

## 第 8 章 非晶質 Si における永続的粒子線誘起伝導

## 第8章 非晶質 Si における永続的粒子線誘起伝導

### 8. 1. 背景

水素化非晶質 Si (a-Si:H) では、ダングリングボンド (DB) の水素終端化の成功により高い量子効率を得られ、かつ結晶 Si に比べ大面積化が容易なため、太陽電池や光検出器への応用が期待されている。しかし、a-Si:H では、光照射量の増加により光伝導度と暗伝導度の両方が減少する Staebler-Wronski (SW) 効果[1]が知られており、応用上の問題となっている。SW 効果を模式的に図 8-1 に示す。SW 効果は基本的には電子励起による欠陥生成だと説明されるが、その具体的なメカニズムについては今も明らかにされていない。

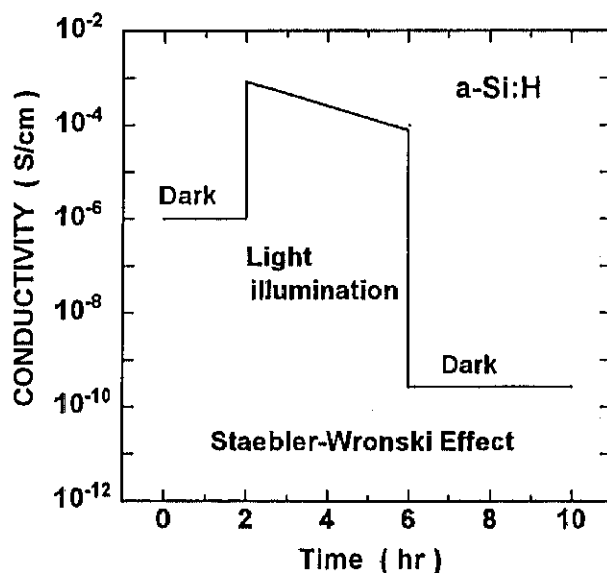


図 8-1. Staebler-Wronski 効果の概念図。光照射の電子励起により欠陥が発生し、光伝導度と暗伝導度を減少させる。

核子当たり 1 MeV/amu を越える高エネルギーイオンは、固体中で大部分のエネルギーを電子励起により失い、原子弾き出しにより失う割合はわずかである。よって、高エネルギーイオンによる SW 効果に類似した効果が予想される。しかし前章でも述べた

ように、光伝導の照射線量依存性に関する限り、a-Si:Hは結晶Si (c-Si) に比べて高い耐放射性を示す[2]。粒子線による電子励起、SW 効果、光伝導における高い耐放射線性がどのように関連しているのかを調べるため、粒子線誘起伝導 (RIC) を 17 MeV 陽子線照射下で観測した。その結果、照射終了後 30 時間以上も持続する極めて減衰の緩慢な RIC を観測した。この RIC の挙動は SW 効果とは全く異なる。本章ではこの現象について記述する。

## 8. 2. 実験結果

図 8-2 に可視光 (2.1 eV) および陽子線 (17 MeV) で照射した場合の電気伝導度の変化を示す。光照射 (すなわち光伝導) の場合、伝導度は照射開始とともにすばやく増加し、照射中はほぼ一定の高い値を示す。照射を止めると、照射前の値にすばやく戻る。

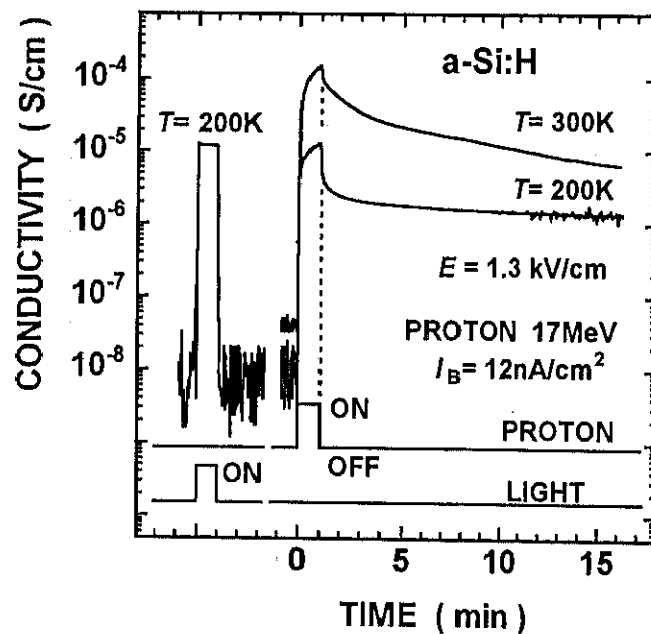


図 8-2. 可視光 (2.1 eV) および陽子線 (17 MeV) の照射により誘起される電気伝導度の変化。

照射時間はともに 1 分。照射のタイミングは図の下側に示されている。

陽子線の場合は、照射開始と同時にすばやく増加した後、ゆっくりとした増加が続

く。照射停止時には1桁程度の素速い減衰はあるものの、その後は照射前に比べて2、3桁大きい値を保持し、この状態がゆっくりと減衰する。この減衰は高温ほど迅速になる。

図8-3に、より長い時間スケールでの測定結果を示す。わずか2分間の照射 ( $\sim 10^8$  dpa) により増加した暗伝導度は、200 K においては30時間以上にわたり持続し、その減衰は非指数関数的挙動を示す。ここでこの現象を、永続的励起伝導 (PEC) と呼ぶこととする。

