

半 导 体 译 丛

隧道二极管

謝 希 德 主 編

3
上海市科学技术編譯館

· · · · ·

隧道一极音

· · · · ·



· · · · ·

半导体译丛
隧道二极管

謝希德 主編

*

上海市科学技术編譯館出版

(上海南昌路59号)

新华书店上海发行所发行 各地新华书店經售

商务印书館上海厂印刷

*

开本 787×1092 1/16 印张 3 7/8 字数 116,000

1963年5月第1版 1963年5月第1次印刷

印数 1—2,000

編 号 : 5009 • 67

定 价 : 0.70 元

目 录

1. 江崎二极管的原理、設計、特性以及制造和测量的方法	1
2. 应用隧道二极管的設計	21
3. 江崎二极管或隧道二极管	36
4. 隧道二极管	47
5. 隧道二极管(工作与应用)	52
6. 隧道二极管的特性	56

江崎二极管的原理、設計、特性以及制造和測量的方法

福井 初昭

《电子工业》9, (9):30~48(1960) [日文]

江崎二极管的发明

1957年春夏之間,索尼公司(当时是东京通信工业公司)半导体部正致力于研制一种新型的高频生长型晶体三极管。为了有助于解决这个問題而进行了若干实验,这些实验却出乎意外地成为产生新的二极管的开端。提起高频晶体三极管,我們知道必須做成一个含有大量杂质的薄的基极层,还必须做成一个要加进更多杂质的发射极区域。本来这是晶体三极管制造工艺的基本問題。那么,所能加进的杂质限度怎样?江崎等为了解答这个問題,就考虑到:“晶体三极管以及二极管的主要組成部分都是 $p-n$ 結,进行半导体的研究工作,必須对 $p-n$ 結加以彻底的研究;当杂质大大增加时,探索这个前人所未曾研究过的領域更是特別重要的事情”。于是他着手研究关于极高杂质濃度的 $p-n$ 結的問題。

一般在做成二极管的半导体中,当杂质濃度增加,正向特性大致没有什么变化,而反向击穿电压却会逐渐降低下去。例如,杂质濃度为Ge原子数的千万分之一时,击穿电压約是10V左右,当濃度为百万分之一时,将小于10V,如濃度更进一步到达十万分之一时,就会降低至1~2V左右。过去在此范围之內的情况是大家所知道的,但是江崎等制成了杂质濃度提高到万分之一的Ge $p-n$ 結,获得了击穿电压为0.3V左右,具有对称的正向和反向特性的二极管。

原来关于 $p-n$ 結二极管的击穿电压,曾經有过两种解釋。其中一个所謂雪崩解釋^[1],当加在 $p-n$ 結两端的电压接近击穿电压值时,由于强电场的作用使結中产生大量的自由电子,这时結内电流就会象雪崩似地急剧增大。另一种就是所謂隧道解釋^[2],因結内存在强电场,电子有可能按量子力学的隧道效应穿过 $p-n$ 結的势垒,形成大量电流。当杂质濃度增加时,势垒就变薄,因而隧道解釋应当是較为有力的。但是究竟杂质濃度到何值为止是属于雪

崩解釋的范围,从何值开始是属于隧道解釋的范围,并没有明确的界綫^[3]。于是江崎等就进一步增加杂质濃度,繼續进行了实验,获得了在反向甚至能比正向更容易流过电流的 $p-n$ 結。这在学术上也是一件非常有趣的事。当1932年,量子力学将要成为研究物质性质的有力武器的时期,威尔逊(Wilson)、諾特海姆(Nordheim)、弗倫克尔(Frenkel)及約飞(Toffe)等曾发表过一系列隧道效应所引起的整流理論^[4]。遺憾的是,它們的結論和实际的整流器比較,整流方向却是适得其反的,于是这一理論也就不被重視了。但是現在来解釋新发明的反向二极管,却正需要应用这样的理論。于是以隧道效应为基础的整流理論,被埋沒了四分之一世紀的岁月以后,又被发掘出来。

江崎等还不以这样的成績为滿足,进而又更增加杂质濃度,大致到达了千分之一程度,也就是得到了純度为99.9%左右的Ge单晶,在实验中,发现了在正向特性中有异乎寻常的現象。也就是他注意到在小的正向范围中,微分电阻已变成无限大。到这时为止,当人們还都专心于 $p-n$ 結的反向的隧道效应的研究时,江崎就注意到“正向隧道效应”的研究了。终于在1957年的8月底制成了正向特性上具有負电阻的新型二极管。

后来他又进行了理論的分析,依据隧道效应的原理,对負电阻从实验和理論两方面作了比較,并作出了結論,在1957年10月的日本物理学会年会上报告了他的发明。此后又在《物理評論》(Physical Review)上发表了詳細的报告^[5]。接着于1958年6月在布魯塞尔举行的“电子学及无綫电通信方面的固体物理学国际會議(International Conference on Solid State Physics in Electronics and Telecommunication)”上作了报告。于是引起了各国研究者的注意。尤其在美国,BTL, GE, RCA.等公司主要的研究所都紧接着开始了补充試驗,他們的成績很快就于1959年6月在康奈尔大学举行的固态器件研究會議(1959 I. R. E.-A. I. E. E. Solid State

Devices Research Conference)^[6]上发表了出来。江崎二极管及隧道二极管这个名称,也是在这时候首次采用的。其后又在各处继续进行了系统的研究,1960年2月在费城举行的国际固体电路会议(1960 International Solid Circuit Conference)^[7]上所报告的论文中有关江崎二极管的约占四分之一,就可見被重视的程度。

江崎二极管是什么?

所谓江崎二极管(以下简称为 E. D.),是由加入了大量杂质的 p 型和 n 型半导体所做成的突变结二极管。这种二极管结的宽度是极狭的,根据量子力学的隧道效应,它在正向上具有动态负阻管型的负电阻,在反向上其电阻是非常低的。图 1 所示是关于 Ge, Si, GaAs E. D. 的典型电压电流特性曲线。

那末,为什么会显示出这样异常的伏-安特性呢? 让我们在下面来阐述它的道理。

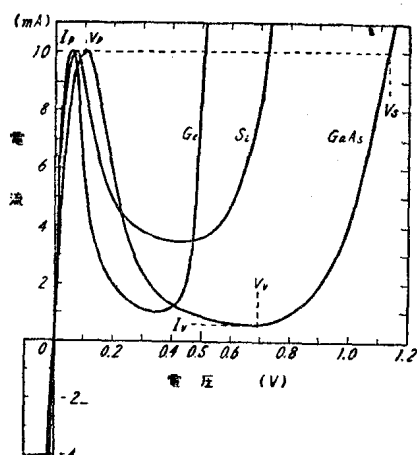


图 1 江崎二极管的电压电流特性

隧道效应

为了理解隧道效应起见,现在首先对晶体的能带理论作一简单的复习。因为 Ge 和 Si 都具有金刚石型的晶体结构,所以先就金刚石的能带加以考察。在金刚石的晶体结构中,其碳原子的电子分布为 $(1s)^2(2s)^2(2p)^2$,当原子在孤立状态时,各电子仅仅具有分立的能值,但当碳原子互相接近而成为金刚石晶体时,由于原子间的相互作用,使得能值具有一定的宽度,于是隔着禁带而分成为价带和导带,如图 2 所示。在金刚石中,有两个 $2s$ 电子和两个 $2p$ 电

子(共计四个电子),作为价电子而结合成共价键。在绝对零度,这些电子就全部占据着价带的四个能级。这样,当价带全部为电子所充满时,这些电子对于导电是不起什么作用的。其次,电子是不能够进入价带上部的禁带的。而最上面的导带中,在绝对零度下也是没有电子的,但当温度升高时,电子就能因热能而从价带跃迁到导带,于是就有助于导电。这时,在价带中,因为电子不足,就好像带着有助于导电的正电荷的粒子一样。这种在完全由电子占据的价带中,因电子不足而引起的空位,我们称之为空穴。在金刚石中,禁带的宽度非常大,达到 $6\sim 7\text{eV}$ 之多,因而在普通的温度下,能够跃迁到导带上的电子为数极少,于是成了绝缘体。在 Ge 和 Si 中,它的晶体结构和金刚石相同,但禁带的宽度较狭,各只有 0.7eV 及 1.1eV 。因此虽在常温下,也有相当大的电导率。

