

陽電子消滅法によるシリコン中のイオン注入欠陥の研究

Characterization of Defects Induced by Ion Implantation to Si
Using Positron Annihilation Spectroscopy藤浪真紀⁽¹⁾
Masanori FUJINAMI

抄 録

表面層に局在する欠陥の高感度分析手法として低速陽電子消滅欠陥分析法を確立し、応用展開を図っている。半導体製造プロセスの一つであるイオン注入において誘起されるシリコン中の原子レベルでの欠陥の挙動を本手法により解析した結果を示す。シリコンイオンを注入した系においては、生成した複空孔が回復過程で空孔集合体を形成した後800°Cで消滅する。また非晶質層が形成された場合、600°Cで単結晶化しても空孔型欠陥が残留し、さらに高温で空孔集合体を形成した後回復することがわかった。酸素イオンを注入した系においては酸素-空孔複合欠陥の熱的挙動を明らかにし、温度上昇とともに酸素数が増加することを明らかにした。

Abstract

In this report, it is shown how slow positron annihilation spectroscopy can be utilized as one of the most sensitive probes for the open-volume type defects at the surface layer. In the first part of the author describes the principle of this method briefly. Next, shown are our studies on the defects in technologically important Si-based structures. The position results suggest that the annealing stages of the defects in the ion-implanted Si are strongly dependent on the ion doses and species. The clustering of vacancies takes place with the anneal temperature, followed by the formation of extended defects such as dislocation. When the amorphous layer formed in the damaged region is transformed into crystalline by solid phase epitaxy, large vacancy clusters are still present. It is, further found that the vacancies coupled with oxygen atoms in Si can be detected by positrons, and that oxygen-vacancy complexes are more stable than vacancy clusters.

1. 結 言

半導体デバイスプロセスにおける各種処理により格子欠陥が導入され、それらがデバイスの電気特性を悪化させる原因となるためその評価および制御が重要である。プロセス誘起欠陥による二次欠陥に対して、電子顕微鏡(転位・積層欠陥等)や顕微ラマン分光法(歪み等)による評価が行われ多くの知見が得られてきている。一方、その初期段階である原子レベルでの点欠陥に関しては観察手段が非常に少なく、その挙動は不明な点が多い。陽電子(positron: e^+)は空孔型点欠陥に敏感なプローブとして金属材料を中心に応用がなされてきたが、ここ数年半導体材料の欠陥研究にもその応用が活発になっている。また観察領域として従来バルクの平均的なものだったが、単色(低速)の陽電子ビームの発生技術が近年確立したことにより表面層や界面等の局所情報が得られるようになり¹⁾、半導体デバイスプロセスにおける欠陥研究への展開が可能となってきている²⁾。

本報告では、低速陽電子消滅欠陥分析法を簡単に解説した後、単結晶Siウエハにイオン注入により誘起された欠陥の挙動変化について、本手法により初めて明らかになった知見を示す。

2. 陽電子消滅法の原理と低速陽電子消滅欠陥分析法

陽電子は電子の反粒子であり、質量、スピンは電子と同じであるが、電荷が逆で正である。陽電子が固体に入射されると、熱化、拡散し、0.1~0.2 nsの寿命で電子と対消滅し、多くの場合511keVの γ 線を反平行方向に2本放出する。その際、空孔型格子欠陥が存在するとポテンシャルの谷がそこに生じ、陽電子は欠陥に捕獲されるようになる。濃度として 10^{15} atoms/cm³で陽電子は欠陥に捕獲され始め、 10^{19} atoms/cm³では入射された陽電子はほぼ100%欠陥に捕獲される。欠陥に捕獲された陽電子は格子間での消滅とは異なる過程を経ることから欠陥の種類や濃度を測定することが可能である。

その第一の方法として陽電子が発生してから消滅するまでの時間を測定する陽電子寿命法がある。欠陥位置では電子濃度が希薄なために寿命が長くなり、寿命値から欠陥の大きさ、寿命強度から欠陥量の情報を得ることができる。例えばSiにおいてバルクでは220psの寿命に対し、複空孔(V_2)では320ps、 V_4 では350ps、 V_6 では400psとなる³⁾。第二の方法としては、対消滅 γ 線のエネルギー一値

