

器中包含的激发模式有：在 1486.6 eV 的单色的 AlK_α 辐射 ($\Delta h\nu = 0.2\text{eV}$)，由光栅提供的在 10eV—~50eV 之间选择紫外线的光源，能量均匀性小于 10meV 的可变能量的电子单色仪和一个用于激发俄歇电子的，能量也是可变的附加电子枪(图 16)。在角分布的研究中可以交替使用的一个可变波长的紫外光偏振器。

我在前面作的简单叙述涉及到电子能谱仪的发展中我的实验室所做过的工作。在七十年

代已经写出了有关电子能谱仪的几篇评述和书籍，为了得到全面的了解，读者尚需查阅这些文献。我自己实验室的 Hans Siegbahn 和 Leif Karlsson 刚刚完成了两本新书，这两本书主要包括电子能谱 1970 年以后的发展情况以及现在的实验和理论状况。

(参考文献略)

(吴述尧译，聂玉昕、林彰达校)

目前金属-半导体肖特基势垒形成机理的新进展

陈克铭

(中国科学院半导体研究所)

一、引言

关于金属-半导体接触问题，在一百多年前布朗 (Braun) 首先发现硫化铜和硫化铁之类的金属和半导体接触时的单向导电性。虽然当时人们对单向导电性的机理并不了解，但是这种接触还是很快地广泛用作无线电的探测器。

为了说明这个单向导电性的机理，1938 年肖特基 (Schottky) 和莫特 (Mott) 各自独立地提出过关于电子通过正常的漂移和扩散过程越过势垒的问题。按两位学者的模型，势垒的出现是由金属和半导体之间的功函数之差引起的。但是对不少半导体特别是 Ge, Si, GaAs 等实际测量的结果表明，金属功函数对势垒高度没有多大影响。这样就迫使人们去探讨这些常用半导体与金属接触形成势垒的根源。早期巴丁 (Bardeen) 提出了关于半导体表面所存在的塔姆(固有)表面态参与了肖特基势垒的形成的观点。然而近年来的实验表明，GaAs 等的 (110)解理面的禁带中不存在固有表面态，肖特基势垒却照样形成。这说明固有表面态或界面态不是肖特基势垒形成(或费米能级钉住)的最

根本原因。

近两三年来，在超高真空下金属按亚原子层或单个原子层覆盖到半导体表面的过程中，利用同步电子加速器的软 X 光辐射研究界面微观结构的光电子谱表明^[1]，在有固有表面态的硅片上只要覆盖上 III 族金属一个原子层，和无固有表面态的许多 III-V 族化合物片上只覆盖 III 族金属亚原子层时，费米能级钉住化已完成。因此，目前较普遍认为金属覆盖造成晶格缺陷，它们起钉住费米能级的作用。这是当前金属-半导体接触研究中比较核心的问题。

本文除简要地叙述肖特基和巴丁的形成势垒物理模型外，重点地讨论金属-半导体肖特基势垒形成的统一缺陷物理模型。

二、肖特基的势垒物理模型

肖特基认为半导体与金属的交界是均匀的，这样在整个耗尽区内非补偿的离化施主的空间电荷也是均匀分布的，所以电场强度随离开耗尽区边缘的距离线性地增加，而静电势随距离的平方增加。所得到的抛物线型势垒称为肖特基势垒。

现在介绍肖特基势垒形成的物理过程。我们设想有一块金属和一块 n 型半导体，它们有共同的真空电子能级，并假定金属的功函数 W_m 大于半导体的功函数 W_s ，它们接触前的能带图如图 1(a) 所示。当金属和半导体的间隙距离