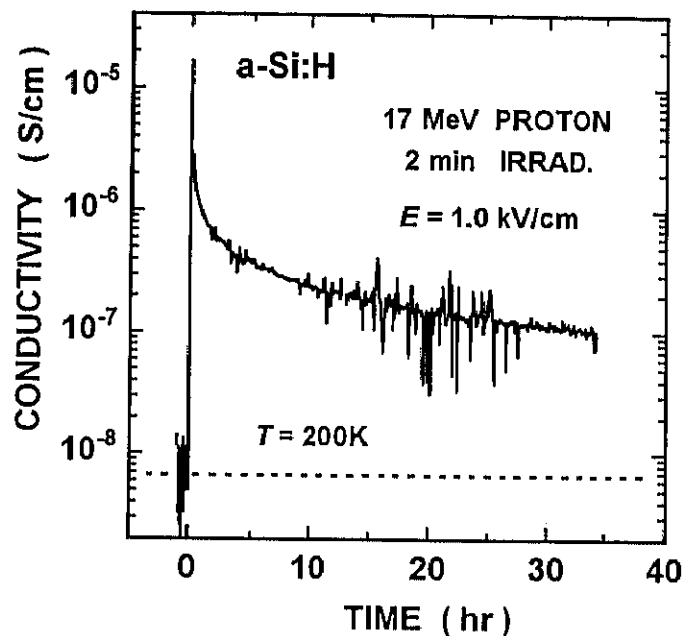


図8-3. 17 MeV 陽子線照射した場合に誘起される電気伝導度の変化を、より長い時間スケールで観測したもの。陽子線照射時間は2分間。

照射前は伝導度が低いため、あまり良いオーム特性は得られなかったが、光や陽子線の照射下では十分にオーム特性であった。

また照射による試料温度の上昇は、試料に直付けした熱電対により評価した。結晶 Si の場合、200 K 付近での照射中の温度上昇は測定感度 (0.1 K) 以下であった。非晶質試料では基板にシリカ ( $\text{SiO}_2$ ) を用いているため熱伝導が悪く、試料温度は  $1^\circ\text{C}$  程度で上昇した。この温度域の a-Si:H の伝導度は、温度が上昇すると増加する。しかし、照射前に測定された伝導度の温度依存性から、 $1^\circ\text{C}$  程度の温度上昇では観測された大

きな伝導度変化を説明できない。また、永続的伝導が 30 時間以上持続する事実は、照射による試料温度上昇だけでは説明できない。

第 2 章で記述したように、試料は厚さ 0.3 mm のシリカ基板の上に堆積させた厚さ  $\sim 1 \mu\text{m}$  の a-Si:H 薄膜である。比較のために、a-Si:H を堆積していないシリカ ( $\text{SiO}_2$ ) について、その粒子線伝導を測定した。シリカの粒子線誘起伝導は観測されたが、信号強度は 2 桁程度小さく、単位厚さあたりの誘起伝導度は 5、6 桁小さい。また、照射中のみ信号が観測され、検出感度内では遅い成分は全く観測されなかった。つまり、PEC は a-Si:H の存在が重要で、基板の RIC 現象ではないことを確認した。