⁽¹⁾ 先端技術研究所 解析科学研究部 主任研究員 工博
神奈川県川崎市中原区井田3-35-1 ☎211-0035 ☎(044)797-1266

の511 keVからのずれを測定する γ 線ドップラー拡がり測定法がある。消滅する際に陽電子はほとんど静止していると考えられるが、消滅相手の電子は高い運動エネルギーを持っている。従って、対消滅する際に発生する γ 線のエネルギーが電子の運動量によってドップラー効果を受けスペクトルが拡がる。対消滅 γ 線スペクトルの全強度に対するピーク値1keV付近の強度の比をSパラメーターと定義し、その大小から欠陥量に関する情報を得ることができる。一般には、欠陥位置で陽電子が消滅した場合、バルクに比べて自由電子(低運動量)と消滅する割合が高くなるため対消滅 γ 線のエネルギースペクトルが尖鋭化し、Sパラメーターは大きくなる。

陽電子の発生源としては ^{22}Na などの β^+ 崩壊する放射性同位元素を利用することが実験室レベルで多く用いられる。その際放出される陽電子のエネルギーは数百keVを最大値とする連続分布であり、陽電子は固体内部に数十 μm 程度侵入することになる。従ってこの連続分布の陽電子を用いる限りバルクの平均情報が得られる。低速陽電子消滅欠陥分析法は、陽電子のエネルギーを低速化、単色ビーム化し、表面近傍の格子欠陥の情報を引き出す手法である。

新日本製鐵自作装置の構成図を図1に示す¹⁾。陽電子輸送のための静磁場(10mT)がヘルムホルツコイルにより装置全体に印加されている。陽電子の散乱を防ぐために、高真空(10^{-7}Pa)チャンバー内で実験は行われる。陽電子の低速化(単色ビーム化)には、陽電子がある種の金属に対して負の仕事関数をもつ性質を利用する。すなわち、陽電子にとって固体内部のポテンシャルより真空準位の方が低い場合、表面に拡散した陽電子は固体表面から自発的に再放出されることになる。その時のエネルギーは仕事関数の絶対値となり、エネルギー拡がりも熱エネルギー程度となることから良質の単色ビームが得られる。線源の直前にW薄膜、あるいはWメッシュやリボン(減速材と呼ぶ)を配置し、そこから再放出された陽電子を実験には用いる。減速材から発生した単色陽電子は静磁場により試料まで輸送される。

一方、このままでは減速材を透過した陽電子や線源からの γ 線バックグラウンドが混在しているためそれらを除去する必要があり、 $\vec{E} \times \vec{B}$ フィルターが用いられる。磁場の方向と垂直方向に電場を与えることにより陽電子ビーム軌道を偏向することができ、単色の陽電子ビームのみを取り出すことが可能となる。高速の陽電子や γ 線は $\vec{E} \times \vec{B}$ フィルター前後に設置された鉛シールドにより遮へいされる。線源から加速管までの部分に高電圧を印加し、陽電子

ビームのエネルギーを0から50 keVまで可変する。本システムによって得られる陽電子ビームは4mm径の大きさで、数万 e^+/s (線源として370MBqの ^{22}Na を使用した場合)の強度となる。

低速陽電子消滅欠陥分析法でも、陽電子寿命測定およびドップラー拡がり測定が可能である。ただし寿命測定は陽電子が発生した(試料に入射された)時刻を知るためにパルス化陽電子ビームを用いることから高強度の陽電子源が必要であり、世界的にも2箇所で行われていない。一般的にはSパラメーターの陽電子エネルギー依存性(以下S-Eデータと略)を測定するドップラー拡がり測定が行われる。陽電子エネルギーは深さに対応し、Sパラメーターは欠陥濃度に対応するが、S-Eデータがそのまま欠陥の深さ方向分布を示すわけではない。あるエネルギーをもった陽電子は固体に入射された後、減速する熱化と拡散の過程を経て消滅する。減速の過程は欠陥量とは無関係であり、陽電子の注入プロファイル $P(z, E)$ は式(1)のように記述できる。

$$P(z, E) = -\frac{\partial}{\partial z} \exp \left\{ -\left[\frac{z}{z_a(E)} \left(1 + \frac{z}{z_a(E)} \right) \right]^{1.28} \right\} \quad (1)$$

$$z_a = \frac{85.7}{\rho} E^{1.6} \quad (2)$$

ここで z は深さ(nm)、 ρ は試料密度(g/cm^3)、 E は陽電子のエネルギー(keV)である。

熱化した後の拡散過程は式(3)で表される(試料中の電位勾配はここでは無視する)。

$$D_+ \frac{\partial^2}{\partial z^2} n(z, E) + P(z, E) - [\lambda_b + \nu C(z)] n(z, E) = 0 \quad (3)$$

