

α -Si:H 膜中反常瞬态响应的光谱影响*

海宇涵 周忠毅

(中国科学院电子学研究所)

提 要

测量夹心结构 α -Si:H 膜的瞬态响应谱时,发现无论是在低的正向偏压还是在低的反向偏压下,起始部分都出现不正常的尖形脉冲,它的幅度随光波长的增长而减小. 零场瞬态谱的研究表明,这种不正常的非传输部分来源于结区,它的升降特点决定于光照时的空间电荷限制光电流. 从光电流幅值与光吸收系数的关系式,我们发展了一种确定光学隙的方法.

一、引 言

我们曾发现夹心结构 (SnO_2 - α -Si:H-Al) α -Si:H 膜在低的偏压下的反常瞬态响应^[1],并将它归结为是由受照边 (SnO_2 边)位垒区空间电荷限制光电流导致的. 在分析这些瞬态信号时,我们将它分解为起始的尖形脉冲和随后的类指数过程. 文献[1]主要研究了这些过程受电场和照度的影响,本文将研究它们的光谱影响.

Datta 和 Silver^[2] 也发现低正偏压下的反常现象,但他们采用的是极短的脉冲光. 而我们采用的则是较宽的矩形单色光,所以在低正偏压和低反偏压下的反常效应都更加明显,并且可以同时看到上升和衰减响应中的反常现象.

结区的存在是发生这种反常现象的前提^[1], 因此研究零场瞬态信号将更能反映本质问题. 本文将研究零场瞬态信号的特性,及其幅值与光吸收的关系. 并从这种关系发展出一种确定非晶硅膜光学隙的方法.

二、瞬态响应的光谱影响

文献[1]指出,瞬态响应的形状和上升速度与电场和照度有关,现在分析它们受光谱的影响. 实际的样品制备和瞬态信号的测量方法详见文献[1, 3]. 样品具有夹心结构 (SnO_2 - α -Si:H-Al), α -Si:H 膜在 280°C 的基底温度下淀积,膜厚约 1 μm . 矩形光从 SnO_2 膜入射. SnO_2 接正, Al 接负,称为正偏压;反之称为负偏压. 图 1 是在蓝 (4500Å)、绿 (5300Å)、红 (6500Å) 三种矩形单色光照射下测得的反偏压(实线)和正偏压(虚线)下的瞬态信号. 图 1(a) 和 (b) 分别是在 1.0V 和 2.1V 偏压下的测量结果. 蓝、绿、红三

* 1983年7月22日收到,1984年9月28日修改定稿.

种矩形单色光由白炽灯加干涉滤光片和快门产生,其总能量(非单个光子能量)之比大约为 1:2.5:5。采用不同总能量的单色光的目的是,要仔细观察红光信号中的反常现象,因为红光的瞬态信号太弱。

图 1 中的瞬态信号的形状和产生的机理,在文献 [1] 中有详细的讨论。总之,无论是在低正偏压还是在低负偏压下,瞬态信号上升或衰减曲线的起始部分,都有不正常的非传输成分。这种非传输成分由结区的空间电荷效应引起,形状类似尖形脉冲。尖形脉冲后的类指数形信号,是正常的传输成分。图 2 是把图 1(b) 中的反偏压信号分解为这两部分的示意图。