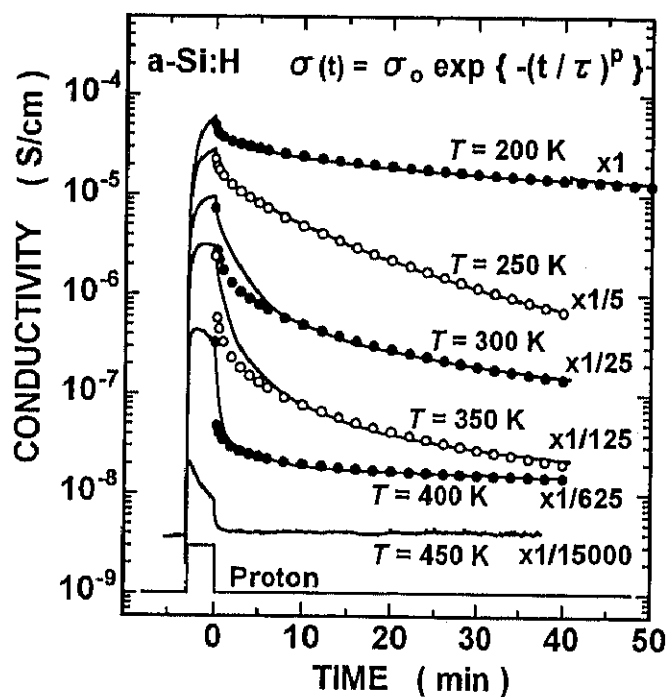


図 8-4. 永続的伝導 PEC の減衰の温度依存性。図の黒丸や白丸は式 (8.1) で

フィットを試みたもの。黒丸と白丸の併用は単なる見やすさのためである。

PEC は低温ほど長時間持続する傾向がある。再び書くが、200 K では 30 時間が経過しても伝導度は照射前の値まで減衰しない。図 8-4 に PEC 減衰の温度依存性を示す。温度が上昇すると PEC の減衰は速くなり、 $T = 450 \text{ K}$  では、ほぼ照射終了直後に消失する。伝導度に与える影響は逆ではあるが、SW 効果により導入されるダングリングボンドもほぼ同じ温度で消滅することが知られている。PEC の減衰は単指数関数的ではない。

そこで非晶質材料などの幅を持った緩和過程をよく記述する拡張指数関数型

$$\sigma(t) = \sigma_0 \exp\{-(t/\tau)^p\} \quad (8.1)$$

でフィットすることを試みたのが、図の丸である。ここで時定数  $\tau$  と指数  $p$  は温度に依存する。最適のフィット条件で、 $p$  は 0.2 から 0.6 の範囲に分散し、 $\tau$  は温度の上昇とともに単調減少する。低温での実験結果は (8.1) 式で良く再現できるが、300 K 以上ではよく再現できない部分が出てくる。

次に等時焼鈍に対する挙動を測定した。しかし、中間温度域の熱焼鈍後に低温に戻しても緩慢な回復が徐々に進む挙動が観測されたり、非常に移ろいやすい準安定な現象が観測され、結果の解釈が容易ではなかった。この原因として、非晶質構造ゆえに同じ欠陥の焼鈍温度が分布を持つなどの可能性が考えられる。そこで幅を持った焼鈍ステージの挙動を粗く評価するために、一定の昇温速度の下、以下のような方法が用いられた。図 8-5 は以下のような操作を試料に行った場合の伝導度の応答を記録したものである。

(A) まず 450 K で熱焼鈍し、ダングリングボンド等を充分消し去っておく。

(B) 450 K から 200 K まで冷却しながら、伝導度の変化を記録する。

この時、記録された伝導度の温度変化は図 8-5 には含まれていない。

(C) 試料は 200 K で 1 分間陽子線で照射され、PEC が導入される。

(D) 照射後、試料は昇温速度 7 K/min で 450 K まで昇温される。

この時の伝導度変化を記録する。

(E) 450 K で 20 分間熱焼鈍され、PEC を完全に消し去る。

(F) 焼鈍後に試料は同じ速度で冷却しながら伝導度変化を記録する。

このようにして測定した伝導度の温度変化(B)と(F)は完全に一致した。つまり(E)の熱焼鈍により PEC が完全に消し去られたことを示す。また記録された伝導度の温度変化(F)は PEC を完全に消去させた後での伝導度変化である。これはほぼ活性化型の温度変化であった。対照的に、(D)で測定された伝導度の温度変化は、一部 PEC を含んだものである。(D)の曲線のうちある温度で(F)の曲線に近づくことがあれば、その温度域が

PEC の回復温度に対応する。

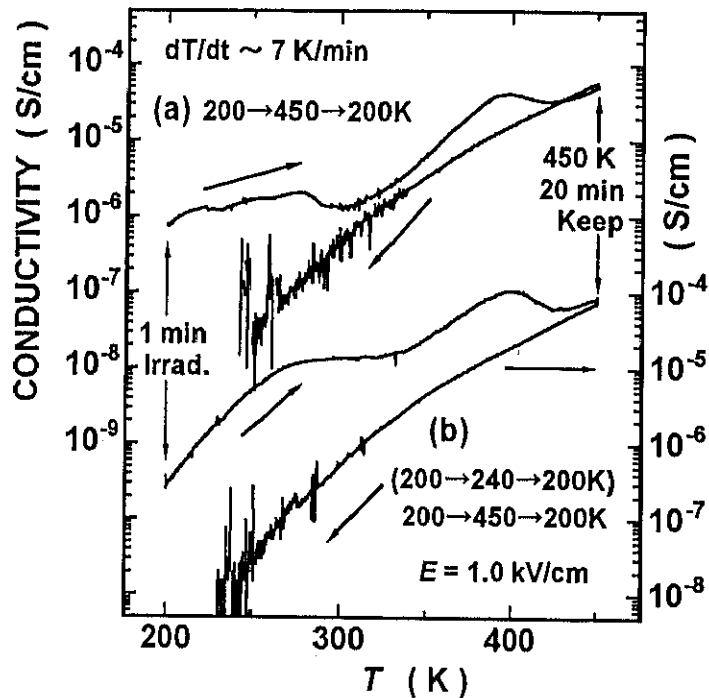


図 8-5. 温度 200 K で陽子線照射した後に一定速度で昇温し、450 K で 20 分間熱焼鈍した後に同じ速度で降温した場合の電気伝導度の変化。降温時の曲線は PEC を完全に消去した状態なので、昇温曲線の降温曲線への接近は回復と考えられる。