ここで $n(z, E)$ は深さ z で消滅する陽電子密度、 D_+ はバルクの陽電子の拡散係数、 $C(z)$ は欠陥の深さ方向分布、 λ_b はバルク中の陽電子の消滅速度、 ν はある欠陥での陽電子の捕獲速度である。

陽電子の捕獲サイトとしては、バルク、表面(欠陥の一種)、欠陥がある。複数の種類の欠陥が存在している場合があるが、測定上の分解能等の限界から欠陥種は一種類と仮定する。ある陽電子エネルギーで得られたSパラメーター $S(E)$ はそれぞれの捕獲サイトが与える固有のS値とその消滅割合の総和式(4)によって決定される。

$$S(E) = f_{\text{bulk}}(E) S_{\text{bulk}} + f_{\text{surf}}(E) S_{\text{surf}} + f_{\text{defect}}(E) S_{\text{defect}} \quad (4)$$

各サイトの消滅割合は式(3)を解くことにより式(5)から(7)で求めることができる。

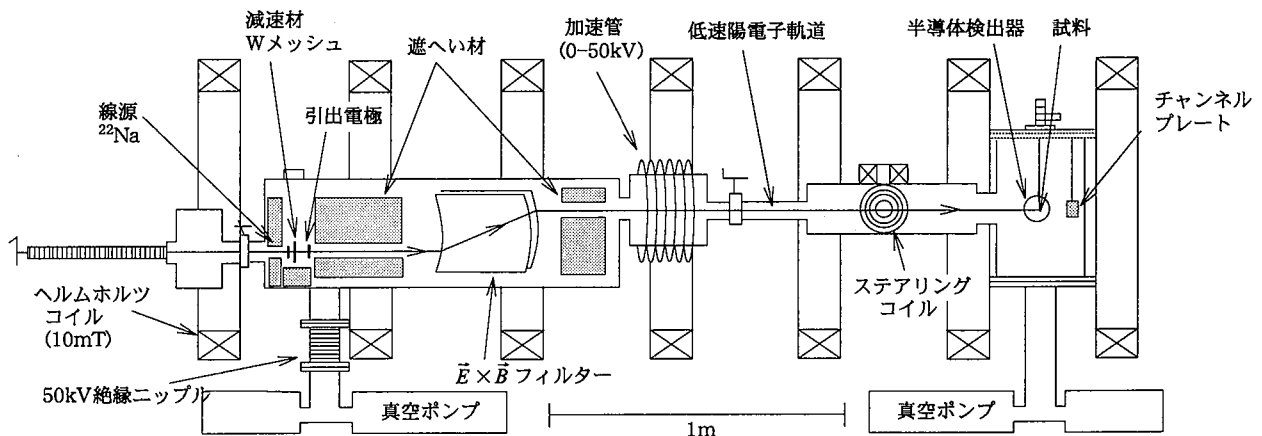


図1 低速陽電子消滅欠陥分析装置の構成図

$$f_{bulk}(E) = \int_0^{\infty} \lambda_b n(z, E) dz \quad (5)$$

$$f_{surf}(E) = D_+ \frac{\partial n(z=0, E)}{\partial z} \quad (6)$$

$$f_{defect}(E) = \int_0^{\infty} vC(z) n(z, E) dz \quad (7)$$

一般的には、最初ある欠陥分布を仮定し、それからS-Eデータを算出して実験値と比較することにより欠陥分布を求めることになる^{5,6)}。

3. 単結晶SiにSiをイオン注入して生成した欠陥解析

陽電子は空孔型欠陥を直接検出する。もう一つの欠陥解析手法としてラザフォード後方散乱法/チャネリング法(Rutherford backscattering spectroscopy/channeling:RBS/channeling)があり、格子間原子を検出する。イオン注入においては、運動エネルギーを持ったイオンによる格子原子のはじき出しがおり、格子位置は空孔となりはじき出された原子は格子間に位置する。従って、両者の手法により同様な結果が得られると期待される。ここでは単結晶Siに自己イオンであるSi⁺をイオン注入した試料を用いて欠陥の回復過程について両者の結果を比較した⁷⁾。