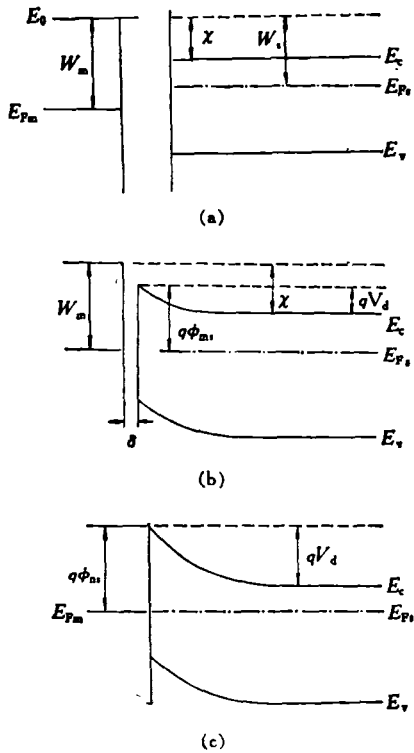


图 1 金属和 n 型半导体接触能带图 ($W_m > W_s$)
(a) 接触前; (b) 近紧密接触; (c) 无间隙

δ 减少时, 由于原来半导体的费米能级 E_{Fs} 高于金属的费米能级 E_{Fm} , 则半导体中的电子向金属发射, 金属表面的负电荷增加; 而半导体中必然存在数量相等的正电荷。为了使金属和半导体整个系统仍保持电中性, 必须降低金属的电势和提高半导体电势。它们的电势变化使内部的所有电子能级及表面处的电子能级都发生相应的变化, 最后达到平衡状态。金属和半导体的费米能级在同一水平上, 这时不再有净电子流了。它们之间的电势差完全补偿了原来费米能级的不同, 即相对金属费米能级, 半导体的费米能级下降了 ($W_m - W_s$)。另一方面由于半导体中载流子浓度比较低, 这些正电荷分布

物理

在半导体表面相当厚的一层内, 即空间电荷区。这时在空间电荷区内便存在一定电场, 其方向是从半导体指向金属, 造成能带向上弯曲, 使半导体表面和内部之间存在电势 V , 即表面势, 如图 1(b) 所示。若 δ 小到与原子间距相比较, 电子就可以自由穿过间隙, 这时接触电势差绝大部分降落在半导体空间电荷区, 这就是紧密接触的情况, 如图 1(c) 所示。金属边的势垒高度即通常称为肖特基势垒高度是

$$q\phi_{ns} = W_m - W_s = q\phi_m - q\phi_s \quad (1)$$

由此可知肖特基势垒高度应当直接随金属功函数变化。该模型可很好地解释离子性半导体与金属接触所形成势垒的物理本质。但是对不少半导体, 特别是 Ge, Si 和 GaAs 进行测量所得的结果并非如此。例如金和铝与 n 型 GaAs 接触, 势垒高度仅相差 0.15 eV, 而金和铝的功函数分别为 4.8 eV 和 4.25 eV, 二者相差 0.55 eV, 远比 0.15 eV 大。硅的势垒高度变化也仅占不同金属功函数的变化量的五分之一。这些实验事实都说明, 肖特基的物理模型不是形成势垒的唯一机理。因此人们利用金属功函数与它的负电性的线性关系 ($\phi_m = \chi_m + \text{常数}$), 并用如下半经验公式描述各种类型半导体与金属接触形成的势垒高度与金属的负电性 (χ_m) 的关系

$$\phi_{ns} = S\chi_m + \phi_0 \quad (2)$$

其中 S 和 ϕ_0 在紧密接触中都是常数。几种类型半导体的势垒高度 ϕ_{ns} 与金属负电性的依赖关系示于图 2。由此可知 S 参数的物理意义。当 $S = 0$ (如图 2 中 Si) 时, 肖特基势垒高度