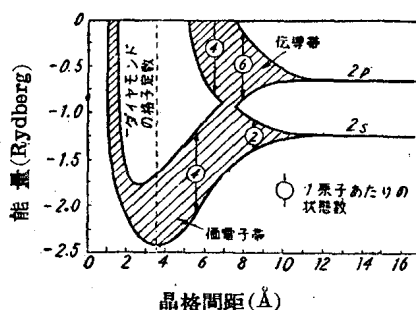


图 2 金刚石的能带

“ダイヤモンド”の格子定数=金刚石的晶格常数

伝導帯=导带

○ 每个原子的状态数

価電子帯=价带

显然以上是对不含杂质的纯粹半导体而言的。如在其中,加进被称做施主的第 V 族原子 (P, As, Sb, Bi) 时,则在禁带上部导带附近的位置上形成了施主能级。在绝对零度下,施主的价电子是处在施主能级上的,而在常温下,差不多所有的施主都是电离的,这个价电子就跃迁到导带上而有助于导电。另一方面,如果把称做受主的第 III 族原子 (B, Al, Ga, In, Tl) 加入晶体中,则在价带的略为上方,形成了受主能级,可从价带取得电子,于是在价带上产生了空穴,从而参与导电。普通的杂质半导体是既含有施主又含有受主的,施主浓度较高时,称为 n 型半导体,与之相反的称为 p 型半导体。图 3(a) 所示是 n 型半导体中的能态密度。

现在让我们再考察一下,在热平衡的状态下,如

果已经知道了晶体中电子的能级, 那么这些能级上的电子是怎样分布的呢? 依据费米·狄喇克 (Fermi-Dirac) 统计, 在能量 E 和 $E+dE$ 之间占据着某种状态的电子浓度 $n(E)dE$ 应为:

$$n(E)dE = N(E)f(E)dE \\ = N(E)[1 + \exp\{(E - E_f)/kT\}]^{-1}dE \quad (1)$$

同样, 在这个能级上的空穴浓度 $p(E)dE$ 为:

$$p(E)dE = N(E)f_p(E)dE \\ = N(E)\{1 - f(E)\}dE \quad (2)$$

此处的 $f(E)$, $f_p(E)$ 是费米统计的分布函数。 $N(E)$ 是状态 E 的密度, E_f 是所谓费米能量, 与热力学中的化学势相当, 其值由作为问题对象的电子系统的电子总数决定的。

设导带的电子浓度为 n , 而价带的空穴浓度为 p 。在热平衡状态下, 可以认为, 它们或在导带底部附近的能级上, 或在价带顶部附近的能级上, 所以按球体积近似求得为:

$$N_c(E) = 4\pi(2m_c^*/h^2)^{3/2}(E - E_c)^{1/2} \quad (3)$$

$$N_v(E) = 4\pi(2m_v^*/h^2)^{3/2}(E - E_v)^{1/2} \quad (4)$$

因此, 得:

$$n = \int_{E_c}^{\infty} N_c(E)f(E)dE \\ = \left(\frac{m_c^*}{m}\right)^{3/2} N_0 \left(\frac{2}{\sqrt{\pi}}\right) F_{1/2}\left(\frac{E_f - E_c}{kT}\right) \quad (5)$$

$$p = \int_{-\infty}^{E_v} N_v(E)f_p(E)dE \\ = \left(\frac{m_v^*}{m}\right)^{3/2} N_0 \left(\frac{2}{\sqrt{\pi}}\right) F_{1/2}\left(\frac{E_v - E_f}{kT}\right) \quad (6)$$

这里 N_0 与 $F_{1/2}$ 为:

$$N_0 = 2(2\pi mkT/h^2)^{3/2} = 4.83 \times 10^{15} \times T^{3/2} \quad (7)$$

$$F_{1/2}(x) = \int_0^{\infty} Z^{1/2} \{1 + \exp(Z - x)\}^{-1} dZ \quad (8)$$

不过, 在这时, 把 E_c 取为能量的零点。

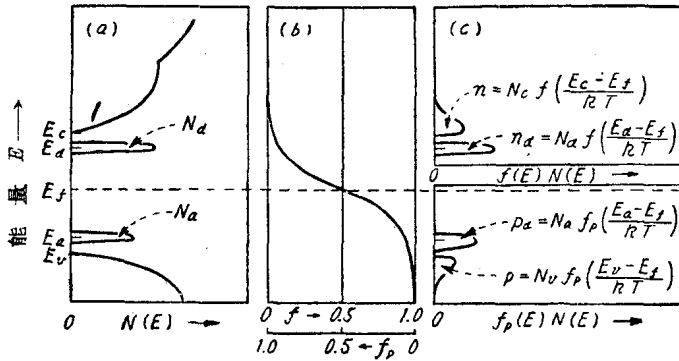


图3 n 型半导体中电子和空穴的分布

(a) 能态密度; (b) 费米分布函数; (c) 电子与空穴的分布

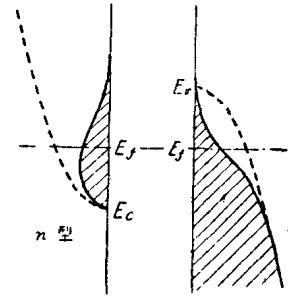


图4 简并半导体能带(斜线部分表示电子占据着的状态)

因为在很多的情况下半导体的 E_f 是处于禁带中的, 所以可把 $f(E)$ 用经典的麦克斯韦—玻尔兹曼的分布函数近似地计算出来。但是象 E.D. 那样, n 和 p 比经典情形为大时, 如图4所示, 对 n 型半导体来说, 由于同类施主原子间的相互作用, 使施主能级带有某种扩展, 而与导带重叠了起来, 变成所谓“简并状态”。于是费米能级就进入导带, 这时, $E_f - E_c > 0$ 或 $E_v - E_f > 0$, 可以与金属上的自由电子分布采取同样的处理, 从而求得 n 或 p 的计算公式:

$$n = \int_{E_c}^{E_f} N_c(E) \times 1 \times dE + \int_{E_f}^{\infty} N_c(E) \times 0 \times dE$$

$$= \left(\frac{m_c^*}{m}\right)^{3/2} \left(\frac{8\pi}{3h^2}\right) \{2m(E_f - E_c)\}^{3/2} \quad (9)$$

$$p = \left(\frac{m_v^*}{m}\right)^{3/2} \left(\frac{8\pi}{3h^2}\right) \{2m(E_v - E_f)\}^{3/2} \quad (10)$$

或从上述两式得:

$$E_f - E_c = \left(\frac{m}{m_c^*}\right) \left(\frac{h^2}{2m}\right) \left(\frac{3n}{8\pi}\right)^{2/3} \\ = 3.64 \times 10^{-15} \left(\frac{m}{m_c^*}\right) n^{2/3} (eV) \quad (11)$$

$$E_v - E_f = \left(\frac{m}{m_v^*}\right) \left(\frac{h^2}{2m}\right) \left(\frac{3p}{8\pi}\right)^{2/3} \\ = 3.64 \times 10^{-15} \left(\frac{m}{m_v^*}\right) p^{2/3} (eV) \quad (12)$$