CZ(Czochralski)-Si(100)(p型, 10Ωcm)に100 keVでSi⁺を室温でイオン注入した。注入ドーズは2×10¹⁴/cm²と2×10¹⁵/cm²である。これらの試料は300から900℃の各温度で30分間窒素中でアニール(焼なまし)し、回復過程が調べられた。RBS/channeling測定は、市販のRBS装置(NT-1700S, RBS400)を用いた。2.0MeVの⁴He⁺イオンを試料にチャネリング条件下で入射し、110°方向に散乱されたイオンを表面障壁型半導体検出器により検出した。

注入ドーズ2×10¹⁴/cm²の場合のS-EデータとRBS/channeling結果を図2と図3に示す。なお、S-EデータのSパラメータはSiバルクの値で規格化した値とした。無処理のSiにおいては陽電子が検出できるほどの空孔型欠陥は存在しておらず、陽電子はバルクで消滅する。低陽電子エネルギー側でSパラメータが増加しているのは、欠陥が存在しているのではなく、一旦入射された陽電子が拡散して最表面で消滅しているためと考えられている。RBS/channelingでの無処理のSiの結果においても、ランダム入射と比較してチャネリング条件入射においてイオン散乱強度が大きく低下しており、格子間原子の存在は認められない。チャンネル数333付近で散乱強度が増大しているのは、Si表面の自然酸化膜の影響と考えられる。

as-implanted試料でRBS/channelingの結果ではチャネリング条件入射においてイオン散乱強度が多少増大し、原子のはじき出しによる格子間原子の存在が示されている。しかしながらその強度はランダム入射時の強度よりはかなり低く、注入層は完全には非晶質化していないことがわかる。S-EデータではSパラメータがバルク値に比べて大きくなっており空孔型欠陥の導入を示している。実際の空孔型欠陥の深さ方向分布であるが、その導出には2章で述べたように1種類の欠陥のみが存在すると仮定する必要がある。赤外吸収分光法の結果からSiではイオン注入において複空孔の導入が報告されているため⁸⁾、ここでは複空孔のみが存在すると仮定して計算した。