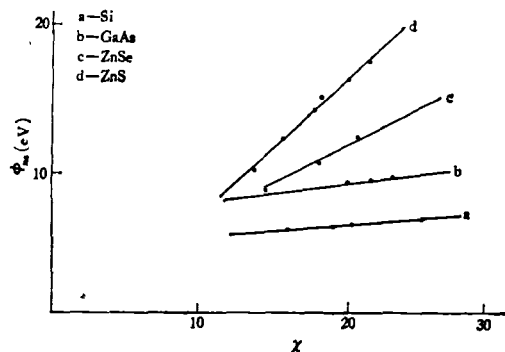


图 2 几种半导体的势垒高度 ϕ_{ns} 与金属负电性 χ_m 的依赖关系

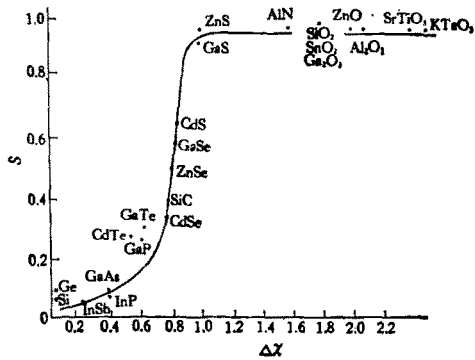


图3 S 值与二元化合物组分的负电性差 $\Delta\chi$ 的关系

(即一个电子从金属费米能级到半导体所需要的能量)是一个常量,与金属功函数无关,或者说平衡状态的费米能级被钉住在一个恒定量上.当 $S \approx 0$ (如 InSe 等)时, S 参数是表征费米能级钉住程度.而且大量实验结果表明, S 参数与化合物半导体的各组分的负电性差 ($\Delta\chi$) 有关,如图 3 所示.所谓晶体的负电性差是作为量度晶体化学键的离子性强弱的程度.因此它与半导体的化学键的离子性直接相关.从图 3 还看出,在 $\text{Si}(S=0)$ 和 $\text{ZnS}(S=1)$ 两种极端情况之间,在二元化合物的阴离子和阳离子的负电性差为 0.6 附近, S 值出现急剧变化区.

从大量实验结果归纳出上述规律,促使人们提出各种理论来解释金属-半导体肖特基势垒的形成或费米能级钉住的起因.

三、巴丁的势垒形成的物理模型

由于半导体周期性中断造成悬挂键,人们自然会想到,这些悬挂键派生出来的固有表面态在形成肖特基势垒中的作用.首先,巴丁认为这种固有表面态使界面处的费米能级钉住,形成肖特基势垒,而金属的影响是二级效应.考虑了界面态后,就要涉及到金属、界面态和半导体三个电子系统相互平衡的问题.为了说明这个问题先设想三个电子系统未接触前各自处于电中性状态,如图 4(a) 所示.在图中 E_{Fn} 是界面态处于电中性状况时的费米能级,也可以

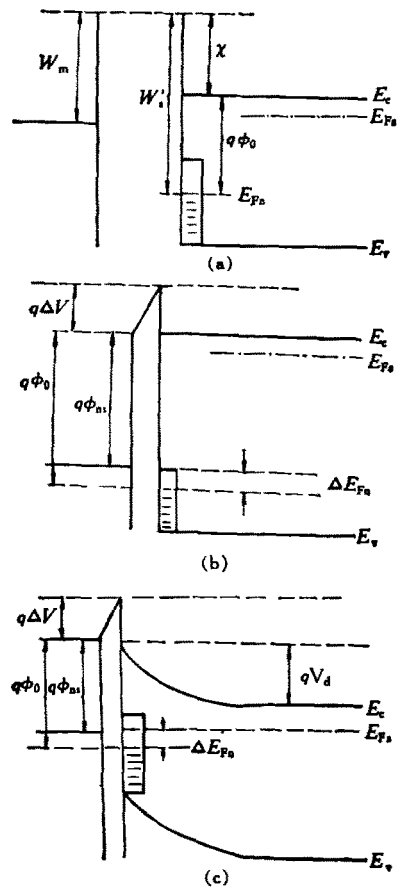


图 4 (a) 金属和界面态平衡前的能带图; (b) 金属和界面态达到平衡的能带图; (c) 金属、界面态和半导体三个电子系统达到平衡的能带图

说是电子填充界面态使表面内电中性所达到的能级,并分别用 W_m 和 $q\phi_0$ 表示从界面态的 E_{Fn} 到真空能级和导带底的能量.现在先考虑金属和界面态之间的平衡问题.由于半导体界面态的费米能级比金属的低.当它们形成接触时,电子从金属流入半导体界面态,这就产生从金属指向半导体的电场以及相应的电势差 ΔV ,结果金属的能带连同其费米能级相对于半导体下降 $q\Delta V$,界面态的费米能级升高 ΔE_{Fn} ,最后金属和界面态的费米能级拉平,如图 4(b) 所示.现在进一步考虑金属和界面态统一系统和半导体内部平衡问题.由于半导体内部的费米能级 E_{Fs} 仍高于金属和界面态的费米能级,因而电子就从半导体流向金属和界面态,使它们

构成一负电荷层,同时在半导体的一边形成有一定厚度的正空间电荷区,在这个区内产生电场,使半导体内能带连同其费米能级一起下降,靠近界面的半导体能带往上弯,最后使金属、界面态和半导体三个电子系统的费米能级都达到同一水平,如图4(c)所示.如果界面态密度很大,这三个电子系统的统一的费米能级被锁在界面态处于电中性的费米能级上,也就是所谓势垒高度被界面态钉住,或目前所说的费米能级钉住的物理内容.现在令 ΔN 表示每单位面积由金属到界面态的电子数.如果界面态单位面积的态密度用 D_s 表示,则

$$\Delta N = D_s \Delta E_{Fn} \text{ 或 } \Delta E_{Fn} = \Delta N / D_s. \quad (3)$$

