

シリコン半導体検出器におけるプラズマ効果の研究 [I]

北原 哲夫*, 伊藤 眞**, 荻野 晃也***, 牛田恵美子*

表面障壁型シリコン半導体検出器(Si-SBD)は, 運動エネルギーが数 MeV 以上の重イオン検出に際して“プラズマ効果”と称される特異な応答を示す。本研究では, このプラズマ効果を調べるため, 京都大学タンデム加速器からの O (酸素) イオンビームを用いてパルスの波高と立ち上がり時間を測定した。Si-SBD への前面および裏面入射して得た立ち上がり時間からプラズマ時間を導出した。プラズマ時間のエネルギー, 阻止能および印加電圧依存性に関して, Seibt 達の理論モデルと比較検討した。

キーワード: シリコン半導体検出器, 酸素イオン, プラズマ効果, 立ち上がり時間

1. はじめに

n 型表面障壁型シリコン半導体検出器(Si-SBD)は, 原子(核)物理, 物性研究等の実験の他に環境放射能や医療の分野も含めて, 荷電粒子検出に広範囲に利用されている。軽イオン(陽子, アルファ粒子)より原子番号の大きな重イオン計測においては, いわゆる「プラズマ効果」と呼ばれる現象が生じるのが Si-SBD の特徴である。¹⁾ 数 MeV 以上の運動エネルギー E で入射した重イオンは, Si-SBD の空乏層内の飛跡に沿って高密度($\geq 10^{17} \text{ cm}^{-3}$)の電子・正孔対を作り, ある種のプラズマ状態を形成する。このプラズマは, 検出器バイアスで決まる外部電界 F の作用によりやがて消滅するが, それまでの時間 t_p (プラズマ時間と云う)の長さに依存して, プラズマ効果が生じる。このプラズマ時間 t_p の大きさは, 重イオン飛跡の長さや単位長あたりの線電荷密度, 云いかえれば, Si 中での重イオンの飛程や阻止能に密接に関連している。その代表的な現象として, 形成された電子・正孔対の一部が t_p 内に再結合し, それに応じて Si-SBD のパルス波高が小さくなり, エネルギーとの比例関係が損なわれるパルス波高欠損(PHD)がある。PHDに関連した t_p のイオン種, エネルギーおよび F 依存性については, 比較的良く解明されている。²⁾ また, Si-SBD の時間応答すなわ

ち電荷パルス形成の時間的特徴としては, プラズマ効果のためパルスの立ち上がり時間が長くなる(数 nsec, またはそれ以上)ことと, 立ち上がり時間の拡がりすなわち時間ジッタが増加する等が挙げられる。この結果, 同時計数や飛行時間測定を行う上で, 時間の分解能や比例性に重要な影響を与える。一方, t_p は同一エネルギーで種類の異なるイオンで異なるため, 単一検出器でのパルス波形識別による粒子弁別の可能性も示唆している。³⁾ t_p の理論的研究において Seibt 達⁴⁾ は, イオン飛跡に沿って $1 \mu\text{m}$ 程度の円柱状プラズマが電界と平行に形成されるとした。そして, プラズマ形成後, 円柱の動径方向への電子, 正孔の拡散および空間電荷電流による浸蝕によりプラズマが消滅するというモデルにより, t_p として, [(生じた総電子・正孔対の数) \times (平均の線電荷密度) \times (プラズマ円柱の底面積)] の3乗根および F^{-1} に比例する式を提唱した。Finch 達⁵⁾ は電流パルス観測によって求めた t_p が, ほぼ $E^{0.47} \times F^{-0.85}$ に比例する結果を得た。しかし現状では, 重イオン飛程が短い場合に, はたして円柱プラズマモデルが成り立つか, 平均の線電荷密度やプラズマ円柱の底面積をどう評価するか, F としてどの値を採用するかなど, 未解決の問題が多々残されている。

今回我々は, t_p のエネルギー, 阻止能, 電界依存性について新たな知見を得て, プラズマ効果解明の一助とするとともに, 立ち上がり時間の差異による粒子弁別を行うための基礎データを蓄積するために, エネルギー対立ち上がり時間の同時計測実験を行った。実験は, 京都大学理学部タンデム加速器による O (酸素) イオンビームを用い, Si-SBD での通常の検出方法で