明瞭なステージが 300 K と 420 K 付近に見られる。また図 8-5 の曲線 (a) から、弱く広がったステージが 200–250 K の範囲に見られる。これは明瞭でないが、次のような比較から存在が確認された。図 8-5 の曲線 (b) は 200 K で陽子線照射後に一度 240 K ままで昇温させ、再び 200 K に戻してから、測定を開始したものである。240 K の熱焼鈍で曲線 (a) の方に存在した 200–250 K に広がるステージが消失している。つまり、200–250 K の間に広がった回復ステージが存在する。

以上、1、2 分間の陽子線照射に対する伝導度の変化を観測してきた。次は、さらに長時間の陽子線照射に対する応答を観測する。約 1 時間に亘る陽子線照射直下での伝導度の時間変化を示したのが図 8-6 である。図の下側に陽子線束が示されているが、

時間的にほぼ一定だと見なせる。それにもかかわらず、伝導度は時間経過とともに特徴的な挙動を示す。照射開始時は急に増加するが、約 10 分後位にはほぼ飽和し、その後は徐々に減少に転じる。後半の減少は、弾き出しや SW 的效果により生成された欠陥の蓄積に起因するかもしれない。実際、前章の図 7-2 に示すように同程度の線量で光伝導も若干減少傾向を示している。

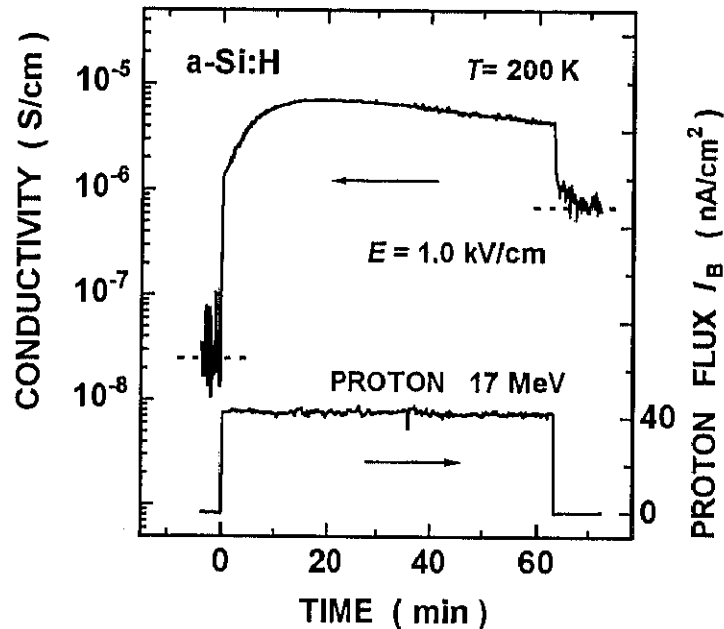


図 8-6. 長時間陽子線照射した場合の電気伝導度の変遷。照射した陽子線束は図の下側に示される。

図 8-7 は陽子線照射前・後そして 450 K 熱焼鈍後の光伝導スペクトルを示す。再び断るが、PEC の共存下でも光伝導は比較的速い時間応答をしている。照射により、光伝導度は数倍に増加する。しかし暗伝導度は 3 桁も増加しているので、光伝導はあまり変化していないといえるかもしれない。不純物添加した a-Si:H において観測されているのだが、暗伝導度の大きな試料ほど光伝導度も大きいという関係[3]が報告されている。我々の試料は意図的な不純物添加をしていないものであるが、PEC により暗伝導度が大きくなった結果、光伝導も大きくなり、定性的に同じ傾向にある。450 K の熱焼鈍で光伝導度の値は陽子線照射前の値に戻る。スペクトルの相対的な形の変化を見るために、図 8-7 では光子エネルギー 2.2 eV での値でスペクトルを規格化してある。



$E = 1.9$  eV 辺りの肩は、陽子線照射により増強され、また 450 K の熱焼鈍で減少する。照射後 3 分と 38 分のスペクトルは図では重なり合ってしまうが、38 分後の方が 3 分後に比べて多少小さくなっている。これは時間経過により若干 PEC が減衰したことに対応する。