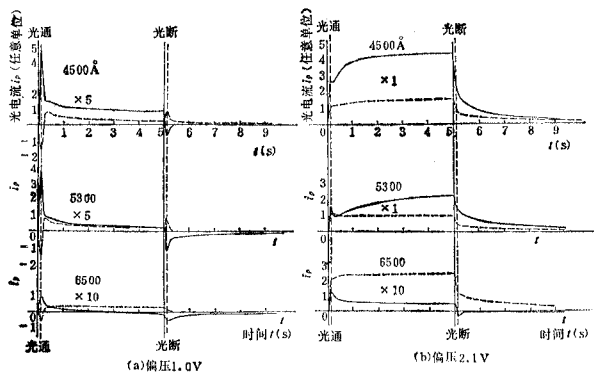


图 1 夹心结构 $a\text{-Si:H}$ 膜的瞬态光电导响应
实线和虚线分别表示反偏压和正偏压信号
(a) 偏压 1.0V, (b) 偏压 2.1V

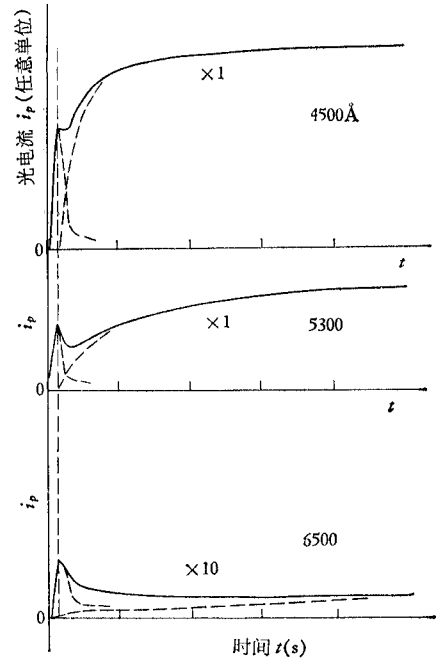


图 2 图 1(b) 的瞬态光电流响应的分解示意图

对于不同波长的光,图 1 中的瞬态信号的形状、幅度和升降速度有明显的差别。首先,虽然单色光波长长时所用的总能量大,但无论是尖形部分还是类指数形部分的幅值都是波长越长时越小。其次,无论是尖形部分还是类指数形部分的上升(或下降)速度却是波长越短越快。这种情况与照度的影响^[1]十分类似。这是由于薄膜对短波长单色光的吸收系数较大,因而相当于较强的光;而长波长单色光则相当于较弱的光。所以这样的类似变化是完全可以理解的。

三、零场瞬态信号谱

SnO_2 层附近结区的能态和电场分布,在零外场下就已固定下来,加强电场(加反向或正向偏压),无非是使它们升高或降低,但其形状基本不变。研究零外场的瞬态曲线,当然更有意义。图 3 是红、绿、蓝三种等能光照射下的零场瞬态曲线起始的尖形信号。三种光由单色仪产生,能量由真空热电偶测量,约为 $300\mu\text{W}/\text{cm}^2$ 。由图 3 亦可看到本文前述的

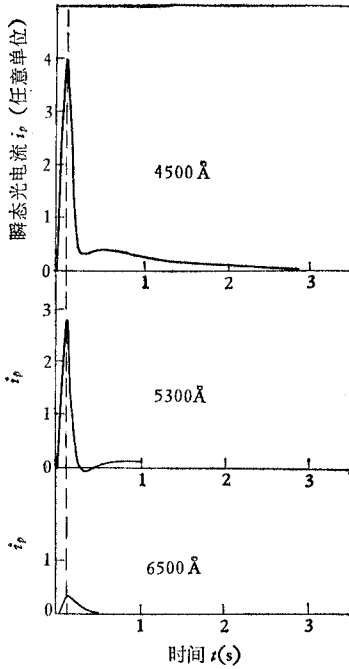


图3 等能光的零场瞬态信号

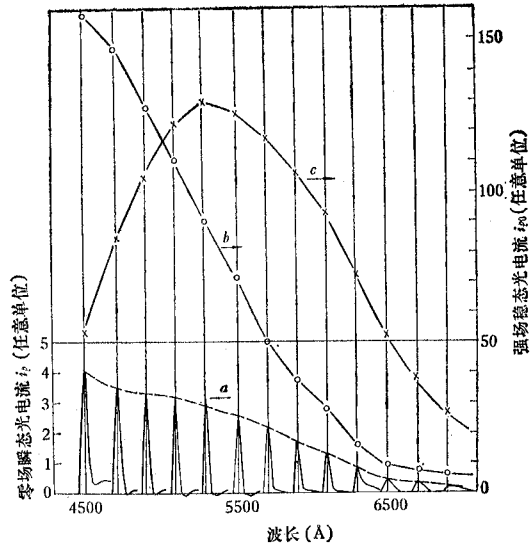


图4 等能光的零场瞬态脉冲幅值谱(a)、强场下的反向等能光谱响应(b)和正向等能光谱响应(c)

特点。

如果将不同波长的等能光的零场尖形信号按光谱排列,则可形成零场瞬态信号谱,示如图4曲线(a);注意,图中单个尖形脉冲信号是随时间变化的,只有峰顶是随光波长变化的。为了比较,图4中还画出了强电场($5 \times 10^4 \text{V/cm}$)下的反向等能光谱响应曲线(b)和正向等能光谱响应曲线(c),它们当然都是测得的稳态电流。

由图4曲线(a)可以看到以下的特点:(1)零场尖形信号的幅度随着波长的增长而减小,它既不同于曲线(b),也不同于曲线(c),它仅反映了 SnO_2 附近结区对不同波长光吸收的差别,而后两者反映的是样品的整体性能。(2)从单个尖形信号随时间的变化看,上升到峰顶的时间基本上不随光波长不同而变化,但下降时间则随波长的增长而加长。这种情况反映了光照时结区的空间电荷限制光电流的特点。