另一方面,因为这里金属和界面态单位面积的电荷为 $\pm \Delta N q$,它们在 δ 层内产生的电场强度按高斯定理应等于 $\Delta N q / \epsilon_i$.其中 ϵ_i 是金属-半导体之间的中间层的介电常数.于是电势差

$$\Delta V = \Delta N q \delta / \epsilon_i. \quad (4)$$

虽然在平衡状态中两者相加恰能补偿原来金属和界面态的费米能级之差,即

$$\Delta N \left(\frac{1}{D_s} + \frac{q^2 \delta}{\epsilon_i} \right) = W'_s - W_m, \quad (5)$$

并由此得

$$\Delta N = \frac{1}{1/D_s + q^2 \delta / \epsilon_i} (W'_s - W_m), \quad (6)$$

所以

$$\begin{aligned} \Delta E_{Fn} &= \Delta N / D_s \\ &= \frac{1/D_s}{1/D_s + q^2 \delta / \epsilon_i} (W'_s - W_m). \end{aligned} \quad (7)$$

另一方面从图4(c)可知,肖特基势垒高度 ϕ_{ns} 应为

$$\begin{aligned} q\phi_{ns} &= q\phi_0 - \Delta E_{Fn} = q\phi_0 \\ &+ \frac{1/D_s}{1/D_s + q^2 \delta / \epsilon_i} (W_m - W'_s) \\ &= \frac{1/D_s}{1/D_s + q^2 \delta / \epsilon_i} (W_m - W'_s) \\ &+ q\phi_0. \end{aligned} \quad (8)$$

当我们引入

$$S = \frac{1/D_s}{1/D_s + q^2 \delta / \epsilon_i}$$

时,则(8)式将可写成

$$q\phi_{ns} = S(W_m - W'_s) + q\phi_0, \quad (9)$$

这里 S 亦表征界面处费米能级钉住程度,它又是一个分数,例如n型Si,这个分数为1/5,所以势垒高度的变化只有金属功函数变化的1/5.同时还把表征界面处费米能级钉住程度的参数与界面态密度和中间层厚度直接联系起来.这个理论还表明,对于共价键半导体,固有界面态密度与晶体表面的原子数是同一数量级即 $10^{15}/\text{cm}^2 \cdot \text{eV}$,这样高的界面态密度足以钉住费米能级,形成肖特基势垒,所以它与接触金属无关.而对于离子性强的半导体,其固有界面态密度小于 $10^{11}/\text{cm}^2 \cdot \text{eV}$,不足以钉住费米能级,所以肖特基势垒高度与接触金属有关.从(9)式与(2)式的比较可知(2)式中常数 ϕ_0 就是界面态处于电中性状态的能级.

四、统一缺陷模型^[2,3]

近几年来的实验结果表明,不少III-V族化合物半导体GaAs, GaSb和InP等(110)解理面的禁带中不存在固有界面态,而(110)解理面的势垒照样形成,费米能级仍旧在界面处钉住,而且在部分电子产额谱中出现很强的激子效应.这充分说明固有界面态不是形成势垒或钉住费米能级的根本原因.

近两三年来在超高真空下,在按亚原子层或单个原子层覆盖到半导体解理面过程中,用同步辐射源研究界面微观结构的光电子谱表明,在有固有表面态的硅样品上只覆盖III族金属一个原子层,和没有固有表面态的GaAs(110)上只覆盖III族金属亚原子层时,界面处的费米能级钉住化已经完成.这些结论可以从分析GaSb, GaAs和InP(110)面的恒定终态谱随Au的覆盖度的变化(图5)以及GaSb, GaAs, InP(110)面的费米能级钉住位置随各种金属覆盖度的关系(图6)得知,能量为28.3eV的最强的峰是从GaSb和GaAs(110)清洁表面上把Ga3d的电子激发到能量为4eV恒定终态能量窗口的谱峰,在这个峰的低能端还有

