frac{n_t}{N_0} - \ln \frac{n_t}{N_0} - 1 &= \frac{\epsilon}{eDN_0} \int_{E_0}^{\infty} \left[\nu(E) - \frac{N_0}{n} \nu_0 \right] dE \\ &= \frac{\epsilon}{eDN_0} \left[\int_{E_0}^{\infty} \nu(E) dE - \int_{E_0}^{E_1} \frac{N_0 \nu_0}{n} dE - \int_{E_1}^{\infty} \frac{N_0 \nu_0}{n_s} dE \right] \\ &= \frac{\epsilon}{eDN_0} \left[\int_{E_0}^{\infty} [\nu(E) - \nu_s] dE - N_0 \nu_0 \int_{E_0}^{E_1} \frac{dE}{n(E)} + \nu_s (E_1 - E_0) \right]. \end{aligned} \quad (8)$$

其中, E_1 为一定的电场强度, 当 $E > E_1$ 时, $\nu(E)$ 基本上达到稳定值 ν_s .

从(6)式不难求出:

$$\int_0^{\infty} [\nu(E) - \nu_s] dE = \frac{\pi a E_1^2}{4}. \quad (9)$$

当 $E \ll E_1$ 时, $\nu(E) \approx aE$, 所以有:

$$\int_0^{E_0} [\nu(E) - \nu_s] dE = \frac{a}{2} E_0^2 - ab E_1 E_0. \quad (10)$$

由(9)和(10)式得到:

$$\int_{E_1}^{\infty} [\nu(E) - \nu_s] dE = a \left(\frac{\pi}{4} E_1^2 + b E_0 E_1 - \frac{1}{2} E_0^2 \right). \quad (11)$$

下面估算(8)式右边括号中的第二项。从计算机模拟的结果来看, 当电场从 E_0 上升到 E_1 的过程中, n 可以近似地看作随 x 的增加而线性地增加, 即 $n = cx + N_0$, 因此有:

$$\int_{E_0}^E \frac{dE}{n(E)} = \int_0^{x_1} \frac{1}{n} \left(\frac{dE}{dx} \right) dx = \int_0^{x_1} \frac{c}{\epsilon} \left(1 - \frac{N_0}{n} \right) dx = \int_0^{x_1} \frac{c}{\epsilon} \left(\frac{cx}{cx + N_0} \right) dx.$$

其中 $x_1 = \frac{n_t - N_0}{c}$ 为电场达到 E_1 时的 x , 由此得到:

$$\int_{E_0}^{E_1} \frac{dE}{n(E)} = \frac{c}{\epsilon} \frac{N_0}{c} \left(\frac{n_t}{N_0} - \ln \frac{n_t}{N_0} - 1 \right). \quad (12)$$

同样可得

$$\int_{E_0}^{E_1} dE = E_1 - E_0 = \int_0^{x_1} \frac{c}{\epsilon} (n - N_0) dx = \int_0^{x_1} \frac{c}{\epsilon} cx dx = \frac{c^2}{2\epsilon} x_1^2.$$

所以, $E_1 - E_0 = \frac{c}{2\epsilon c} (n_t - N_0)^2$, 代入(12)式得到:

$$\int_{E_0}^{E_1} \frac{dE}{n(E)} = \frac{2(E_1 - E_0)N_0}{(n_t - N_0)^2} \left(\frac{n_t}{N_0} - \ln \frac{n_t}{N_0} - 1 \right). \quad (13)$$