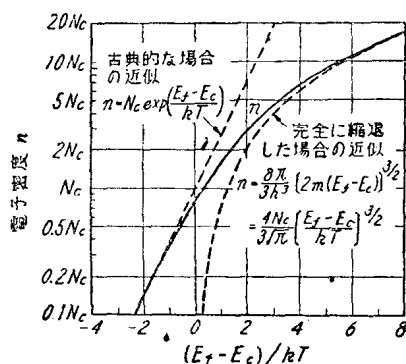


图5 电子浓度与费米能级的关系

古典的な場合の近似=經典近似
完全に縮退した場合の近似=完全簡井の近似

n 和 p 的单位是 cm^{-3} , 如第5图所示, 可知当此值比 kT 充分大时, 上述计算就成为很好的近似。这一种情况就称之为“简井情况”。如果采用 $(E_f - E_c)/kT \geq 1$ 的条件作为已经简井的界限, 那末简井温度 T_{deg} (T_{deg}) 与简井浓度 n_{deg} (n_{deg}) 间的关系为:

$$T_{\text{deg}} \leq \left(\frac{3}{\pi}\right)^{\frac{2}{3}} \left(\frac{m}{m^*}\right) \left(\frac{h^2}{8km}\right) n_{\text{deg}}^{\frac{2}{3}} \\ = 4.23 \times 10^{-11} \left(\frac{m}{m^*}\right) n_{\text{deg}}^{\frac{2}{3}} (^{\circ}\text{K}) \quad (13)$$

或:

$$n_{\text{deg}} \geq 3.64 \times 10^{15} \left(\frac{m^*}{m}\right)^{\frac{3}{2}} (\text{cm}^{-3}) \quad (14)$$

如果令 $T_{\text{deg}} = 300^{\circ}\text{K}$, 就得:

$$n_{\text{deg}} \geq 1.89 \times 10^{19} \left(\frac{m^*}{m}\right)^{\frac{3}{2}} (\text{cm}^{-3}) \quad (15)$$

也就是说在常温下, 当电子(或空穴)的浓度满足(15)式时, 这种半导体就进入简井状态。对于几种物质进行计算, 可得第6图。

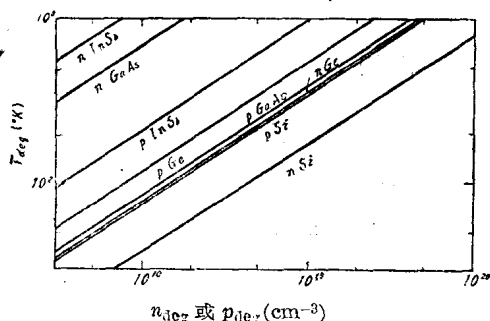


图6 载流子浓度与简井温度的关系

如图6明显所示, 在常温下 n 型 Ge 中, $n \approx 7.7 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$, 在 p 型 Ge 中是 $4 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ 。如大于

这两值就是“简井”的了。如 E. D. 那样, 当杂质浓度为 10^{19}cm^{-3} 以上, 当然是全简井的。这样的 Ge p - n 结在热平衡状态下, 能带结构如图7所示, 因两边的费米能级一致, 而在结内产生了耗尽层。耗尽层的厚度 W 的公式和普通结相同为:

$$W = \left[\frac{2\epsilon(p+n)V_i}{qfn} \right]^{\frac{1}{2}} (\text{MKS 单位}) \quad (16)$$

此处 V_i 是静电势差。即:

$$V_i = \{(E_f - E_c) + E_g + (E_v - E_f)\}/q \quad (17)$$

因此, 在耗尽层中, 电场强度平均值为 V_i/W , 其最大值为

$$F_{\text{max}} = \frac{2V_i}{W} = \left[\frac{2q}{\epsilon} \frac{pn}{p+n} \right]^{\frac{1}{2}} (\text{MKS 单位}) \quad (18)$$

例如 Ge 的 p - n 结中令 n, p 都是 $4 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$, 那末, 从(11)、(12)式得到

$$E_f - E_c = 0.08 \text{ eV}, \quad E_v - E_f = 0.12 \text{ eV}$$

如果 $E_g = 0.66 \text{ eV}$ 则得到 $V_i \approx 0.86 \text{ V}$ 。

Ge 的介电常数为

$$\epsilon = 16 \times 8.854 \times 10^{-12} = 1.42 \times 10^{-10} \text{ F/m}$$

因而, $W = 0.87 \text{ \AA}$ 就变成很薄, 而电场强度

$$F_{\text{max}} \approx 2 \times 10^8 \text{ V/cm}$$

在这样强的电场下, 电子就能从价带直接激发到导带或者相反地从导带直接激发到价带, 产生所谓“齐纳”(Zener) 电流。亦即因为耗尽层的厚度很薄, 由于电子具有波动性而发生量子力学的隧道效应而透过禁带。齐纳 (Zener) 推导出单位时间内每一个电子通过具有 E_g 宽度的禁带的穿透几率为^[10]:

$$\gamma = \frac{aqF}{h} \exp\left(\frac{-\pi^2 ma E_g^2}{h^2 q F}\right) \quad (19)$$

在此处的 a 是晶体的晶格常数。麦克阿菲等 (McAfee) 把上式扩充到 E_g 较大的情形而得下式^[12]:

$$\gamma = \frac{aqF}{h} \exp\left[-\frac{\pi^2 (2m^*)^{\frac{1}{2}} E_g^{\frac{3}{2}}}{2hqF}\right] \quad (20)$$

后来, 法兰茨 (Franz) 又把齐纳 (Zener) 的公式修正为^[10]:

$$\gamma = \frac{aqF}{h} \exp\left[-\frac{8\pi}{3} \frac{(2m^*)^{\frac{1}{2}} E_g^{\frac{3}{2}}}{hqF}\right] \quad (21)$$

此处的 m_c^* 与 m_v^* 的值和一般并不相同, 而 m^* 值只要采用下式就可求得^[11],

$$m^* = \frac{m_c^* m_v^*}{m_c^* + m_v^*} \quad (22)$$

表1所示是各种材料的一些物理常数。使用这些数值,就可按(21)式计算价带中每一个电子在单位时间中由于隧道效应穿过导带的穿透几率,在常温下,可以得到(23)式。

$$\left. \begin{array}{l} \text{Ge} \\ \gamma = 1.4 \times 10^7 F^{10} \cdot 10^{-(7.48 \times 10^4/F)} \\ \text{Si} \\ \gamma = 1.3 \times 10^7 F^{10} \cdot 10^{-(2.02 \times 10^7/F)} \\ \text{GaAs} \\ \gamma = 1.4 \times 10^7 F^{10} \cdot 10^{-(1.21 \times 10^7/F)} \\ \text{InSb} \\ \gamma = 1.6 \times 10^7 F^{10} \cdot 10^{-(3.70 \times 10^5/F)} \end{array} \right\} \quad (23)$$

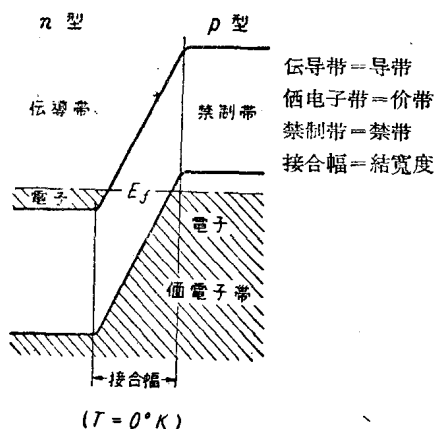


图7 在热平衡状态下简并的p-n结的能带

F 的单位是 V/cm 。把这些公式用图表示有如图8所示。可以明白:在 Ge, GaAs, Si 中,当 $F \approx$

$1 \sim 2 \times 10^6 V/cm$, 以及在 InSb 中当 $F \approx 5 \times 10^4 V/cm$ 时, γ 将急剧变大。在普通的 Ge 与 Si 的 p-n 结中,因其 W 较大,在电压为零时, $F \approx 10^5 V/cm$ 左右,故 γ 非常小。在加以反向电压时, F 就逐渐增加,而有齐纳电流流过^[12]。但实际上,在电场强度低于此值时,已发生了雪崩现象,所以普通是观测不到齐纳电流的,但 E. D. 的情况不同,即使在零偏压下,也存在着 $10^6 V/cm$ 以上的电场强度,因而齐纳电流可以充分流动。另一方面,还明确了当 Ge 的能量在 $1.5 eV$ 以下, Si 的能量在 $2.3 eV$ 以下时,就不可能发生雪崩现象^[12]。因此,在零偏压只有 E. D. 情况才有齐纳电流可以流过。以上所述是就微观而言的,而在零偏压状态下,从价带流向导带的电流与从导带流向价带的电流恰恰是相等的,所以全电流等于零。