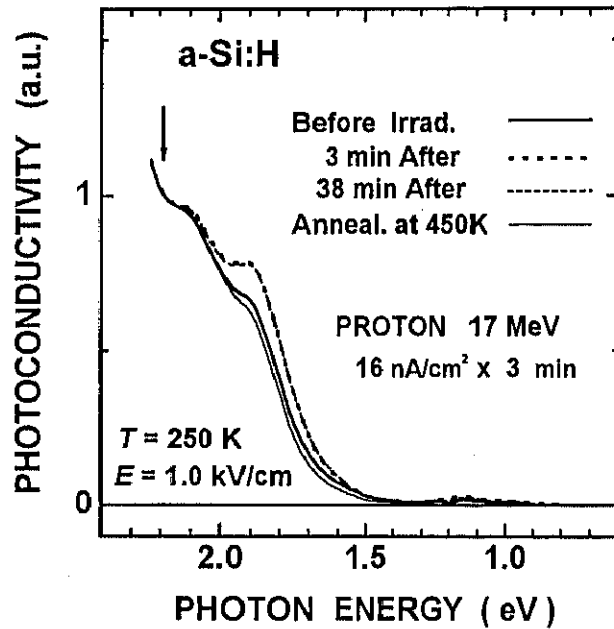


図 8-7. 陽子線照射前・後および 450 K で熱焼鈍後の光伝導スペクトル。各スペクトルは矢印で示した 2.2 eV での値で規格化してある。照射後のスペクトルとして、照射終了 3 分後と 38 分後のスペクトルを示す。

### 8. 3. 考察 ——永続的伝導の機構の検討——

以下、永続的伝導の機構として可能性のあるものを吟味していく。

#### (a) 17 MeV 陽子による不安定な浅い不純物同位体の核変換ドーピング

Si 原子が 17 MeV 陽子線との衝突で核反応を起こし、例えば不安定な P の同位体が出来たとする。これは元素としては P なので、ドナー不純物として働く。しかし核的には不安定なため半減期程度の時間の後に、再び核変換を起こして他の元素に変わっていく。つまり不安定核種の半減期程度の時間だけ高い電気伝導度が維持されることとなる。しかし、この機構は PEC の強い温度依存性から否定される。少なくとも、200 K と 450 K の間でこのような強い温度依存性を示す核反応は知られていない。また、17 MeV 陽子と Si 原子との既知の核反応の断面積と陽子線の照射量から、生成可能な核生成物の量を推定すると最大でも  $10^{10} \text{ cm}^{-3}$  程度の濃度であり、観測された伝導度の変化を説明することはできない。

#### (b) GaAlAs 混晶系などで観測されている永続的光伝導 (PPC) の類似現象

GaAlAs 混晶系では、低温で光電流の緩和時間が十数時間にも延びる「永続的光伝導 (PPC)」現象[4]を起こすことが知られている。これは DX 中心という大きな格子緩和を伴う欠陥に少数キャリアが捕らえられ、低温ではそのポテンシャルバリアが越えられないために起こる現象である。PEC は一見 PPC に似た現象に見える。例えば、陽子線照射により a-Si:H 中に、DX 中心のような働きをする欠陥中心が生成される可能性は否定できない。特にこの系、a-Si:H は～10 %程度という多量の H を含むため、H に付随した多重安定性が起こる可能性があり得る。

仮に“DX 中心”が生成されれば、PEC が起こっている状態において、さらにキャリアを光励起すれば、それらも“DX 中心”に捕獲され、光電流の極めて遅い応答が期待される。しかし少なくとも 0.6～2.3 eV の励起光の範囲では、PEC が起こっている状態での光に対する伝導度の変化は充分速い。この結果は、“DX 中心”の Frank-Condon 励起状態のエネルギー位置が基底状態から 2.3 eV 以上（禁制帯幅は～1.6 eV なので、伝導帯底から～0.7 eV 以上）にあれば矛盾しない。現時点では、“DX 中心”の存在は実験事実と矛盾しないが、肯定的証拠も得られていない。

#### (c) 逆 Staebler-Wronski (SW) 効果

高濃度に欠陥を含んだ系では、光照射により暗伝導度や光伝導度が増加する逆 SW 効果が観測されている [5]。しかし我々の試料では可視光励起に対しては普通の SW 効果を起こすので、逆 SW 効果による説明は多少困難がある。もちろん陽子線照射は極めて高い電子状態まで励起するため、可視光照射と緩和経路が異なる可能性も有り得る。しかし、このモデルでは照射終了後の伝導度の減衰は、自然発生的に欠陥が生成されることに対応することになる。200 K という低温において、欠陥の自然発生が起ると主張することには多少無理がある。

#### (d) もとから存在した欠陥の陽子線によるアニール

これも上と同様に、陽子線照射直下での伝導度の増加は説明できるが、照射後の減衰が説明できない。このモデルでも、照射終了後に自然発生的に欠陥が生成されなければならず、無理がある。