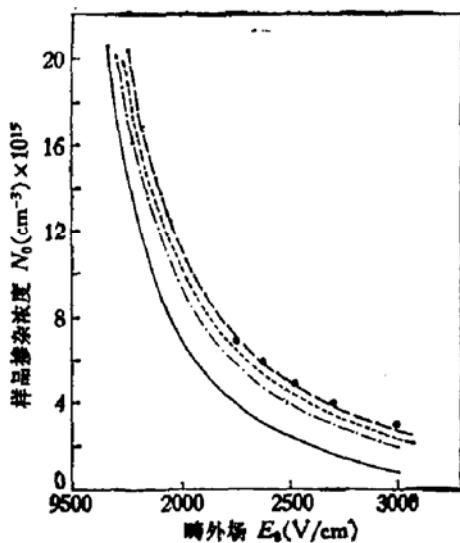
在(7)式中考虑 $\nu_0 = aE_0$, $\nu_s = abE_1$, 可以得到:

$$E_0 = bE_1 \frac{n_t}{N_0}. \quad (14)$$

将(11), (13)和(14)式代入(8)式, 不难得出:

$$\begin{aligned} N_0 &= \frac{\epsilon}{eD} \left\{ ab^2 E_1^2 \left[\frac{\pi}{4b^2} + \frac{n_t}{N_0} - \frac{1}{2} \left(\frac{n_t}{N_0} \right)^2 \right] \right. \\ &\quad \left. - abE_1 \left[E_1 - bE_1 \left(\frac{n_t}{N_0} \right) \right] \cdot \left[\left(\frac{n_t}{N_0} \right)^2 - 1 - 2 \frac{n_t}{N_0} \ln \frac{n_t}{N_0} \right] \cdot \left[\frac{n_t}{N_0} - 1 \right]^{-1} \right\} \\ &\quad \times \left\{ \frac{n_t}{N_0} - \ln \frac{n_t}{N_0} - 1 \right\}^{-1} \end{aligned} \quad (15)$$

上式右边是 $\frac{n_t}{N_0}$ 的函数。对一定的 $\frac{n_t}{N_0}$ 值, 用(14)式可以算出 E_0 , 用(15)式可以算出 N_0 , 因此以 $\frac{n_t}{N_0}$ 作为参变量, 可以求得 N_0 与 E_0 的对应关系, 如图 11 所示。当 $E_2 = 5000 \text{ V/cm}$ 时, 计算的结果与计算机模拟的结果符合得很好。

图 11 N_0-E_0 的关系

- $E_2 = 20000 \text{ V/cm}$
- - - $E_2 = 11000 \text{ V/cm}$
- · - $E_2 = 8000 \text{ V/cm}$
- · - - $E_2 = 5000 \text{ V/cm}$

图中圆点为计算机模拟结果

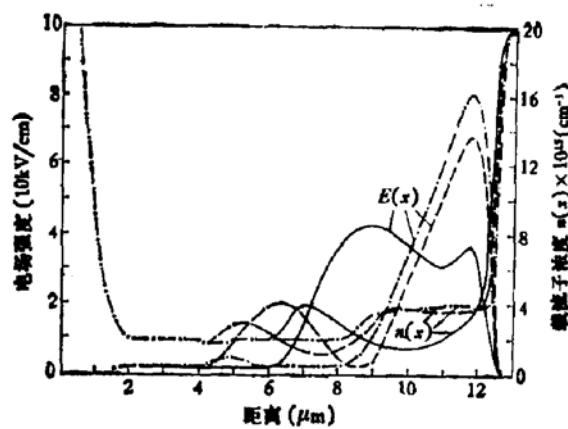


图 12 偏压加高后畴又开始渡越

- 计算条件: 样品 $10 \mu\text{m}$
电压 20V
- - - 100ps
 - · - 125ps
 - 150ps

2. 偏压加高后转变为渡越畴

实验上已观察到, 当外加偏压升高时, 静止畴会转变为渡越畴。从计算机模拟的结果分析中知道, 畴到达阳极而进入准静态时, 畴外电场达到峰值, 因此这时的阴极凹口处电场是否能引起新的畴产生, 是决定畴能否成为渡越畴的关键。前面已经提到, 畴完全静止后, 畴外电场与外加偏压无关, 但准静态时的畴外峰值电场却是与外加偏压有关的, 偏压越高, 这个电场峰值越高, 如果偏压随时间升高, 则畴外电场峰值不仅与偏压的瞬时值有关, 而且与偏压的上升率有关, 这是因为当偏压升高时, 畴在变宽, 对畴来说需要一个充电电流, 这个电流使畴外电场有个额外的增加, 偏压上升率越大, 额外的增加也越多。下面是计算机模拟的结果。我们先用不同的恒定偏压来确定转变电压, 计算条件同前。当偏压由 5V 逐级增加到 17V 时, 畴仍保持静止, 畴外电场在 $t = 100\text{ps}$ 的准静态之后, 从最大值减小, 最后达到稳定。但当偏压为 20V 时, 准静态时阴极凹口已产生新畴, 如图 8 和图 12 所示, 随着新畴生长, 畴外电场迅速下降。