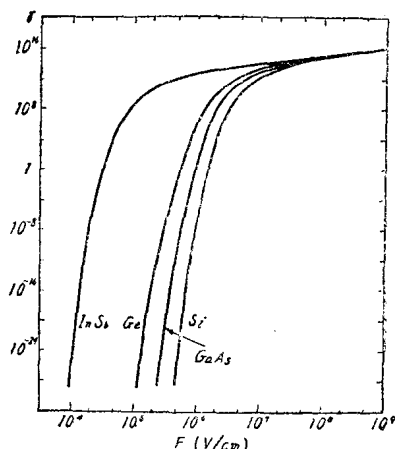


图8 各种物质穿透隧道的几率

表1 Ge, Si 及 III-V 族金属间化合物的各种性质

物质	原子量	熔点 (°C)	$E_g (eV)$		$(\partial E_g / \partial T)$ $meV / ^\circ K \times 10^4$	价电常数	$(cm^2/V \cdot Sec)$ 迁移率		有效质量			晶格常数 (Å)
			300°K	0°K			μ_e	μ_h	m_c^*/m	m_v^*/m	m^*/m	
Si	28.1	1,420	1.09	1.14	-4.4	11.8	1,300	500	1.09	0.56	0.37	5.43
Ge	72.6	940	0.66	0.76	-4.0	16.0	3,800	1,800	0.55	0.36	0.22	5.66
AlSb	74.0	1,060	1.60	1.70	-3.5	10.1	1,200	150		0.4		6.09
CaP	50.5		2.24	2.4	-5.4	8.4						5.44
CaAs	72.5	1,240	1.45	1.53	-4.9	11.1	6,000	340	0.06	0.5	0.054	5.64
GaSb	96.0	700	0.70	0.80	-3.5	14.0	4,000	850	0.02	0.4	0.13	6.06
InP	73.0	1,070	1.25	1.34	-4.6	10.9	3,400	50				
InAs	95.0	940	0.35	0.45	-3.5	11.7	30,000	240	0.03	0.3	0.027	6.04
InSb	118.0	523	0.175	0.25	-2.7	15.9	80,000	800	0.034	0.2	0.029	6.45

江崎效应

上节为明了 E. D. 工作的基本原理而对隧道效应作了一番解释。在本节中将进入本题，阐明江崎效应。

图 9 所示为在分别含有 $4 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ 浓度的 Ge p - n 结上施以偏压时的能态图。(a) 图是加了 0 mV, (b) 图是加了 75 mV, (c) 图是加了 130 mV, (d) 图是加了 200 mV, (e) 图是加了 450 mV, (f) 图是加了 -50 mV 偏压时的状态。图中数值是在常温下用前述各式计算而得的, 电子分布状态, 如第 4 图中所示。

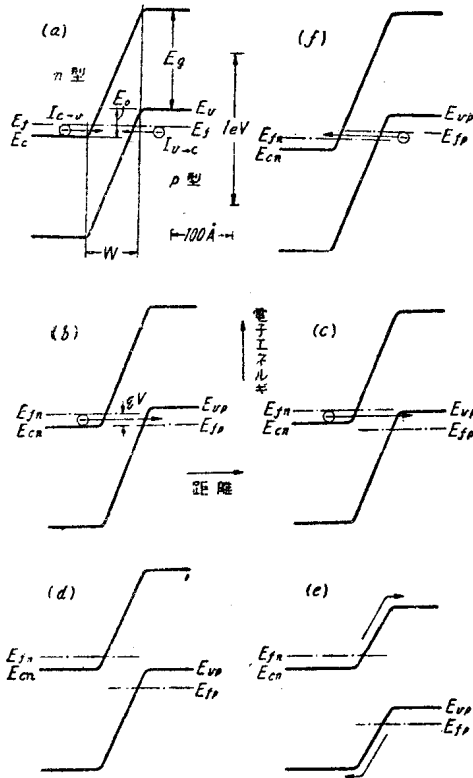


图 9 江崎二极管的能带
电子エネルギー = 电子能量

图 9(a) 的零偏压情况, 和上节曾说明的那样, 根据量子力学的隧道效应, n 区的价带电子可穿过禁带而向 p 区的导带方面, 或者反之 p 型导带电子也可穿过禁带而向 n 型价带方面运动。但是, 两者大小相等而方向相反, 所以在外部显现的电流为零。如 (b) 图那样, 在正向上施加低电压时, 电子就从 n 区向 p 区方面穿透过去, 而在外部回路上, 电流就流进 p 区。为了能够发生隧道效应, 则电子的最初状态和

最后状态的能量与动量必须是分别守恒的。从图 9 来讲, 除水平方向以外, 都不能够发生隧道效应。在这里如果增加电压就成为 (c) 图所示那样, 在 n 区导带上部的状态中的电子会失掉可以发生隧道效应的 p 区能级, 因此电子的透过比例将比 (b) 的情况为少。所以尽管增加电压, 而电流却反而会减少, 这就出现所谓动态负阻管型的负电阻的原因。如再增加电压而成 (d) 图的情况, 电流将几乎没有。但因为还有着若干剩余的电流, 所以还不会完全变成零。如把电压更加增高, 如 (e) 图那样, 将出现普通结型二极管中所看得到的那种扩散电流:

$$I = I_s \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] \quad (24)$$

另一方面, 在反向上施加电压的时候, 有如 (f) 图那样, 电子从 p 方向向 n 方面透过去, 反向电流就能非常容易地流过来。这样就能对江崎效应作出定性的说明。

其次为了能定量地求得 E. D. 的特性值起见, 现在再把以上的問題作一番分析。

在价带上, 占据着 E 能态的电子密度是由 $f_v(E)N_v(E)$ 所给出的, 在导带上, 能态 E 上未被电子占据的空位密度由 $\{1 - f_c(E)\}N_c(E)$ 给出, 因此从价带流到导带上的齐纳电流 $I_{v \rightarrow c}$ 可以表示为:

$$I_{v \rightarrow c} = K \int_{E_{cn}}^{E_{vp}} f_v(E) N_v(E) \gamma_{v \rightarrow c} \{1 - f_c(E)\} \cdot N_c(E) dE \quad (25)$$

式中 K 是与面积有关的常数, 同样地, 从导带流向价带的空位方面去的齐纳电流 $I_{c \rightarrow v}$ 就成为:

$$I_{c \rightarrow v} = K \int_{E_{cn}}^{E_{vp}} f_c(E) N_c(E) \gamma_{c \rightarrow v} \{1 - f_v(E)\} \cdot N_v(E) dE \quad (26)$$

如果认为:

$$\gamma_{c \rightarrow v} = \gamma_{v \rightarrow c} = \gamma \quad (27)$$

则全电流可以用 (26) 式与 (25) 式的差表示:

$$\begin{aligned} I &= I_{c \rightarrow v} - I_{v \rightarrow c} \\ &= K \int_{E_{cn}}^{E_{vp}} \{f_c(E) - f_v(E)\} \gamma N_c(E) N_v(E) dE \end{aligned} \quad (28)$$