由于在零外场下只有结区存在电场,而零场尖形信号却又具有加上外电场后的尖形信号的所有特点,因此可以得到下面几个显而易见的结论:(1)瞬态响应非传输部分的尖形信号来源于受照边的结区,它的变化情况取决于此结区的电场分布。(2)它的幅值取决于照度、光波长和电场。(3)它的升降特点由结区光照时空间电荷限制光电流所决定。(4)它的上升时间是受到空间电荷限制前的相当于无陷阱情况下的时间^[4-6]。(5)它的下降部分反映了光照时空间电荷限制光电流的情况。空间电荷密度显然与光的照度和波长有关。在一定照度下,对于波长较长的光,结区吸收减少,空间电荷密度也减小,尖形信号从峰顶下降的速度亦随之减慢。

四、反常瞬态信号与光吸收的关系

由于瞬态信号的反常部分(起始的尖形信号)来源于 SnO_2 附近的结区,图 4 曲线 (a) 中零场尖形信号与此结区内的光吸收之间必然存在确定的关系. 如上所述,零场尖形信号从零上升到峰值后,将受到空间电荷的限制而减小,此时的峰值光电流密度 i_{p0} 应正比于短路情况下的稳态电流密度,即

$$i_{p0} = CeF(1 - R)[1 - \exp(-\alpha d)]\eta, \quad (1)$$

式中 C 为常数, e 为电子电荷, F 为单色光照度 ($\text{ph/s}\cdot\text{cm}^2$), R 为膜反射率, α 为吸收系数, η 为光激发的量子效率, d 为光照前 SnO_2 层附近结区的厚度. 因为在零场情况下,只有此结区(而非整个膜层)内的光生载流子才对光电流有贡献,所以 (1) 式中的 d 不代表整个膜厚. 此结区厚度为^[7]

$$d = \left(\frac{2e\varepsilon V_0}{N} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2)$$

式中 ε 为膜的介电常数, V_0 为结区内建电位(在有外场的情况下,应加上偏压), N 为空间电荷密度. (2) 式表明,结区厚度随着结区内空间电荷密度的增大而减薄. 由于结区很薄,不仅在 α 值较小的近红外区,而且几乎在整个可见光区,都有 $\alpha d \leq 0.4$, 因此 (1) 式可简化为

$$i_{p0} = CeF(1 - R)\alpha d\eta. \quad (3)$$

(3) 式表明,对于照度 F 较强的单色光,或者吸收系数 α 较大的波长较短的光,都有较大的峰值电流 i_{p0} . 结合 (2) 式,我们还可以推论出,在开始光照一定时间之后,结区光生空间电荷图样就形成^[6],这时结区的空间电荷密度 N 增大,将使结区厚度 d 减薄,因而光电流密度不能保持稳定,将从峰值电流 i_{p0} 下降,下降的速度将取决于 N 增大的速度,而 N 增大的速度与单色光的波长和照度 F 有关.

由于我们采用的是等能光输入,设光能量为 $W(\text{eV/s}\cdot\text{cm}^2)$, 则

$$F = W/h\nu, \quad (4)$$

式中 $h\nu$ 为单色光的光子能量 (eV). 将 (4) 式代入 (3) 式,得到

$$i_{p0} = CeW(1 - R)\alpha d\eta/h\nu. \quad (5)$$

为了便于讨论 i_{p0} 与 α 之间的关系,我们首先将 (5) 式变为

$$i_{p0}h\nu/[(1 - R)\alpha] = CeWd\eta. \quad (6)$$

(6) 式中的 e 、 W 、 d 和 η 都可看成不随波长变化的常量,令

$$b = CeWd\eta, \quad (7)$$

则

$$i_{p0}h\nu/[(1 - R)\alpha] = b$$

或

$$i_{p0}h\nu/(1 - R) = b\alpha \quad (8)$$

(8) 式表明 $i_{p0}h\nu/(1 - R)$ 接近与 α 成正比,因此可用前者近似地表示后者的变化. 那么 (8) 式可变为

$$i_{p0}(h\nu)^2/(1-R) = b\alpha h\nu$$

或

$$[i_{p0}/(1-R)]^{1/2}h\nu = b^{1/2}(\alpha h\nu)^{1/2}. \quad (9)$$

通常可用 $(\alpha h\nu)^{1/2}—h\nu$ 曲线来确定膜的光学隙^[8]。而 (9) 式表明 $[i_{p0}/(1-R)]^{1/2}h\nu$ 正比于 $(\alpha h\nu)^{1/2}$ ，因此也可以用 $[i_{p0}/(1-R)]^{1/2}h\nu—h\nu$ 曲线来确定光学隙。图 5 便是这种曲线，由它确定的上述 a-Si:H 样品的光学隙 $E_g \approx 1.70\text{eV}$ 。该数据与用光吸收系数获得的结果一致，但测量光吸收系数显然比测量 i_{p0} 困难得多。