但是当外加递增的偏压时, 情况就不同了。计算中其它条件不变, 在 17V 下当 $t = 150\text{ps}$ 时形成静止畴, 然后采用不同的电压上升率来观察畴的运动。如果电压在 100ps 中上升 0.5V 时, 畴仍保持静止, 不会引起新的畴产生。当电压在 100ps 内上升 1V 时, 则 $V = 17.5\text{V}$ 时新的畴在阴极凹口产生, 发生转变。如果使电压在 100ps 内上升 1.5V 时, 则

转变过程发生的更早。如果在 $V = 9.5V$ 偏压下形成静止畴，然后让电压在 100ps 内上升 $3V$ ，结果不到 $10V$ 畴就发生了转变。

在一定的畴外电场峰值下，阴极凹口的深浅直接影响该处能否形成新畴，因此也必然影响转变电压。在我们计算采用的条件下，当凹口深度超过 20% 时，即使偏压低到刚超过阈值，畴也无法静止。实验上也证实，金属接触为阴极的器件中一般没有静止畴。如果凹口为零，即使偏压很高（大于 $50V$ ），虽然畴外电场也增加，但仍不能触发新畴产生，而畴内电场已达 120kV/cm ，超过畴雪崩条件而要开始发生雪崩了。

当新畴产生后，旧畴将逐渐消失。这是由于 GaAs 材料具有负微分迁移率，新畴一旦产生，就会很快生长，新畴上的电压降迅速增加，它不仅吸收畴外电场而使它迅速下降，而且还吸收旧畴上的电压降。 $t = 100\text{ps}$ 时原有畴停止。当新畴产生后，旧畴上的电场将沿最大值的两边一起降低，畴内出现负的位移电流，需要用正的扩散电流补偿，因此在 $t = 125\text{ps}$ 时畴内将出现 $d\eta(x)/dx < 0$ 的情况，而畴将逐渐变窄直到最后消失，同时，新畴逐渐生长成稳态畴。在旧畴消失的整个过程中，电场最大值位置始终不变，这说明畴不是由于不断向阳极移动而消失，而是由于畴电压减小使耗尽层和积累层同时变小直到全部消失。

可以看出，畴从静止转变为渡越的关键在于准静态时的畴外电场最大值，它与畴是否进入阳极接触无关。在图 7 中，畴的耗尽层已经进入阳极边界，但畴仍然静止。因此，把静止畴转变为渡越畴的原因归结为高场畴进入阳极接触，从而使畴电压转移到畴外，畴外电场升高而在阴极凹口激发出新畴，这样的看法是不正确的。