从以上所述的各项来看, 把 V - I 特性曲线加以分析考察时, 就成为图 10 所示的情形。

在绝对零度时, 有如图 (a) 所示, 费米-狄喇克 (Fermi-Dirac) 分布函数是以费米能级为界线的, 其值有二个, 费米能级以下为 1, 费米能级以上为 0; 在其以下时, 除了 1 值之外, 没有别的值了, 因而如图 (b) 所示, 在 $V=0$ 的时候, $I_{c \rightarrow v}$ 和 $I_{v \rightarrow c}$ 都变

为零。在正向偏压下,就流着 $I_{c \rightarrow v}$, 于是 $(E_{fn} - E_{cn})/q$ 或接近 $(E_{vp} - E_{fp})/q$ 的 V 值就成为最大,而 E_0/q 就再成为零。这里的 E_0 是在 $V=0$ 时的 $(E_{vp} - E_{cn})$ 值。也就是标志价带与导带重迭的量。另一方面,当施加反向电压时,只能存在 $I_{v \rightarrow c}$ 。当温度上升的时候,有如图(c)所示,费米分布函数就不再是不连续的了,在费米能级的上下约有几个 kT 大小的扩展。因此,各个带的电子分布状态有如图4所示那样,就在 E_f 的上下具有某些扩展。其结果如图(d)所示,即使 $V=0$,而 $I_{c \rightarrow v}$ 和 $I_{v \rightarrow c}$ 都具有某些值,但两者又互相抵消了,于是全电流就为零。在正向上虽残存着 $I_{v \rightarrow c}$,但会迅速地衰减,和图(b)同样,在某一 V 值上 $I_{c \rightarrow v}$ 就成为最大。这个 V 值比图(b)的情形还要低些。

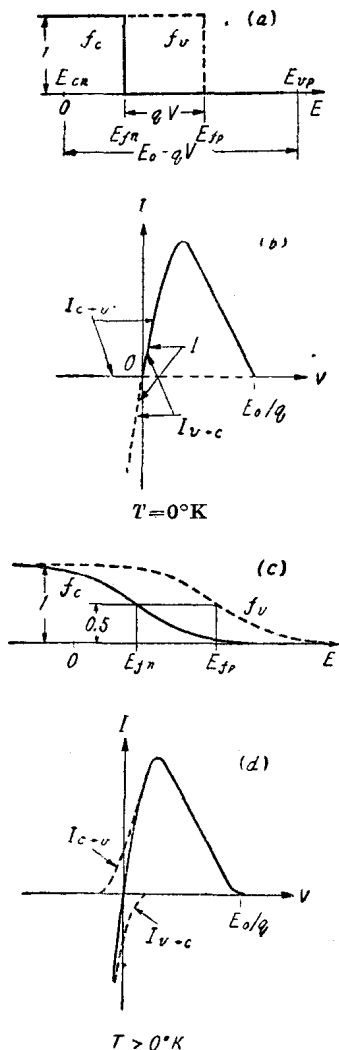


图10 费米分布函数与隧道电流

江崎等在 γ 与电压无关的这样一个假定下,并令 $f(E)$ 只可取1或0这样两个值的近似下作了计算,获得了图11所示那样的 $V-I$ 特性。另一方面,又从适合于这个问题的Ge样品获得了如图12所示的实际测量值^[13]。可以明了在此例中两者都是非常一致的。

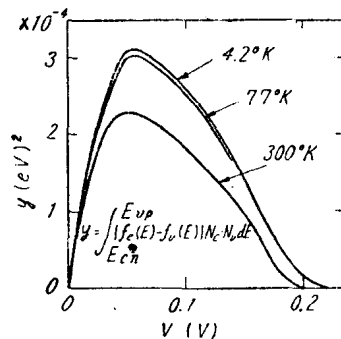


图11 隧道电流的计算值

最近在Si样品中,又发现了新的现象。Ge和Si的能带结构象图13(a)(b)所示的那样,价带的顶部和导带的底部处在 K 空间的不同位置上。所以为了使电子能按箭头方向跃迁,就必须放出或吸收晶格振动的声子(phonon),以保持动量守恒。在(c)的状态时,电子则在动量保持原状之下,从价带的顶部 c 点吸收光能跃迁到 d 点中间状态上,然后放出声子,并落在在最终状态的导带底部 e 上,或者是从 f 点吸收光能跃迁到 e 点,从 c 把声子放出而后迁移在 f 点所形成的空穴的位置(这也是可能的事)。在高温下,由于声子充分存在,所以得不出明显的结果,但在低温时为了要放出声子,就必须要有多余的能量,所以在 $V-I$ 特性上,是应当会显出某些变化的。开尔狄许(Keldysh)曾就此种情况作过理论分析^[14],最近在实验结果上也有过报告^[13]。图14是江崎等就Si E. D. 于4.2°K所测定的结果。在 $V-I$ 特性上有着明确的阶段性,这就意味着必定会有能量为0.018、0.054、0.083和0.120 eV的声子放出。这些值和光学上的测定所得到的值是符合得极好的^[13]。当杂

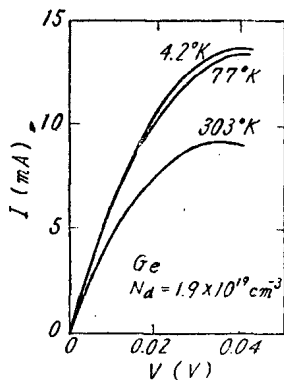


图12 隧道电流的实际测量值

质浓度增加的时候,如图15所示,与声子无关的光学直接跃迁比例就增加起来,这大概是因为,当杂质浓度提高时, $K=0$ 附近的导带情况会变动,于是与纯粹时相比较,在能量低得多的地方也会具有相当大的能态密度。在Ge中, $K=0$ 的禁带的宽度和 E_g 的差是0.14eV,远比Si中的那个差1.5eV为小,因而不能显现出清楚的效应^[15]。声子的参与,会减小穿透隧道的几率所以这是一件令人讨厌的事情。

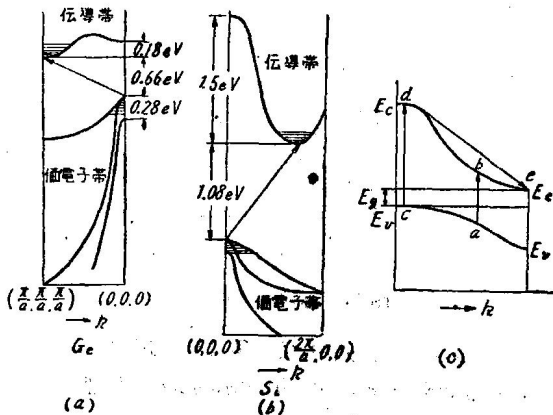


图13 Ge, Si的能带与声子效应
导带=导带
价带=价带

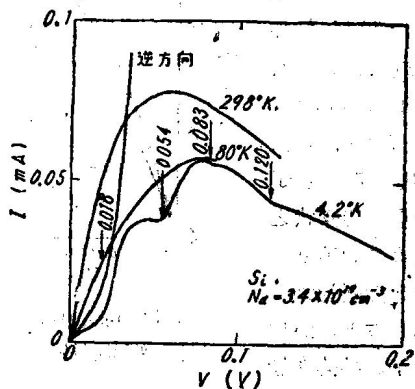


图14 江崎二极管在极低温时的特性
逆方向—反偏

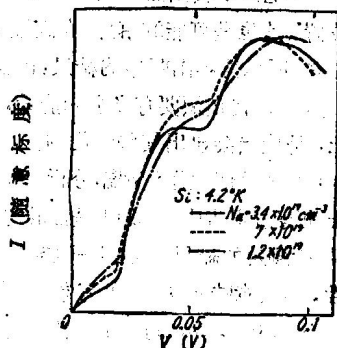


图15 Si江崎二极管的极低温时的V-I特性

其次,再略为说明。压力对V-I特性的影响,江崎等曾把半径为 2.5μ 左右的尖头针,放在与p-n结成直角处,调节压强作了试验,发现V-I特性会发生可逆的变化,有如照片2所示^[17]。从图(16)的测量结果上可以知道电流是和压力成正比的。在图16中,横轴为5的情况,估计所加压力大约为 10^7 g/cm²。