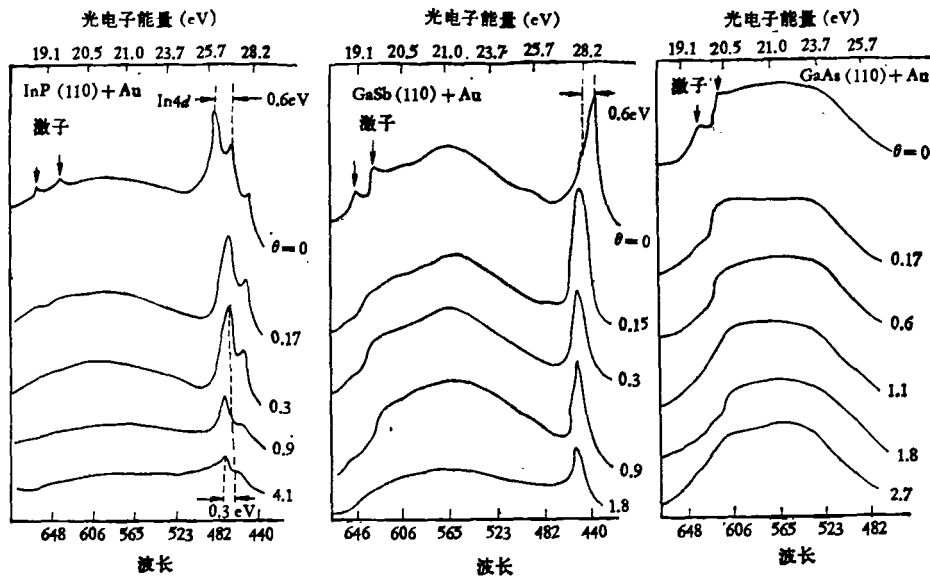


图 5 InP, GaSb, GaAs 的恒定终态谱随 Au 覆盖度关系

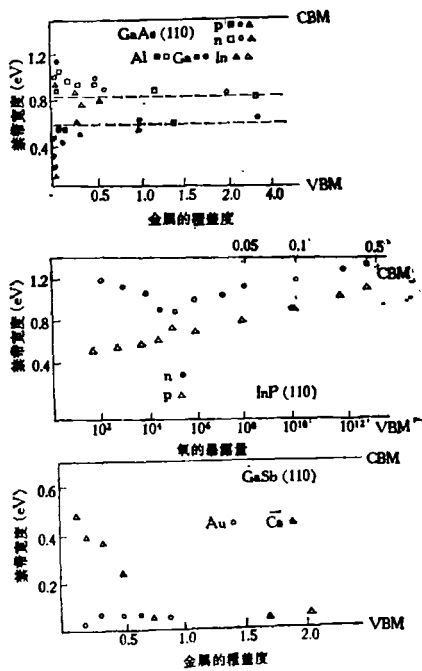


图 6 n 型和 p 型 GaAs, GaSb, InP(110) 表面费米能级钉住位置随覆盖度的变化

一个小肩膀，它是 GaSb 和 GaAs 解理表面处能带弯曲的一种反映。同时在淀积约 0.1 原子层的金时，GaSb (28.3eV) 峰向低能量端位移 0.6eV，显出尖锐和清晰的峰，这个位移是与在很低的金覆盖度下所观察到界面处能带弯曲相

对应的。这个峰是尖锐的，同时它的高低能量的两端都不存在卫星峰。这些有力地证实了，在很低 Au 覆盖下整个界面处的费米能级完全被钉住。能量为 25.3eV 的峰是最强的峰，是在 InP(110) 解理清洁表面上把 In4d 的电子激发到能量为 4 eV 恒定终态能量窗口的谱峰。同时在淀积约 0.1 原子的 Au 时，也观察到 In4d 峰亦发生位移 0.6 eV，而且这个尖峰的高低能量的两侧也都不存在卫星峰。这也说明 InP(110)解理面上在淀积亚原子层 Au 时，界面处的费米能级就完全钉住。更重要的是用上述光电发射谱，直接测定界面处费米能级钉住位置与金属覆盖度依赖关系示于图 6。这些实验可以说明三点：(1) 固有界面态作为唯一的费米能级钉住机理是不充分的，或者说不成立的。(2) 体金属态形成之前费米能级就钉住了。(3) 在很低的覆盖度下界面处的费米能级完全被钉住。同时利用光电子发射谱，从具有精度为 ± 0.1 eV 的能量分布曲线看出，所确定的价带最大值的精确位置和它与费米能级钉住位置的相对能量间距说明，界面处的禁带宽度未变窄。由此可见海因 (Heine) 和因克森 (Inkson) 的禁带变窄理论都不能解释肖特基势垒形成的物理本质。