その結果を図4に示す。あわせてTRIMによって計算した注入Siイオンの分布も示す。TRIM計算によって求めた欠陥分布は注入イ

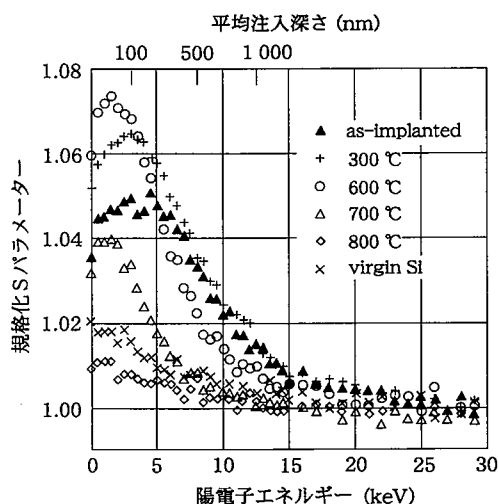


図2 単結晶Siに100 keVで2×10¹⁴ Si⁺/cm² イオン注入した試料およびそのアニール試料におけるSパラメータの陽電子エネルギー依存性

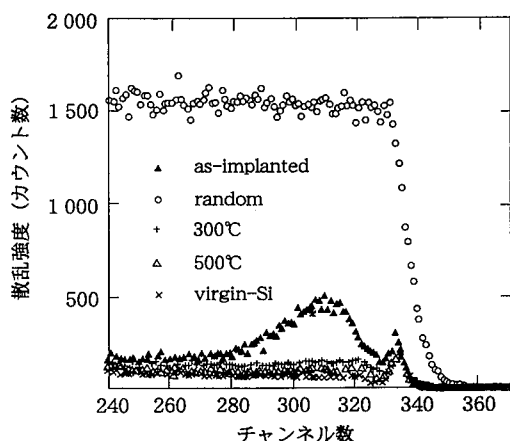


図3 単結晶Siに100 keVで2×10¹⁴ Si⁺/cm² イオン注入した試料およびそのアニール試料におけるRBS/channelingスペクトル

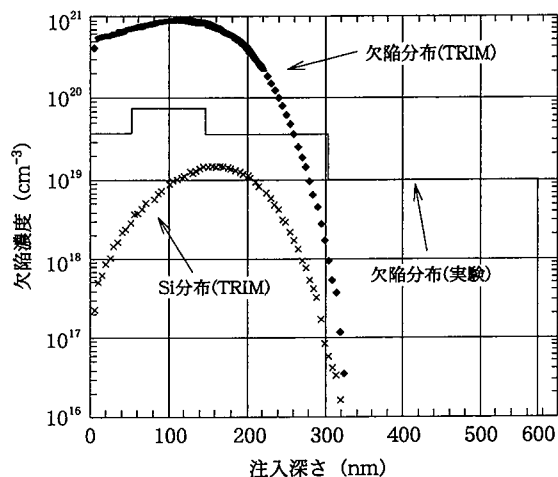


図4 単結晶Siに100 keVで2×10¹⁴ Si⁺/cm² イオン注入した試料におけるTRIMにより計算したSiイオンの注入分布、欠陥分布と陽電子データから導出された欠陥分布

オンの分布より浅い領域に存在するが、実験から求めた欠陥分布は注入領域以上の深さまで広がっている。これを検証するために、イオン注入領域を化学研磨し再度S-Eデータを測定したが、依然として高いSパラメータを与えることから注入領域より深い位置に欠陥が導入されていることが確認された。その原因として、チャネリングの効果、欠陥の拡散、などが考えられるが、未だ明らかではない。ただし、これまでの陽電子の結果によれば水素やほう素などの軽い原子をイオン注入した場合には欠陥分布はTRIM計算とよい一致を示すが、ふっ素、りんなど質量数が大きくなると注入領域以上に欠陥が導入される傾向にあることが報告されている⁹⁾。

300℃のアニールによるRBS/channelingの結果ではイオン散乱強度は無処理のSiの値に近づき、格子間原子の消失が示された。一方、同試料のS-Eデータは無処理のSiの値になることはなく、逆にas-implanted試料と比較してさらに大きなSパラメータを示した。Sパラメータの増加の要因としては欠陥濃度の増加、欠陥サイズの増加がある。この場合、すでに欠陥量としては非平衡状態にあり濃度が増加することはないことから、安定化のために欠陥がさらにサイズの大きい集合体を形成したと考えることが妥当である。例えば V_2 が V_n 、 V_6 などを形成しているのであろう。RBS/channelingと陽電子の結果の差から云えることは、格子間原子の観点からはイオン注入層は回復しているが、格子位置での空孔という観点からはまだ多くの欠陥を含んでいるということである。

格子位置での欠陥の回復にはまだ高いアニール温度が必要である。300から500℃アニールまではS-Eデータはほとんど変化はなく、欠陥量、サイズ、分布等の変化は認められない。600℃アニールのS-Eデータは低エネルギー側でSパラメータがさらに大きくなり、一方5keV以上の値は小さくなる。イオン注入領域に生成した欠陥はさらに大きな集合体(例えば V_{10})を形成して安定化し、より深い領域に形成された空孔型の欠陥は回復しているようにみえる。700℃アニールでは、全体的にSパラメータの値は減少し、表面近傍にのみ空孔型欠陥が存在するようになり、800℃アニールにより無処理のSiの値にほぼ近づく。これらの温度領域ではもはや空孔型欠陥は安定ではなく、転位や積層欠陥等の二次欠陥に変化していくと考えられる。

次に注入ドーズ $2 \times 10^{15}/\text{cm}^2$ の場合のS-EデータとRBS/channeling結果を図5と図6に示す。as-implanted試料のRBS/channeling結果において、イオン散乱強度はランダム入射のそれと同一の強度を示し、イオン注入層が完全に非晶質化していることがわかる。S-Eデータにおいては6 keV以下のS値が飽和しており、非晶質層に特徴的なデータとなっている。