另外，畴内扩散速度的大小也不能决定畴是否静止。在很多情况下，畴的阳极侧边界处扩散速度很大，有时超过漂移速度的一半，但仍不能形成静止畴。

必须指出，当畴完全静止后，畴外电场的大小与外加偏压无关，但在畴生长时和在准静态时的畴外电场则和外加偏压的大小及变化速率有关，而且成为引起转变的关键。

3. 电压再升高后再次产生静止畴

实验中观察到，当外加电压继续增加时，渡越畴会再次静止下来，而且这个静止区中电压可以增加到很大，直到发生畴雪崩。我们用计算机模拟进行了研究。结果表明，当偏压升高时，畴不断展宽，积累层后部边缘将到达阴极凹口，由于积累层电子浓度较高，使凹口处浓度也升高，等于凹口变浅，抑制了在凹口处产生新畴，形成新的静止条件。当电压再升高时，畴进一步展宽，凹口将被积累层填满，由于体内没有了凹口，新畴不能再产生，这样，畴将在很大的电压范围内保持静止，直到外加偏压加高到使畴发生雪崩时为止。图 13 表示出这种情况下畴从生长到稳定的过程。畴形成后向阳极渡越，同时偏压仍在增加，畴也不断展宽，使积累层边缘仍在凹口附近。由于畴很宽而有源区较短，耗尽层已达到阳极高浓度区，积累层也趋于平坦，这个调整过程与前述静止畴的情况相似。最后当畴静止时，积累层尾部仍留在阴极凹口，使新畴无法产生。因此不管偏压怎样加高，畴仍保持静止。

实验中观察到的渡越畴转变为静止畴的电压要低一些，大约 $25V$ 左右。这可能是由于实际的凹口位置离阴极近些，或 N_a 低些，这样可以在较低电压下实现再次静止的转变。

关于转变过程和温度的关系也进行了计算。计算中只考虑了漂移速度随温度的变化而没有考虑扩散系数及其它参数的温度关系,因此这只是个粗略的考虑。计算表明,温度升高时漂移速度变小,畴宽明显增加,这对畴再次静止是有利的,实验上也观察到,由振荡到再次静止的转变电压随温度的升高而减小。在测量中还观察到,同一器件用于脉冲工作时的转变电压高于连续工作时的值,也证实了上述结果。实验还表明,静止畴转变为渡越畴的转变电压也随温度的增加而下降,在较高的温度下,第一个静止区会消失,因为这时的转变电压已和阈值电压相重合。

对于扩散系数对畴的影响也进行了计算。结果表明,扩散系数较大时畴容易静止。使用 Rees-Fawcett 的 $D(E)$ 关系时,其阈值电场时的扩散系数最大值较小,扩散作用较小,畴内电子不容易扩散,畴比较窄,畴内最大电场和畴外电场都比较大,很容易引起新的畴在阴极凹口产生而形成渡越畴模式。如果用 Ruch-Kino 的 $D(E)$ 关系,则扩散系数的最大值较大,这时畴较宽,畴内最大电场和畴外电场都较小,畴就容易静止。

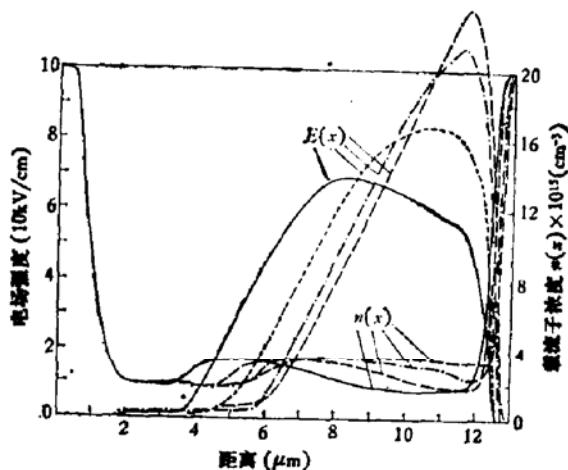


图 13 电压再升高时畴再次静止

计算条件: 样品长 $10\mu\text{m}$
外加电压 44V
— 50ps - - - 75ps
- - - 100ps - - 150ps

四、结 论

我们从实验和计算机模拟,都得到了在 n^+-n-n^+ 夹层结构 Gunn 器件中,当偏压不断升高时,可以出现畴的静止-渡越-再静止-雪崩的过程,并得到如下结论:

1. 当畴的耗尽层进入阳极高掺杂区后,会出现一个准静态,这时畴停止向前运动,畴外电场达到最大值,而畴能否静止下来,决定于这时阴极凹口处电场能否引起新的畴产生。如果不形成新畴,则旧畴将进一步调整成静止畴,而畴外电场也将由最大值下降到一个与外加偏压无关的固定值。
2. 准静态畴是一个发展中的畴,因此它所对应的畴外电场峰值,不仅与当时的外加偏压有关,偏压越高,畴外电场峰值也越高,而且与偏压的上升率有关,上升越快,畴外电场峰值也越高。一旦畴外电场峰值升高到足以在阴极凹口激发新畴产生,静止畴就转变为渡越畴。
3. 当偏压升高到准静态时畴的尾部已经展宽到阴极凹口处,使得新畴无法产生,则渡越畴将再次变为静止畴,直到电压继续升高到畴发生雪崩为止。
4. 计算表明,阴极凹口对畴能否静止非常重要。阳极掺杂浓度梯度在足够大的值下有较宽的变化范围。扩散系数大些有利于形成静止畴。

本工作得到我所计算站的同志的很大支持,还得到邮电部半导体研究所李元垠,王颖娴同志的帮助,在此表示感谢。

参 考 文 献

- [1] H. Thim, *Electron. Lett.*, **7**, 10(1971).
- [2] H. Thim, *Proc. IEEE*, **59**, 1285(1971).
- [3] P. S. Pauge, *IEEE Trans.*, ED-18, 390(1971).
- [4] K. Murayama and T. Ohmi, *Jpn. J. Appl. Phys.*, **12**, 1931(1973).
- [5] S. H. Izadpanah, B. Jeppesen, P. Jeppesen and P. Jøndrup, *Proc. IEEE (Lett.)*, **62**, 1166(1974).
- [6] H. Tateno and S. Kataoka, *Proc. IEEE*, **60**, 919(1972).
- [7] K. Tomizawa, H. Tateno and S. Kataoka, *IEEE Trans.*, ED-19, 1299(1972).
- [8] A. Colquhoun, K. Yokoo and S. Ono, *IEEE Trans.*, ED-21, 681(1974).
- [9] A. Aishima, K. Yokoo and S. Oho, *IEEE Trans.*, ED-25, 640(1978).
- [10] 王守武, 潘国雄, 王重云, 半导体学报, **1**, 204(1980).
- [11] 王守武, 郑一阳, 未发表.
- [12] M. R. Lakshminarayana and L. D. Partain, *IEEE Trans.*, ED-27, 546(1980).
- [13] W. Fawcett and H. D. Rees, *Phys. Lett.*, **29A**, 578(1972).
- [14] K. R. Freeman and G. S. Hobson, *IEEE Trans.*, ED-19, 62(1972).

A Study of the Transformations between Stationary and Transit Domains in a Gunn Device

Wang Shouwu, Zheng Yiyang, Xi Xiaolin and Zhang Jinchang

(Institute of Semiconductors, Academia Sinica)

Abstract

The transformations between stationary and transit domains in a Gunn device which has a $n^+ - n - n^+$ sandwich structure with a doping gradient near the anode are investigated. Experimental observation and computer simulation are carried out. When the domain reaches the anode, it will stop and become a quasi-stationary domain. By this time the field outside the domain reaches its maximum value. If the bias voltage is not high enough so that this maximum value of field outside the domain does not cause a new domain to be created at the notch near the cathod, the quasi-stationary domain will then readjust itself to become a real stationary domain, while the field outside the domain will decrease to a fixed value, which is independent of the bias voltage. Theoretical analysis has been carried out and an analytical relationship between the field outside the domain for real stationary domains and the doping density in the active region of the device is obtained. If the bias voltage increases, the maximum value of the field outside the domain, which is accompanied by the quasi-stationary domain, increases too. As soon as this maximum value becomes high enough to cause a new domain to be created at the notch, the stationary domain mode will transform into transit domain mode. It is noticed that the maximum value of the field outside the domain depends not only on the instantaneous value but also on the increasing rate of the bias voltage. If the bias voltage increases further, the rear part of the quasi-stationary domain will extend over the notch near the cathode, and a new stationary domain will occur again. This state will be maintained until the avalanche takes place. The influence of diffusion coefficient on stationary domain and the temperature dependence of the threshold voltages of the two kinds of transformation between stationary and transit domains are also discussed.