上面谈到在 GaAs(110) 和 InP(110)解理面上的禁带中未观察到固有表面态。在表面重构的基础上这个实验结果是可以理解的。现在我们以 GaAs 为例加以说明, 当每个表面原子的共价键被切断时, 表面 Ga 和 As 原子的配位结构从 sp^3 分别到 s^2p^3 和 sp^2 象自由原子一样。由于 As 原子的电子取 s^2p^3 配位的键合能最低, 它的键角比体内 sp^3 大, 这样 As 表面原子就要往外移动约 0.5 \AA , 而 Ga 往内移动 0.3 \AA 左右, 即转动约 27° , 也就是通过调整原子配位使最小键合能和应力能之和为最小, 而稳定成最后表面重构形式。由于表面重构和体结构不匹配所引起的应力是很大的, 这种重构运动是很明显的。即这个表面重构使固有的空表面态和填满的表面态离开禁带区, 分别进入导带和价带之中, 如图 7 所示。所以我们就得到 GaAs 等(110)面在禁带中无固有表面态的结论。但是又提出一个问题, 是否由于 GaAs(110)面上淀积金属而使固有表面态又从导带和价带进入禁带中呢? 实验回答是否定的。

如果在 GaAs (110) 面上因金属的淀积出现固有表面态, 并又移到禁带中去, 这移动就应有一个电子伏或更大的能量变化, 这时在用部分光电子产额谱研究从填满 $Ga3d$ 内壳层到能量最低的空态的软 X 射线跃迁(包括形成激子)中将一定会探测到为激发激子所需要的光子能量的减小。从图 5 中看到, 在 GaAs, GaSb 和 InP (110) 面上出现光子能量分别为 19.2 和

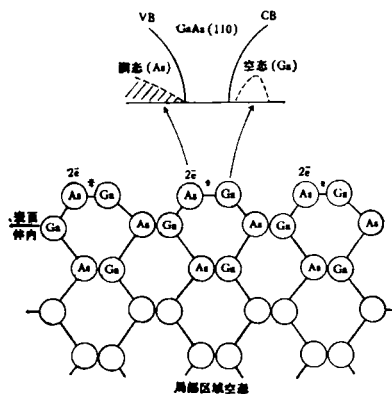


图 7 重新排列后 GaAs(110)晶格和电子结构图

19.7eV 双重结构的激子峰。它是由 $Ga3d$ 自旋轨道劈裂的双重简并态到费米能级上第一空态之间的跃迁引起的。19.2 和 19.7eV 双峰不受 0.1 原子层淀积的影响, 即对费米能级已钉住和未钉住的 GaAs, GaSb 和 InP(110) 面上为激发产生激子所需要的光子能量无变化。因此, 费米能级被钉住不是由于金属淀积使固有表面态移到禁带中去引起的。上面的结果都说明, 在 GaAs, GaSb 和 InP(110) 面与金属界面处费米能级被钉住不是固有表面态, 而是由金属感应外来的界面态引起的。

最近 Spicer 等人认真地分析了近几年来实验结果和理论工作, 在这基础上提出了统一缺陷模型。这个模型的基本思想是在 GaAs, GaSb 和 InP 等(110)解理面上淀积金属, 产生半导体表面的晶格缺陷, 使禁带中出现密度相当大的界面态。这种界面态就钉住界面处的费米能级。下面我们讨论这个物理模型的依据, 缺陷的产生和本质以及钉住费米能级等问题。

1. 统一缺陷物理模型的实验依据

(1) 只要一个单原子层或更少量的金属甚至氧的淀积就能使 GaAs, GaSb 和 InP (110) 解理面和金属界面处的费米能级钉住。

(2) 对某一种半导体来说, 界面处的费米能级钉住位置与所淀积的金属种类无关, 即使金属的负电性差别很大 (Au 和 Cs 分别为 2.4 和 0.73), 或它们的最外壳层的价电子波函数差别很大, 钉住最后位置也都是相同的。从图 8 可以看到这些实验结果的相似性。

(3) 费米能级钉住位置与半导体种类有强烈的依赖关系。对于 GaAs (110) 面在禁带中部和 GaSb (110) 面在价带最大值附近, InP (110) 面处在导带最小值(导带底)附近。

由上述三点可知, 钉住费米能级与金属无关, 仅与半导体表面或表面附近区有关。再者当只有百分之几金属或氧覆盖到某种半导体表面上时, 在金属中就出现半导体原子, 并且其价带也有所骚扰。这说明在金属淀积过程中, 某些半导体表面原子离开它原来的位置并进入金