由于存在着过剩电流, V-I特性曲线的谷值部分的电流不能完全变为零,这是已经论述过的。此项过剩电流的存在,意味着在结内部或在其近傍有着某种会耗损能量的机构存在。关于这一点,已有克恩(Kane)的解释及其他人的分析^[18]。

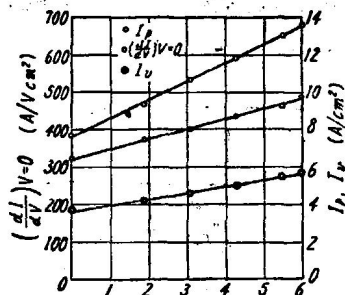
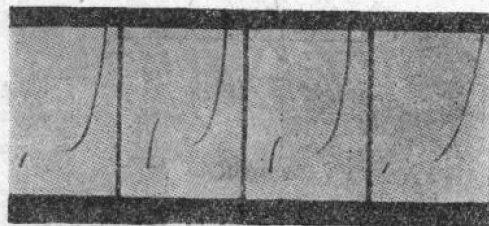


图16 压力对于江崎二极管的影响



照片2 压力对隧道效应上所引起的影响
(表示可逆的变化)

江崎二极管的特性

上述E. D.的V-I特性,当它在高频时,就显现出电容的影响,导纳与电压的依从关系如图17所示。此外,图18画出了E. D.的小信号等效电路。 r 和 C 分别表示结的电阻与电容, R_s 和 L_s 表示串接的寄生电阻与寄生电感, C_j 则表示管壳与电极间的电容。 r 在负电阻中当然是取负值的。这里如认为 C_j 是包含在外部回路中的话,那末,从 R_s 和 L_s 两个寄生元件,可以作出一个定义,即在负电阻区中有下列2个固有频率。

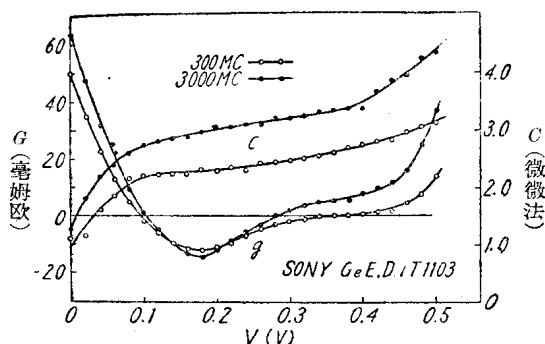


图 17 江崎二极管, 两端导纳与电压的依从关系

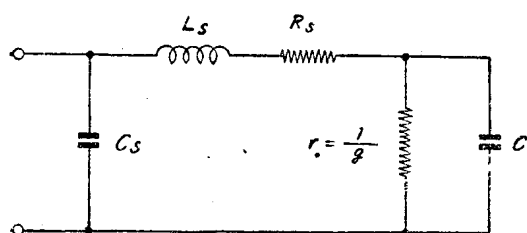


图 18 江崎二极管的小信号等效电路

$$f_{co} = \frac{1}{2\pi r C} \sqrt{\frac{r}{R_s} - 1} \approx \frac{1}{2\pi C \sqrt{r R_s}}, \quad (29)$$

$$f_{sr} = \frac{1}{2\pi r C} \sqrt{\frac{C r^2}{L_s} - 1} \approx \frac{1}{2\pi \sqrt{L_s C}}, \quad (30)$$

f_{co} 是负阻两端所表现的负电阻值被 R_s 抵消时的频率, 可以把它称为截止频率。此外, f_{sr} 表示由 L_s 所决定的固有谐振频率。其数值是由寄生元件的大小决定的, 即使结的时间常数 $\tau = rc$ 非常小, 由于 R_s, L_s 的存在, 实际上上限频率总是被压低的。当然不可能发生频率在 f_{co} 以上的振荡, 所以使用在微波波段时就应该选择 f_{co} 与 f_{sr} 较高的二极管。

图 19 及图 20 是把“索尼公司”所制 Ge E. D. 在负电阻区域中的导纳或阻抗作为频率的函数所测量的结果^[19]。这些测量结果中包含了所有的寄生元件, 分析后可以得到下列的值:

$$r = 86\Omega, C = 1.4\mu\text{F}, C_s = 0.85\mu\text{F},$$

$$R_s = 35\Omega(e), L_s = 0.37\text{mH}.$$

由于 R_s 和 L_s 较小, 即使在几个 GMc 波段上也还可以用纯阻 r 与 $(C + C_s)$ 并联的等效电路来表示。而且, 从上述各个数值可以看出 f_{co}, f_{sr} 两者都达 5 GMc 以上。

当 E. D. 作为电路元件时, 把 I_p/I_0 当作元件参数, 有时也会有些问题的。这个数值一般是越大越好, 在常温下, Ge 型约为 16, Si 型约为 4, 有的

GaAs 型可以达到 60。

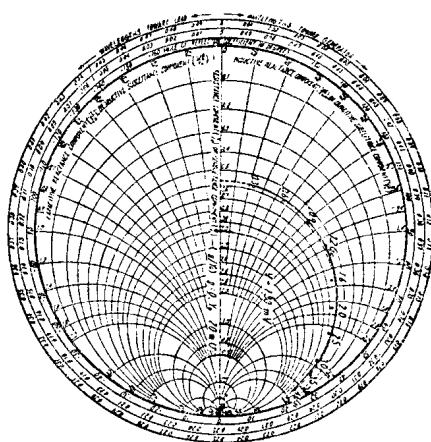


图 19 江崎二极管各种电阻区域中导纳的频率特性

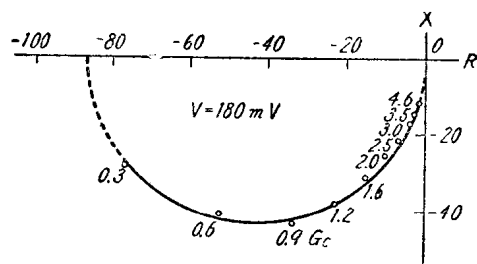


图 20 江崎二极管的阻抗对频率特性

表 2 所列是各公司出品的 E. D. 的特性, 其中罗列了到 1960 年 7 月为止所发表过的几乎全部的资料在内(目前已远远超过此范围。)

其次, 我们考察 E. D. 的最高工作速度或其可能达到的最高频率。

当不考虑寄生元件时, 工作速度究竟能指望达到怎样的程度呢? 对此问题, 我们可以用结的 rc 乘积决定的时间常数 τ 作为指标。也就是说, 直到 $\frac{1}{\tau}$ 左右的频率为止, 工作时还不会发生滞迟。那么, 就会发生一个疑问, 把 τ 不断地缩小时, 工作速度的极限是由什么决定的呢? 这一问题, 必须回到齐纳效应本身的工作速度上来加以考虑。虽然目前量子力学的处理还不能作出明确的解答, 但从经典力学考虑时, 可以知道当电子得到热能而穿透相等于势垒厚度的距离所需要的时间, 是在 10^{-13} 秒以下。更重要的是, 关于多数载流子的弛豫时间究竟是多少。所谓多数载流子的弛豫时间是指当附加电压变化时, 多数载流子达到新的平衡状态所需的时间。对于杂质浓度极高的 Ge, 这个时间是在 10^{-13} 秒以下。