#### (e) イオン伝導

第4章の考察で結晶 Si の場合について議論したように、照射下のイオン伝導として  $10^{-6}$  S/cm の値は、a-Si:H での照射下での伝導度変化を十分に説明できる。しかし、この大きなイオン伝導は Bourgoin-Corbett 機構 ([6]または本論文 4.3.(1)参照) による増強された I の拡散係数に基づいている。BC 機構には外部からの電子励起が必要であり、照射終了後 30 時間に及ぶ大きな伝導度を説明することは不可能である。非照射下でのイオン伝導の値は  $10^{-18}$  S/cm 程度であり、イオン伝導により実験を説明することはできない。

#### (f) 界面準位による正孔捕獲

陽子線は a-Si:H 層と SiO<sub>2</sub> 基板の両方を励起する。しかしキャリアは禁制帯幅の狭い a-Si:H 層の方へ最終的に流れ込む。仮に、基板中か界面に例えば正孔捕獲中心が存在すれば、陽子線照射終了後、正孔は基板側に取り残され、余剰な電子は a-Si:H 層に滞在し、なかなか再結合できない。このモデルならば、可視光励起で永続的伝導が観測されず、陽子線励起により観測されるかを説明できる。しかし、電子線照射実験では基板側も励起されるのにも拘わらず、PEC が観測されたという報告はない [7]。すな

わち、この可能性は棄却される。

#### (g) ビーム誘起による不安定相の形成

非晶質  $\text{SiO}_2$  において、粒子線照射により屈折率の違う高密度相が形成されることが知られている [8]。ラマン散乱などの結果によると、この現象は粒子線照射により  $\text{SiO}_2$  中の員環構造の平均的大きさが減少し、非晶質の中距離秩序が変わったためであると説明されている [9]。a-Si:H では作成条件によりある程度、禁制帯幅  $E_g$  が可変できるという報告もある。陽子線照射により、高い伝導度を持った別の a-Si:H の (不安定) 相への変態が誘起される可能性があり得る。通常の弾き出しによる相変態には、 $10^{22} \text{ cm}^{-3}$  程度の高濃度の弾き出し欠陥が必要である。しかし永続的伝導の場合、弾き出しによる欠陥導入量は極力多く見積もっても  $10^{17} \text{ cm}^{-3}$  以下であり、弾き出しによる相変態は起こり得ない。しかし、17 MeV 陽子線による局所的に強い電子励起は、ある種の相変態を引き起こすかもしれない。

永続的伝導の減衰は、この高伝導相が不安定であるために、有限の時間でバリヤを乗り越え、元の相に戻るとして理解される。

#### (h) 不安定な欠陥準位からのキャリア供給

照射により、キャリアを供給するあまり深くない欠陥準位が生成されるが、欠陥が不安定なため、徐々に減衰していくと考えるものである。1.9 eV 付近の光伝導スペクトルの構造を導入された(欠陥)中心によると考えるものである。しかしこのようなキャリア供給欠陥中心の存在は、光照射や電子線照射では未だ報告されていない。

図 8-5 で示したように、300 K と 420 K のはっきりした回復ステージと 200–250 K の幅広いステージが存在する。ダングリク・ホント (DB) は 420 K で回復することが知られている [1]。しかし DB は深い準位として働くことが知られているので、観測された 420 K の回復は別の欠陥種によるものかもしれない。

そこで、この欠陥準位がどの程度に浅いのかということを知るために、250 K で 1 分間照射した後、比較的速い温度掃引速度  $-6 \text{ K/min}$  で 160 K まで温度を下げながら伝導度を測定した。照射温度が 250 K と低いいため永続的伝導の減衰がゆっくりとしており、また温度を下げる方向に素早く掃引したので、時間経過による永続伝導減衰

の影響は小さいと予想される。結果を図 8-8 に白丸で示す。比較のため、永続伝導の無い状態（450 K で熱焼鈍後）での温度変化も同じ図に黒小丸で示した。200 K 付近での両者の伝導度は約 1,000 倍異なる。また、活性化エネルギーを表す傾きは両者でだいぶ異なる。図 8-8 に示すように、どちらの温度変化も

$$\sigma(T) = \sigma_0 \exp(-E_0/kT) \quad (8.2)$$

という依存性でよく再現できた。ここで、永続伝導時の  $E_0 = 0.18$  eV、熱焼鈍後は  $E_0 = 0.40$  eV である。この大きな両者の差から、永続的伝導のキャリアの熱活性化過程は、永続伝導のない状態での熱活性化過程と明らかに異なるようである。