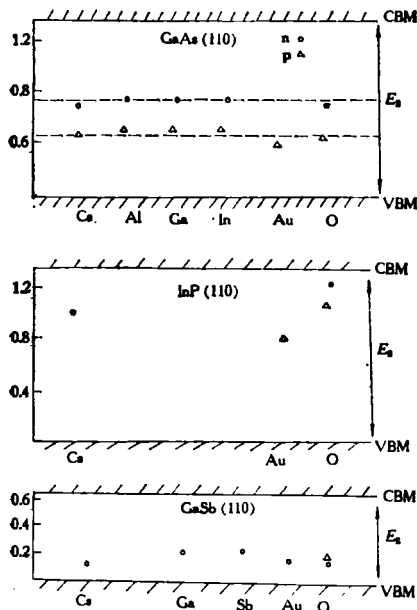


图8 在GaAs, InP和GaSb上覆盖不同金属原子后费米能级的最后位置

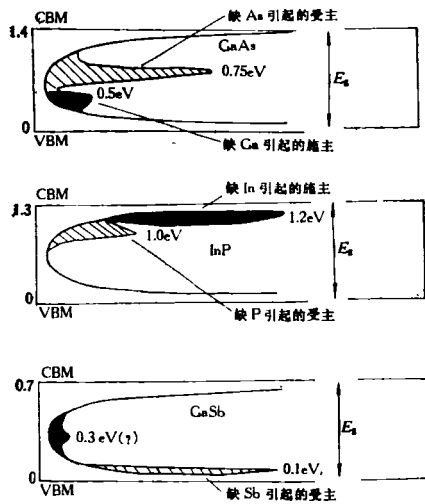


图9 界面态和肖特基势垒的统一模型

属。上述事实都说明在界面或界面附近出现起钉住作用的半导体表面晶格缺陷及某能级。因此, Spicer等人提出, 由于从半导体表面区的正常晶格位置上去掉阳离子或阴离子, 每种半导体都有两个不同电子能级, 相对于价带顶的禁带中钉住能级的位置分布如下: InP 0.9(或1.0)和1.2eV; GaAs 0.75和0.5eV。第一个能级与少一个阴离子有关, 而第二个能级与少一个阳离

子有关。GaSb 只有一个由于缺 Sb 所引起的受主能级位于 0.1eV 处。这些缺陷能级位置及其密度分布示于图 9 中。还应当指出, GaAs 中起主导作用的是 0.75eV 能级, 它与缺 As 有关, InP 的主要的界面能级位于导带最小值底下 0.1 eV 处, 它与缺 In 有关。

2. 缺陷的产生及其本质

蒸发的金属处于高能量状态, 溅射到半导体表面后就处于低能量状态, 在局部区域释放大热, 这凝聚热使半导体表面丢掉某一容易逃逸的原子, 这样半导体表面便产生缺陷。例如 Derpian 测量 Cs 吸附在 GaAs(110) 面上的初始吸附热约为 60kcal/mol, 而 Cs 的升华热只有 19kcal/mol, 当 Cs 吸附在 GaAs(110) 面上某区域时, 就在这区域形成热堆, 这样就会产生缺陷。

Brillson 研究了表征费米能级钉住程度的 S 参数与各种半导体的形成热的关系, 并指出离子性较强的化合物半导体有较高的形成热, $S = 1$, 而共价键化合物半导体有较低的形成热, $S = 0$ 。因此对形成热较低的半导体, 淀积金属就容易产生缺陷, 而离子性较强的半导体产生缺陷较少。

Van Vechton 的计算表明, 阳离子空位和阴离子空位的焓是不同的, 这说明化合物半导体的某一成份容易产生缺陷。GaSb, InP 及 GaAs 中焓分别为 $\Delta H(V_{Sb}) = 2.56\text{eV}$, $\Delta H(V_{Ga}) = 2.03\text{eV}$, $\Delta H(V_P) = 2.17\text{eV}$, $\Delta H(V_{In}) = 3.04\text{eV}$, 和 $\Delta H(V_{As}) = \Delta H(V_{Ga}) = 2.59\text{eV}$ 。在这个模型中还表明, 较大的共价键半径的元素有较大的焓。对反位缺陷来说, 可认为, 大的原子占据小的原子位置就要求有较大的焓。根据这些规则, 以 GaSb 为例, Ga 共价键半径比 Sb 小, 所以 Ga 的空位比 Sb 的空位多, 出现机率大。也由于 Ga 原子比 Sb 原子小, 所以 Ga_{Sb} (Ga 原子在 Sb 的位置上) 也比 Sb_{Ga} (Sb 原子在 Ga 的位置上) 多, 这种缺陷出现机率大。

这样缺陷本质上应是半导体表面晶格缺陷和它的缺陷集团或络化物。如 GaSb 中 V_{Ga} (Ga

的空位)出现机率最大,而 Ga_{Sb} 反位缺陷出现机率也比较大. 因此它们就组成表面晶格缺陷络化物 $V_{\text{Ga}} \cdot \text{Ga}_{\text{Sb}}$. 其它 III-V 族化合物亦有类似情况.