表2 江崎二

厂 商	型 号	材 料	I_F	I_R	P_D	T_S		T_J		I_P			I_V	
			mA	mA	mW	°C		°C		mA			mA	
			max	max	max	min	max	min	max	min	TYP	max	TYP	max
SONY	IT 1101	Ge	40	50	25	-55	100	-55	100	1.95	2.0	2.05		
SONY	IT 1102	Ge	40	50	25	-55	100	-55	100	1.95	2.0	2.05		
SONY	IT 1103	Ge	40	50	25	-55	100	-55	100	1.7	2.0	2.3		
GE	IN 2939	Ge			50	-55	100	-55	100	0.9	1.0	1.1	0.1	0.14
GE	IN 2940	Ge			50	-55	100	-55	100	0.9	1.0	1.1		0.2
GE	IN 2941	Ge			50	-55	100	-55	100	4.2	4.7	5.2	0.6	1.04
RCA	TD 100	Ge	100	200	25	-55	100	-55	100	1.5		7.6		
RCA	TD 101	Ge	100	200	25	-55	100	-55	100	1.5		3.1		
RCA	TD 102	Ge	100	200	25	-55	100	-55	100	2.9		5.2		
RCA	TD 103	Ge	100	200	25	-55	100	-55	100	4.2		7.6		
RCA	TD 104	Ge	100	200	25	-55	100	-55	100	1.5	1.8	2.1		
RCA	TD 105	Ge	100	200	25	-55	100	-55	100	1.9	2.2	2.5		
RCA	TD 106	Ge	100	200	25	-55	100	-55	100	2.3	2.7	3.1		
RCA	TD 107	Ge	100	200	25	-55	100	-55	100	2.9	3.3	3.7		
RCA	TD 108	Ge	100	200	25	-55	100	-55	100	3.5	3.9	4.4		
RCA	TD 109	Ge	100	200	25	-55	100	-55	100	4.2	4.7	5.2		
RCA	TD 100	Ge	100	200	25	-55	100	-55	100	5.0	5.6	6.3		
RCA	TD 111	Ge	100	200	25	-55	100	-55	100	6.1	6.8	7.6		
CT					20									
PHIL										0.975	1	1.025		
SPER	T 101	Ge			100	-55	100	-55	100		0.8			
SPER	T 102	Ge			100	-55	100	-55	100		1.5			
SPER	T 103	Ge			100	-55	100	-55	100		3.5			
SPER	T 104	Ge			100	-55	100	-55	100		7.0			
SPER	T 105	Ge			100	-55	100	-55	100		15.0			
SYLV	D 4115	Ge									4			
SYLV	D 4115A	Ge									4			
SYLV	D 4115B	Ge									4			
WH		Ge	25	25	50				100					
DELC		Ge									5A to 20A			
HOFF	HT-1 through HT-10	Si						-85	200		1.0 to 5.6			
GE	ZJ61-10	GaAs			50			-55	150	9	10	11	0.66	1.1
GE	ZJ61-22	GaAs			50			-55	150	20	22	24	1.5	2.4
TI	IN 650	GaAs								9	10	11		
TI	IN 651	GaAs								9.8	11	10.2		
TI	IN 652	GaAs								4.5	5	5.5		
TI	IN 653	GaAs								4.5	5	5.5		
PHIL		GaAs												

极管特性表

I_P/I_V		V_P mV		V_V mV		V_S V			r Ω	C μF		R_S Ω		L_S m μH	f_{co} KMc		f_{SR} KMc
min	TYP	TYP	max	min	TYP	min	TYP	max	TYP	TYP	max	TYP	max	TYP	min	TYP	TYP
7	8	75	80		340		0.48		60	6	10	1.5	2.0	0.4		2.8	3
4.5		75	80		340		0.48		70	6	10	1.5	2.0	0.4		2.6	3
4.5		75			340		0.48		70	6	10	1.5	2.0	0.4		2.6	3
8	10	55			350		0.5		100	7		1		6		2.3	0.75
5		55			350		0.5		150	7		1		6		1.8	0.75
5		55			350		0.5		33	30		0.5		6		1.3	0.75
4.5			65	280					30	60		0.4		0.4			
4.5			65	280													
4.5			65	280													
4.5			65	280													
4.5			65	280													
4.5			65	280													
4.5			65	280													
4.5			65	280													
4.5			65	280													
4.5			65	280													
4.5			65	280													
3		45		200													
5		55		320					120	5		1		1			
4.5		55		300													
4.5		55		300													
4.5		55		300													
4.5		55		300													
4.5		55		300													
5		50		350										0.2	2		
5		50		350										0.2	2		
5		50		350										0.2	2		
	8																
5																	
3.5		6.5		420					220 to 39								
10	15	160		600			1.16		25	15		1		6			
10	15	160		600			1.16		8	25		2		6			
	15	450		450	0.99	1.1	1.21			30							
	10	450		450	1.05	1.1	1.16			30							
	10	450		450	0.90	0.98	1.08			40							
	5	450		450		0.98				60							
10																	

从以上所述,这种二极管的最高工作频率在 10^4 KMc 以上,显然是极高的。把它折合成为自由空间波长,就是 30μ ,已进入了红外线领域。

如此说来 E. D. 本身的好处在于它有小的 rC 乘积,下面将考虑如何才能使它减小。

r 是在 $V-I$ 特性上的负电阻区的斜率,其绝对值可以认为是和 I_p 成反比的。可以用 (31) 式约略地估计 I_p 得:

$$I_p \approx qAW_p n \gamma_p \quad (31)$$

此时的电压为 V_p , 故 $q(V_i - V_p) \approx E_g$, 当 F 取为 $F_p \approx \frac{2Eq}{W_p}$ 时,就得到下式,

$$I_p \approx \frac{2qAnaE_g}{h} \exp \left[-\frac{8\pi}{3} \left(\frac{p+n}{pm} \right)^{\frac{1}{2}} (m^* \epsilon)^{\frac{1}{2}} \frac{E_g}{qh} \right] \quad (32)$$

例如对于 $n=p=4 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ 的 Ge E. D. 得

$$\frac{I_p}{A} = 1.1 \times 10^3 \text{ A/cm}^2$$

而 r 由下式决定,

$$\begin{aligned} |r| &\approx \frac{K_1}{I_p} = \frac{K_1}{qAW_p n \gamma_p} \\ &= \frac{K_1 h}{2qAnaE_g} \exp \left[\frac{8\pi}{3} \left(\frac{p+n}{pm} \right)^{\frac{1}{2}} (\epsilon m^*)^{\frac{1}{2}} \frac{E_g}{qh} \right] \end{aligned} \quad (33)$$

式中 K_1 是比例常数。如果对于 r 取用 $|r|$ 的最小可能值,那末,与之相应的 K_1 值对 Ge 是 $0.1 \sim 0.15 \text{ V}$ 左右,对 Si 是在 $0.2 \sim 0.25 \text{ V}$ 左右,对 GaAs 则是在 $0.15 \sim 0.25 \text{ V}$ 左右。对于 InSb 的情况在常温下是 ∞ ,但在 78°K 时大约为 0.1 V ,在上述 $n=p=4 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ 的 Ge E. D. 中, $|r| \cdot A$ 约为 $0.1 \text{ m}\Omega \cdot \text{cm}^2$ 左右。

其次,关于 C ,在负电阻部分大体可以认为是 $p-n$ 结的势垒容量,可以用下式表示。

$$C = \frac{\epsilon A}{W} = A \left[\frac{\epsilon q}{2} \cdot \frac{pm}{p+n} \cdot \frac{1}{V_i - V} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (\text{MKS 单位}) \quad (34)$$

现在如果考虑 $|r| = |r|_{\min}$ (最小可能值) 时的偏压,那末,它比 V_p 是高一些的,因而可以近似地认为是:

$$V_i - V \approx \frac{E_g}{q} \quad (35)$$

因此,如把这个偏压时的 C 作为 C_N 则:

$$C_N \approx A \left[\frac{\epsilon q}{2} \cdot \frac{pm}{p+n} \cdot \frac{q}{E_g b} \right]^{\frac{1}{2}} (\text{MKS 单位}) \quad (36)$$