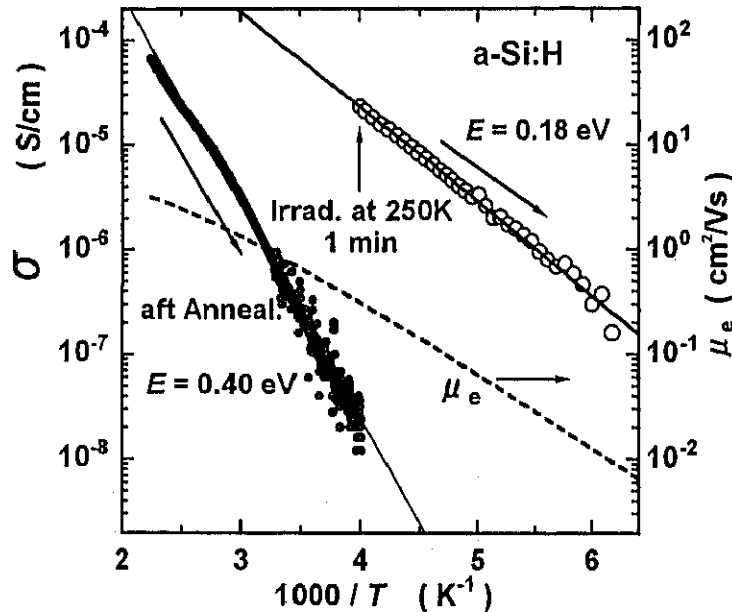


図 8-8. 温度 250 K で 1 分間陽子線照射した後、温度掃引速度  $-6$  K/min で 160 K まで温度を下げながら測定した伝導度の温度依存性(白丸)。比較のため、450 K で熱焼鈍して永続伝導が消滅した状態で測定した温度依存性(黒丸)も示す。参考までに Spear 達[10]によって報告されたドリフト移動度の温度依存性を点線で示す。実線は  $\sigma(T) = \sigma_0 \exp(-E_0/kT)$  でフィットしたもの。

ドリフト移動度  $\mu(T)$  の温度変化は Spear 達[10]により報告されている。彼らによれば、

この温度域の  $\mu(T)$  はキャリアの多重捕獲効果を反映して、次式で与えられる。

$$\mu = \frac{\mu_c}{1 + \frac{1}{R} \exp\left(\frac{E_o - E_c}{kT}\right)} \quad (8.3)$$

ただし、 $\mu_c = 7.3 \text{ cm}^2/\text{Vs}$  はバンド内での移動度、 $E_o - E_c = 0.14 \text{ eV}$  は伝導帯端と捕獲準位のエネルギー差、 $R = g(E_c)/g(E_o) = 30$  は伝導帯と捕獲準位での状態密度の比である。

これは陽子線照射していない a-Si:H での結果ではあるが、陽子線照射した試料についても成立するという仮定の下、 $\sigma(T) = e \mu(T) n(T)$  の関係を用いて、 $n(T)$  を導出した。得られた  $n(T)$  は活性化エネルギー 41 meV の熱活性型であり、 $T = 200 \text{ K}$  での  $n$  の値として  $\sim 3 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$  を得る。この活性化エネルギーの値は、浅い不純物として有名な結晶 Si 中の P での値 44 meV [11] と同程度であり、まさに浅いと言える。

次に、指数関数の前因子を議論する。 $n(T)$  の温度変化はよく知られたように [11]、

(A)  $N_D > n > N_A$  の場合、

$$n = \sqrt{\frac{N_c N_D}{2}} \exp\left(-\frac{E_D}{2kT}\right) \quad (8.4)$$

(B)  $n \ll N_A < N_D$  の場合、

$$n = \frac{N_D - N_A}{N_A} \left(\frac{N_c}{2}\right) \exp\left(-\frac{E_D}{kT}\right) \quad (8.5)$$

で与えられる。ただし、 $N_D$ 、 $N_A$ 、 $N_c$ 、 $E_D$  はそれぞれドナー密度、アクセプター密度、伝導帯の有効状態密度、ドナーの束縛エネルギーである。

(A) を適用するためには、少なくとも前提  $N_A < n = 3 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$  が満たされるなければならない。(A) を適用すると

$$N_D = 1.5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}, \quad E_D = 2E_o = 82 \text{ meV}$$

という結果が得られるが、前提  $n \ll N_D$  に反する。

(B)の前提は、 $N_D, N_A \gg 3 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$  であるが、この系では満たされていても不思議ではない。(B)を適用すると、

$$N_D \sim 1.001 N_A, \quad E_D = E_o = 41 \text{ meV}$$

という情報が得られるが、具体的な  $N_D$  や  $N_A$  の値は求まらない。具体的な  $N_D$  や  $N_A$  の値はもっと広い温度範囲の測定が必要になる。(しかし現実には、高温域では永続的伝導の減衰、低温域では非オ-ミック伝導等の問題があり、実行は難しい。)

前因子の解析結果はあまり満足のいくものではない。原因として、非晶質のような準位が連続的に続く系の結果に対して単純な離散準位的解析をした点に問題があるかもしれない。また、この浅い活性化エネルギーは離散的な浅い欠陥準位からキャリア励起という機構ではない、まったく別の機構による可能性も否定できない。また、本解析では、移動度の温度依存性として非照射試料での値を用いたが、ビーム誘起相変態等が起こる場合には、この前提から崩れる。