3. 缺陷的类型

目前关于晶体缺陷的类型只能粗略地定性作如下描述: 当不接受电子时, 一个受主是不带电的, 而被电子填满了的施主也是不带电的. 一个阴离子空位应是一个施主, 而一个阳离子空位应是一个受主, 一个阳离子在阴离子的位置是一个受主, 而一个阴离子在阳离子位置上施主. 例如 GaSb 中的晶体缺陷是 $V_{\text{Ga}} \cdot \text{Ga}_{\text{Sb}}$ 络化物, 其类型属于受主能级. 其它 III-V 族化合物半导体也有类似情况.

4. 缺陷的密度

实验数据表明, 缺陷密度只要能补偿掉能带弯曲区内的电荷量, 就能足以使费米能级钉住. 对于体掺杂浓度为 $2 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ 的能带, 弯曲度为 0.5 eV, 它要求最小界面电荷密度约为 $4 \times 10^{12} \text{cm}^{-2}$. 理论计算也表明, 钉住费米能级的界面态密度是在 $10^{12} - 10^{13} / \text{cm}^2$ 的范围.

图 9 的统一缺陷物理模型就是根据上述实验结果和理论分析提出来的.

五、结 束 语

金属-半导体界面的费米能级钉住, 形成肖特基势垒成为当前重要的研究课题. 由于超高真空技术和具有同步辐射源的光电子发射谱技术的发展, 给我们提供探讨界面微观结构的可能性. 统一的缺陷模型揭示了界面处费米能级钉住的根本原因, 澄清了许多不够正确的认识. 但这个模型还需要进一步完善. 当然更不是金属-半导体界面物理研究的终结, 而是为人们探讨界面微观结构打开了大门. 目前仅定性描述界面处费米能级钉住的机理及其晶体缺陷的本质. 要定量描述, 会遇到许多困难, 还须作进一步努力, 特别是在实验上测定淀积不同金属属于各种半导体表面上的凝聚热值, 以及探讨涉及到界面处附近半导体晶格缺陷的热动力学等问题. 只有这样, 才能弄清晶格缺陷的本质和确定各种半导体的界面态密度及其分布和界面化学键信息.

参 考 文 献

- [1] P. W. Chye et al., *Phys. Rev. Lett.* **B**, **18** (1978), 5545.
- [2] W. E. Spicer et al., *J. Vac. Sci. Techn.*, **16**(1979), 1422.
- [3] W. E. Spicer et al., *J. Vac. Sci. Techn.*, **17**(1980), 1019.

关于两个讲座连载的通知

1. 量子光学讲座

作者是美国费城 Drexel 大学物理系教授 L. M. Nar-ducci. 他 1981 年夏秋来华访问, 并开了“量子光学”讲座. 本文应本刊特邀而作, 本刊将在第 11 卷的第 9 期和第 10 期连载完. 第 9 期载有“引言”和“共振荧光”两节, 第 10 期载有“超荧光”、“光学双稳性”和“有序结构的产生”.

2. 傅里叶变换光学基本原理讲座

作者是北京大学物理系讲师钟锡华. 本讲座曾在京内、京外开过若干次, 反映很好, 内容的分析和讲授的方法有独到之处. 作者应本刊之邀撰写了八讲. 本刊拟自第 11 卷的第 8 期至第 12 卷的第 3 期连载完. 各讲内容如下:

- 第一讲 光波衍射与波前变换;
- 第二讲 相因子判断法;
- 第三讲 正弦光栅的衍射;
- 第四讲 阿贝成像原理与相衬显微镜;
- 第五讲 夫琅和费衍射实现屏函数的傅里叶变换;
- 第六讲 空间滤波和光信息处理;
- 第七讲 相因子判断法分析全息图的衍射场;
- 第八讲 点扩展函数与光学传递函数.

感兴趣的读者可与当地邮局联系临时预订并付款. 8 月初预订第 9 期, 9 月初预订第 10 期, 依次类推.

本刊编辑部