500℃までの熱処理では、陽電子の結果もRBS/channeling結果も大きな変化は認められず、イオン注入層は非晶質状態を維持していると考えられる。600℃アニールにおいて、RBS/channeling結果は大きな変化を示し、イオン散乱強度は無処理のSiの値まで低下し、注入層が固相エピタキシーにより単結晶化および回復したことを示している。一方、同試料のS-Eデータにおいては、表面層(~5 keV)のSパラメータはさらに増大し、深い領域(6 keV以上)のそれは減少している。これは、深い領域の欠陥は回復しているが、イオン注入領域において単結晶化する際に、まだ多くの空孔型欠陥を含有していることを示している。700℃、800℃のアニールでも、Sパラメータはさらに大きな値を示し、残留した空孔型欠陥が大きな集合体を形成して安定化していることがわかる。それら

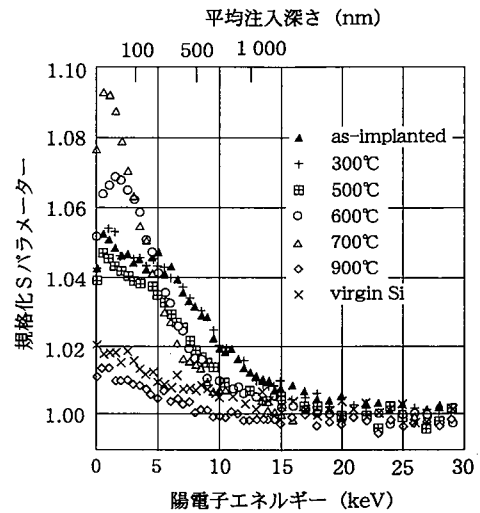


図5 単結晶Siに100 keVで $2 \times 10^{15} \text{ Si}^+/\text{cm}^2$ イオン注入した試料およびそのアニール試料におけるSパラメータの陽電子エネルギー依存性

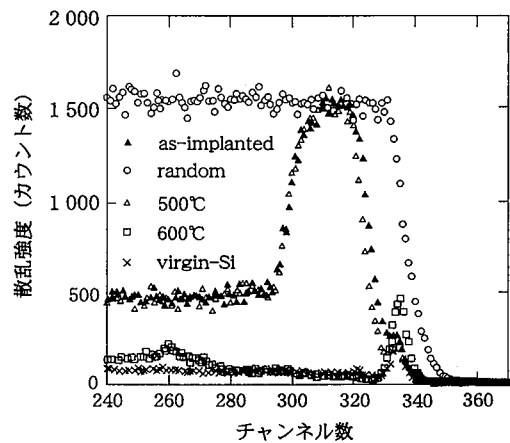


図6 単結晶Siに100 keVで $2 \times 10^{15} \text{ Si}^+/\text{cm}^2$ イオン注入した試料およびそのアニール試料におけるRBS/channelingスペクトル

の欠陥集合体は二次欠陥を形成するなどして900℃で消滅する。

以上、単結晶Siに自己イオンを注入することにより生成した欠陥の回復挙動を陽電子消滅法とRBS/channelingにより比較検討した。それは当初予想された同様の回復過程を示すものではなかった。格子間原子の挙動を観察する限り、非晶質化を引き起こす高ドーズにおいても600℃で格子間原子は検出されなくなり、単結晶化、回復していることを示している。一方、空孔型欠陥の観察からは、600℃でも無処理のSiの状態に戻ることはなく、イオン注入時よりもさらに大きな欠陥集合体を形成して存在していることがわかった。さらにその空孔型欠陥の回復には800から900℃のアニールが必要であった。非晶質相から結晶質相に変態する際に空孔型欠陥が多量に残留することが上記の結果から明らかである。

4. 単結晶Si中の空孔-酸素複合欠陥

単結晶Si中での不純物酸素の挙動の理解は極めて重要である。半導体デバイスの基板となるCZ-Siにおいては坩堝のシリカから酸素が供給されるため $10^{18}/\text{cm}^3$ 程度の酸素が含有される。含有酸素はウエハの機械的強度を高めたり、不純物金属のゲッタリングなどの

良い面もある反面、析出物となって半導体デバイスの電気特性を劣化することもある。空孔も酸素と結合しやすく、例えば、電子線照射した単結晶Siの実験において、酸素濃度が低い浮遊帯域(FZ)-Siでは複空孔(V_2)が形成し、空孔集合体が高温で形成した後回復する³⁾。一方、CZ-Siでは空孔と酸素が結合した空孔-酸素複合体(VO)を形成し、熱挙動においても VO_2 、 V_2O_2 などを経て回復することが報告されている¹⁰⁾。従って、空孔-酸素複合体の挙動を解明することは非常に重要である。