以上をまとめると、新現象である永続的 RIC の特性をいくつか測定し、その機構を特定するために、(a) – (h) までの 7 つの可能性を実験結果と比較し検討した。その結果、(a) (c) – (f) までの 5 つは明らかに実験結果と矛盾した。残りの三つ、(b) 陽子線による“DX中心”的欠陥の生成とそれによる永続的光伝導の類似現象、(h) 不安定欠陥準位からのキャリア供給、(g) ビーム誘起による不安定相の形成は、それぞれ仮定が必要だが実験結果とは矛盾しない。

(b) と (h) は原因を点欠陥に求める点では類似している。しかし、永続的伝導の減衰を、(b) では欠陥自体は消滅しないが、捕獲キャリアの消滅として説明しているが、(h) では欠陥自体の消滅としているという違いがある。

それぞれ成立のための仮定を再び述べる。(b)の仮定として、陽子線照射で“DX中心”が形成されることと、その Frank-Condon 状態は基底状態の 2.3 eV 以上に存在することである。(h)の仮定としては、17 MeV 陽子線照射の場合、深さ 41 meV 程度の浅い不安定なキャリア供給中心が生成されるとするものである。しかし現在まで、

a-Si:H への電子線照射等により深い準位が生成されたい報告はあるが、キャリア供給中心が生成されたという報告がない。不安定なために発見されなかったのかもしれない。また(g)の場合、弾き出し過程によって相変態を起こすには、実際の照射線量が少なすぎる。しかし、不安定相への変態が電子励起により引き起こされるのであれば可能性はあり得る。

以上のように、永続的 RIC は新現象であり、その機構については未だ完全に特定されたわけではない。永続的 RIC 現象に対する本論文の価値は、永続的 RIC という新現象の発見と、特徴的な挙動の測定結果を提示した点、さらに第一段階としての機構の特定を行った点にある。

また、別の側面として、a-Si:H の高い耐放射線性への永続的 RIC の関与の可能性がある。第7章で述べたように、a-Si:H の高い耐放射線性は、柔軟な半導体非晶質構造により生成された欠陥が容易に緩和・再結合するためであると述べた。しかし現象論的に言えば、永続的 RIC が重要な役割をしている可能性がある。多くの場合、a-Si:H では暗伝導度が高い材料ほど、高い光伝導を示すことが知られている[3]。永続的 RIC は a-Si:H の暗伝導度を上昇させ、結果として高い光伝導度を保持させている可能性があり得る。つまり、永続的 RIC は新現象として興味深いばかりではなく、耐放射線性という応用上からも重要な現象であるかもしれない。

#### 8. 4. まとめ

a-Si:H の 17 MeV 陽子線照射下での陽子線誘起伝導(RIC)を測定した結果、光伝導(PC)とは全く挙動の異なる、極めて緩慢な応答をする RIC を初めて観測した。結晶 Si では RIC も PC もほぼ類似の挙動と示す点とは対照的である。光伝導では光が照射されている場合だけ高い伝導度を示すのに対して、陽子線照射に対しては照射開始時に伝導度は素早く増加するが、その後緩やかな増加に転じる。照射を止めると一桁程度急激に減少するが、その後極めて緩慢な減衰が続く。この緩慢な減衰を、永続的励起伝導(PEC)と名付けた。この減衰は低温ほど長続きをする。200 K では、わずか2分の照射で PEC は30時間以上にわたり残留した。PEC は450 K の熱焼鈍で消失する。

この PEC の機構として、永続的光伝導の類似現象、ビーム誘起による不安定相形成、



キャリア供給不安定欠陥中心の三つの可能性を検討中である。

【参考文献】

- [1] D. L. Staebler and C. R. Wronski, *Appl. Phys. Lett.* **31**, 292 (1977).
- [2] N. Kishimoto, H. Amekura, K. Kono and T. Saito, *Proc. Mat. Res. Soc. Symp.*, **439**, 679 (1997).
- [3] D. A. Anderson and W. E. Spear, *Phil. Mag.*, **36**, 695 (1977).
- [4] R. J. Nelson, *Appl. Phys. Lett.* **31**, 351 (1977).
- [5] 例えば、H. Takeda, H. Hikita, A. Kondo, A. Ganjoo, K. Shimokawa and K. Morigaki, *J. Non-cryst. Solids*, **227-239**, 311 (1998).
- [6] J. C. Bourgoin and J. W. Corbett, *Phys. Lett.*, **38A**, 135 (1972).
- [7] A. Scholz and B. Schroder, *J. Non-cryst. Solids*, **137&138**, 259 (1991).
- [8] 例えば、E. Snoeks, A. Polman and C.A. Volkert, *Appl. Phys. Lett.* **65**, 2487 (1994).
- [9] K. Fukumi, A. Chayahara, M. Satou, J. Hayakawa, M. Hagyo and S. Nakashima, *Jpn. J. Appl. Phys.* **29**, 905 (1990).
- [10] W. E. Spear and P. G. Le Comber, *Phil. Mag.* **B52**, 247 (1985).
- [11] 例えば、川村肇、「半導体物理」(共立出版、1987年) p. 65.