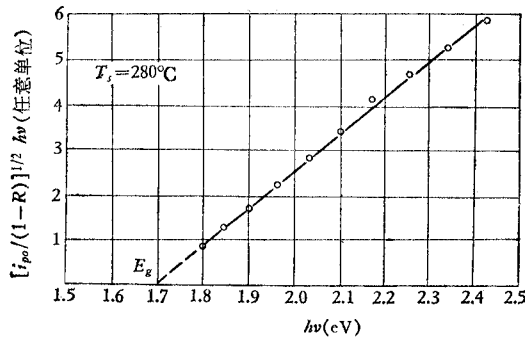


图 5 $[i_{p0}/(1-R)]^{1/2}h\nu—h\nu$ 曲线

Loveland 等人^[9]曾用类似的方法测量膜的光学隙，但他们采用的是稳态光电流，而我们采用的是来源于结区的瞬态光电流中的反常部分(尖形信号)。由于结区厚度 d 要比整块样品薄得多，因此从 (1) 式简化到 (3) 式时，光的波长范围扩大了，这样就增大了此法的适用范围。

五、结 论

我们测量了夹心结构 a-Si:H 膜在不同波长单色光照射下的瞬态响应。发现无论是在低正偏压还是在低负偏压下，起始部分都有不正常的非传输成分。它类似一个尖形脉冲。它的幅度和上升速度都随光的波长增长而减小(这种情况与随光的照度减弱而减小的情况相对应)。但它的上升时间几乎不随波长而变化。所以它仅反映受照边 SnO_2 层附近结区中空间电荷变化的过程。

对零外场下的瞬态尖形信号谱的研究更加清楚地表明，这种非传输成分来源于 SnO_2 层附近的结区，它的升降特点由光照时的空间电荷限制光电流所决定。它的幅度与照度、波长和电场有关。它的上升时间是受空间电荷限制前的相当于无陷阱情况下的时间。它的下降时间随波长、照度和电场变化。

由瞬态尖形信号的幅值与膜的光学常数的关系式，我们得到，在等能光照射下， $i_{p0}h\nu/(1-R)$ 与 α 成正比。利用 $[i_{p0}/(1-R)]^{1/2}h\nu—h\nu$ 曲线可以确定 a-Si:H 膜的光学隙。

参 考 文 献

- [1] 海宇涵等, 电子科学学刊, **5**(1983), 361.
- [2] T. Datta and M. Silver, *J. Phys., Colloq. C-4*, **42**(1981), 563.
- [3] 海宇涵、周忠毅, 电子学通讯, **4**(1982), 248.
- [4] A. Many et al., *Phys. Rev.*, **126**(1962), 1980.
- [5] P. Mark et al., *J. Appl. Phys.*, **33**(1962), 205.
- [6] A. Rose, *Concepts in Photoconductivity and Allied Problems*, John Wiley Sons, Inc., 1963, p. 77.
- [7] R. Willians et al., *RCA Rev.*, **40**(1979), 371.
- [8] H. Fritzsche et al., *Solid State Technology*, Jan. 1978, 55.
- [9] R. J. Loveland et al., *J. Non-cryst. Sol.*, **13**(1973/74), 55.

SPECTRA EFFECTS OF ANOMALOUS TRANSIENT RESPONSE IN α -Si:H FILM

Hai Yuhan, Zhou Zhongyi

(Institute of Electronics, Academia Sinica)

Transient photoresponse spectra in α -Si:H film with sandwich structure are measured. It is found that at the starting part of these curves anomalous pulse appears under either a small forward bias or a small reverse one. The pulse amplitude decreases when the light wavelength increases. Analysis of the transient response spectra without bias, showed that this anomalous non-transport component originates from the barrier region. Its rise or decay characteristic is determined by space-charge-limited photocurrents. With the relation between its amplitude and optical absorption, we developed a method to obtain optical band gap of the films studied.