また、最近次世代の半導体デバイス用ウエハとしてSOI(silicon on insulator)構造をもったSIMOX(separation by implanted oxygen)ウエハが目ざされているが、その製造には高ドーズ($10^{17} \sim 10^{18}/\text{cm}^2$)の酸素イオンを注入し高温でアニールする必要がある。その際にも空孔-酸素複合体欠陥挙動の解明が高品質SOI層製造の鍵となる。そこで、これら空孔-酸素複合体欠陥の回復挙動を調べることが目的に、単結晶CZ-Siウエハに酸素イオンを注入し、その熱処理挙動を解析した結果を示す¹¹⁾。

注入基板はp型CZ-Si(100)であり、酸素イオンを180 keVで $2 \times 10^{15}/\text{cm}^2$ ドーズ注入した。チャネリングを抑制するために、注入角度は試料法線方向から 7° ずらしている。TRIM計算によれば、平均注入深さは370 nm、標準偏差は83 nmである。注入試料は300から1100°Cの各温度で30分間窒素中でアニールした。陽電子測定はすべて室温で行った。

図7に酸素イオンを $2 \times 10^{15}/\text{cm}^2$ 注入した試料のS-Eデータを示す。as-implanted試料では通常のイオン注入と同様にSパラメータの増大が確認され、空孔型欠陥の生成が示され、400°CアニールまでそのS-Eデータはほとんど変化することはなかった。500°Cでのアニールにより、表面層(~ 3 keV, ~ 100 nm)のSパラメータ値は不変であるが、イオン注入領域(3 keV以上, 100 nm以上)でのSパラメータは大きく低下し始めた。さらに600°Cアニール試料では、500°C試料と同様に表面層(~ 3 keV, ~ 100 nm)のSパラメータ値は依然大きな値を保持するが、3 keV以上でSパラメータは急激に低下し始め、7 keVで0.985のSiバルク値よ

りも小さな値となる。そして、800°Cでは6.5 keVでSパラメータは0.93を示した。最終的にS-Eデータに関して無処理のSiのカーブに復帰するためには1100°Cの熱処理が必要であった。

上記のS-Eデータが変化を示すことを説明可能な欠陥種を考察する。まずイオン注入時に生成した欠陥である。従来報告されている V_2 などの空孔単独の欠陥の場合、300°C程度でより大きな欠陥に変化するはずである。しかし400°CまでS-Eデータに変化がみられないのは、 V_3O のようなより熱的に安定な空孔-酸素複合体欠陥が生成していると考えられる。500°Cから600°Cにおけるイオン注入領域のSパラメータの低下について、より複雑な V_xO_y ($x < y$)複合欠陥の生成が考えられる。ここでバルク値よりも小さな値を示すことは、陽電子がSiの電子よりも高運動量の電子と対消滅することを意味している。つまり陽電子がSiの電子ではなく、酸素の電子と消滅する確率が増加していることになり、 V_xO_y のような構造をもつ欠陥に陽電子が捕獲されることになる。

800°Cでは、表面近傍の空孔集合体は消失し、イオン注入領域に非常に低いSパラメータをもつ欠陥種が生成する。この欠陥に捕獲された陽電子のまわりはほとんど酸素原子と考えられ、いわば中心に空孔を伴う酸素クラスターが生成していると推定できる。3章で示したように、空孔集合体の欠陥は800°C前後で二次欠陥を形成し消失するが、この酸素クラスター欠陥は約1000°Cまで安定に存在可能なことがわかる。

以上の結果から、Si中に生成した空孔-酸素複合体欠陥の熱挙動は空孔集合体よりも安定であり、温度上昇とともに欠陥中の酸素原子数が増加していることが示された。

5. 結 言

表面層に局在する原子レベルの空孔型欠陥を非破壊的に高感度で観察可能な手法として低速陽電子消滅欠陥分析法への期待が大きい。ここで示したイオン注入誘起欠陥解析も、電子顕微鏡では観測できない2nm以下のサイズの欠陥について、空孔集合体の形成、酸素-空孔複合欠陥の熱的挙動を明らかにしている。