例如在 $p=n=4 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ 的 Ge E. D. 中,有

$$\frac{C_N}{A} \approx 2.6 \text{ uF/cm}^2$$

最后在下面要提到 rC 乘积的问题。从前式中可知

$$|r|C \approx \frac{K_1 \epsilon}{qW^2 n \gamma} \quad (37)$$

特别当 $|r| = |r|_{\min}$ 时为:

$$\begin{aligned} |r|_{\min} \cdot C_N &\approx \frac{K_1 h}{2na} \left(\frac{pm}{p+n} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{\epsilon}{2E_g 3} \right)^{\frac{1}{2}} \\ &\times \exp \left[\frac{8\pi}{3} \cdot \left(\frac{p+n}{pm} \right)^{\frac{1}{2}} \cdot (\epsilon m^*)^{\frac{1}{2}} \cdot \frac{E_g}{hq} \right] \end{aligned} \quad (38)$$

从上式中,可以明了 $|r|_{\min} C_N$ 的乘积是与材料种类有关的而与结面积并无关系。此外,为了想得到 $|r|_{\min} C_N$ 乘积较小的 E. D. 就必须选择 m^* , ϵ 及 E_g 都尽可能小的材料,并尽可能提高杂质浓度。现在用 (38) 式来计算几种物质,得到下列公式:

对于 Ge:

$$\begin{aligned} |r|_{\min} \cdot C_N &\approx 1.3 \times 10^{-2} \\ &\times \frac{1}{\sqrt{n}} \times 10^{2.72 \times 10^{13} \sqrt{n}} \end{aligned}$$

对于 Si:

$$\begin{aligned} |r|_{\min} \cdot C_N &\approx 1 \times 10^{-2} \\ &\times \frac{1}{\sqrt{n}} \times 10^{4.97 \times 10^{12} \sqrt{n}} \end{aligned}$$

对于 GaAs:

$$\begin{aligned} |r|_{\min} \cdot C_N &\approx 5 \times 10^{-3} \\ &\times \frac{1}{\sqrt{n}} \times 10^{2.48 \times 10^{13} \sqrt{n}} \end{aligned}$$

对于 InSb:

$$\begin{aligned} |r|_{\min} \cdot C_N &\approx 1.9 \times 10^{-2} \\ &\times \frac{1}{\sqrt{n}} \times 10^{7.95 \times 10^{11} \sqrt{n}} \end{aligned}$$

(39)

在上列公式中,Ge, Si, GaAs 是在常温下的值,只有 InSb 是对 78°K 计算的。(39) 式的图解如图 21,从图中可以非常清楚地看到,由于材料不同频率特性的好坏也有所不同,并且也可看到浓度不同,引起的变动情况。此外还可以从图中知道,对于 III-V 族金属间的化合物应是特别有希望的。不过进行此项计算,只是为了想知道大概的趋向,因而它的绝对值未必一定是正确的。因为我们在引出 (38) 式时曾经使用了各种假定。

在前面我们曾指出过 f_{∞} 是受 R_s 限制的。而

R_s 主要是由体电阻 R_{sp} 所形成的, 在考虑到图 22 那样的模型时, 则得:

$$R_{sp} = \int_a^\infty \frac{\rho dr}{2\pi r^2} = \frac{\rho}{2\pi a} \quad (40)$$

式中 ρ 表示电阻率

至于在高频时就不能忽略由趋肤效应决定的电阻 R_{sk} 趋肤深度为:

$$\delta = \sqrt{\frac{2\rho}{\omega\mu}} \quad (41)$$

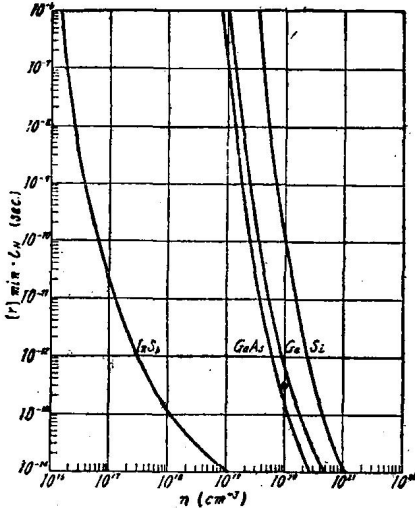


图 21 杂质浓度与 $n\tau$ 乘积的关系

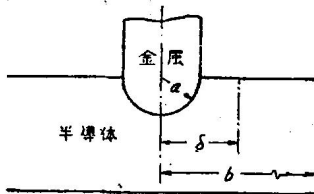


图 22 计算 R_s 的模型

按照图 22 的模型,

$$R_{sk} = \int_\delta^b \frac{\rho dr}{2\pi \delta r} = \frac{\rho}{2\pi \delta} \ln \frac{b}{\delta} \quad (42)$$

当考虑到 R_s 是 R_{sp} 与 R_{sk} 之和时, 就得:

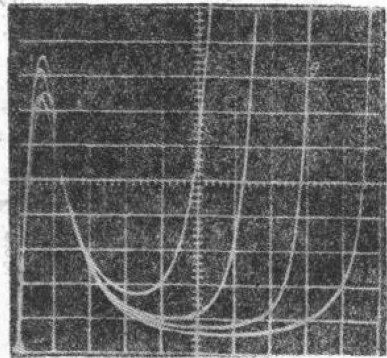
$$R_s = R_{sp} + R_{sk} = \frac{\rho}{2\pi} \left(\frac{1}{a} + \frac{1}{\delta} \ln \frac{b}{\delta} \right) \quad (43)$$

举例而言, $n = 4 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ 的 Ge, $\rho \approx 7 \times 10^{-4} \Omega\text{-cm}$, 所以如果 $a = 8\mu$, $b = 500\mu$, 那末, $R_{sp} \approx 0.14 \Omega$, δ 在 1 KMc 时是 42μ , 在 10 KMc 时 13μ , R_{sk} 在 1 KMc 时是 0.07Ω , 在 10 KMc 时是 0.31Ω . 因此 R_s 在 1 KMc 时是 0.21Ω , 在 10 KMc 时是 0.45Ω . 而在实际上还必须把导线的电阻也附加在 R_s 内。

L 一般在很大程度上取决于构造, 所以应当考虑到能做成低电感那样的构造, 例如微带 (Strip line) 方式等。

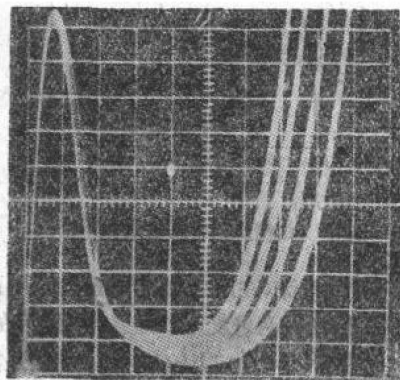
其次, 我们想研究 E. D. 的温度特性。照片 3 及照片 4, 分别表示在示波器上观察到的 Ge 与 GaAs E. D. 的 $V-I$ 特性随温度的改变情况, 从扩散电流的部分来说自左向右的温度分别为 100°C 、 26°C 、 -78°C 、 -196°C 。其次把各个参数作为温度的函数表示时, 就如图 23 所示。以上所述虽然只仅仅举出一个测量实例, 但是也能够从中看出一个大概的倾向。E. D. 在实用时的温度极限据说可从极低温起一直到对于 Ge 为 200°C 、Si 为 350°C 、GaAs 为 $500 \sim 600^\circ\text{C}$ 。

(纵轴 0.4 mA/每格 横轴 75 mA/每格)



照片 3 Ge E. D. 的温度关系

(纵轴 0.5 mA/每格 横轴 150 mA/每格)



照片 4 GaAs E. D. 的温度关系

关于噪声问题, 矢岛等曾断定此种二极管也具有半导体中所特有的与频率成反比的噪声^[20]。泰門 (Tiemann) 等曾在 0.5 Mc 及 100 Mc 时进行过负电阻区内的噪声测定, 在 Ge E. D. 中发觉并没有什么过剩噪声^[21]。图 24 所示就是测定的结果。散粒