一方、陽電子ビームを用いる手法として残された課題もある。陽電子ビームにおいて陽電子寿命測定が実現できれば、寿命値から欠陥サイズについての知見を得ることが可能である。そのためには高強度かつパルス化された陽電子ビームが必要であり、現在世界的には2箇所(工業技術院電子技術総合研究所¹²⁾、ドイツのミュンヘン工科大学¹³⁾)でそれが達成されて、その利用も夢ではない。もう一つの欠陥情報として、欠陥のまわりの化学状態に関する知見も重要である。Si中の酸素関与欠陥に関して空孔型欠陥のまわりの酸素の配置、化合物半導体においては欠陥がどちらの格子位置を優先的に占有するのかなど知りたいところである。最近、対消滅 γ 線を高S/B比で測定することにより消滅電子の高運動量成分の情報を得て、欠陥のまわりの元素についての知見が得られることが明らかになってきた¹⁴⁾。

低速陽電子消滅欠陥分析法においても従来法と同様あるいはそれ以上のことが可能な状況になってきており、今後さまざまな表面層の欠陥についての解明が進むことが期待される。

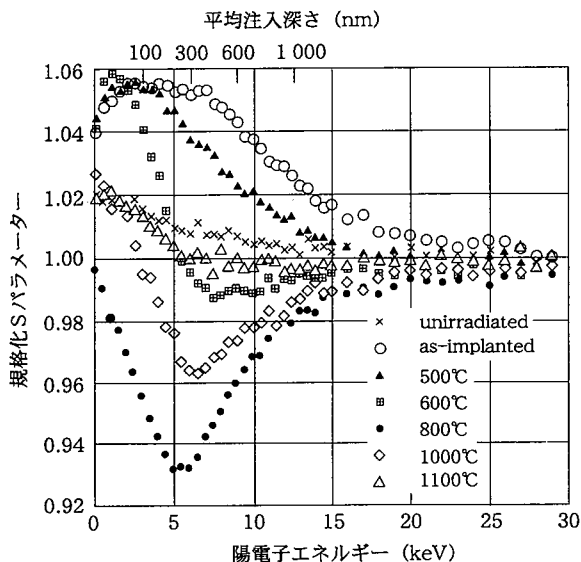


図7 単結晶Siに180 keVで $2 \times 10^{15} \text{ O}^+/\text{cm}^2$ イオン注入した試料およびそのアニール試料におけるSパラメータの陽電子エネルギー依存性

参照文献

- 1) Schultz, P.J., Lynn, K.G. : Rev. Mod. Phys. 60, 701 (1988)
- 2) Asoka-Kumar, P., Lynn, K.G., Welch, D.O. : J. Appl. Phys. 76, 4935 (1994)
- 3) Kawasuso, A., Hasegawa, M., Suezawa, M., Yamaguchi, S., Sumino, K. : Mater. Sci. Forum. 175-178, 423(1995)
- 4) 藤浪真紀 : 放射線. 18 (2), 55(1992)
- 5) Aers, G.C. : Positron Beams for Solids and Surfaces. New York, American Institute of Physics, 1990, p.162
- 6) Fujinami, M., Chilton, N.B. : J. Appl. Phys. 73, 3242(1993)
- 7) Fujinami, M., Tsuge, A., Tanaka, K. : J. Appl. Phys. 79, 9017(1996)
- 8) Stein, H.J., Vook, F.L., Borders, J.A. : Appl. Phys. Lett. 14, 328(1969)
- 9) Fujinami, M., Hayashi, S. : Mater. Sci. Forum. 196-201, 1165(1995)
- 10) Ikari, A., Kawakami, K., Haga, H., Uedono, A., Wei, L., Kawano, T., Tanigawa, S. : Jpn. J. Appl. Phys. 33, 5585(1994)
- 11) Fujinami, M. : Phys. Rev. B. 53, 13047(1996)
- 12) Suzuki, R., Kobayashi, Y., Mikado, T., Ohgaki, H., Chiwaki, M., Yamazaki, T., Tomimasu, T. : Jpn. J. Appl. Phys. 30, L532(1991)
- 13) Schödlbauer, D., Kögel, G., Sperr, P., Triftshäuser, W. : Phys. Status Sol. A. 102, 549(1987)
- 14) Asoka-Kumar, P., Alatalo, M., Ghosh, V.J., Kruseman, A.C., Nielsen, B., Lynn, K.G. : Phys. Rev. Lett. 77, 2097(1996)