* 山梨県中巨摩郡玉穂町山梨医科大学物理学

** 京都大学放射性同位元素総合センター

*** 京都大学工学部原子核工学

(受付: 1989年9月13日)

ある Au 窓 (前面) からの入射, およびその付近で F が小さい A1 窓 (裏面) からの入射によって実験を行った。

2. 立ち上がり時間計測

2-1 Si-SBD の電荷パルス形成

n 型の Si-SBD の電界, 模式的な構造, および時間 t の関数としての出力電荷を, 各々, 図 1 の (a), (b), および (c) に示す。いま, (b) のように 1 対の電子・正孔が空乏層内で前面からの深さ x の位置に生じたとすると, 正孔は (a) で見るように強い電界のかかっている Au 電極に移動し, 電子は電界の弱い A1 電極側に移動する。正孔, 電子各々の走行距離に比例して各々誘導電荷パルス $Q_h(t, x)$, $Q_e(t, x)$ が形成される。

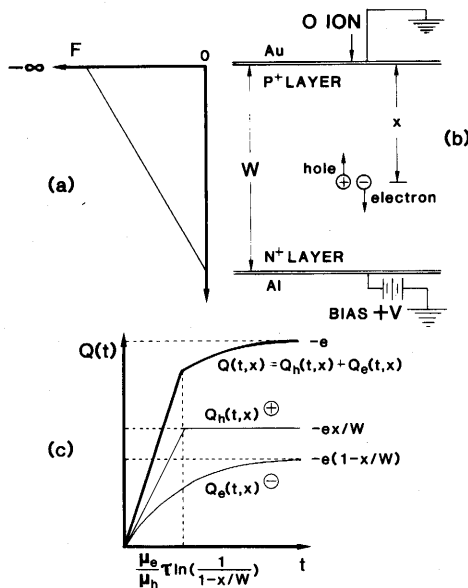


図 1 (a) Si-SBD の電界 F の強度分布 (b) Si-SBD の模式的構造 (c) 1 個の電子・正孔対が, Au 窓からの深さ x の位置に生じたときの電荷パルス形成の様子。 μ_e , μ_h は各々電子, 正孔の移動度, τ は誘電緩和時間である。

図の (c) に示すように, $Q_h(t, x)$, $Q_e(t, x)$ を Ramo の定理を用いてまとめた結果, $Q(t, x) = Q_h(t, x) + Q_e(t, x)$ が Si-SBD の電荷パルスとして誘起される。 $Q(t, x)$ の通常の意味での立ち上がり時間は $Q(t_{0.1}) = 0.1 \times (-e)$ となる $t_{0.1}$ から, $Q(t_{0.9}) = 0.9 \times (-e)$ となる $t_{0.9}$ までの時間であり, 電子・正孔対の生じた位置

x に依存する。したがって, 実際にイオンが入射したとき, 形成される電子・正孔対の深さあたりの分布すなわち線電荷密度を $Q(t, x)$ に乗じて x で積分したものがイオンによる電荷パルスであり, これからプラズマ効果のないときの立ち上がり時間 t_0 が決まる。電子・正孔の走行速度は電界の強弱に伴い増減するので, t_0 は検出器バイアスの上下に伴って減少または増加する。重イオンにより, 高電荷密度が形成されたときは, プラズマ効果のための立ち上がり時間 t_p はプラズマ時間により増加し $t_p = (t_0^2 + t_p^2)^{1/2}$ となる。今回の実験では, エレクトロニクス回路による t_p の観測値から t_0 を導出すべく, 実験装置を構成した。

2-2 実験

図 2 は O イオンをオルテック社製の全空乏層 n 型 Si-SBD で検出する実験配置概略の平面図である。京都大学理学部タンデム加速器からの, 運動エネルギーが 24.4 MeV の +6 価の O イオンビームは, 直径 1 mm のコリメータを通り, 薄膜 (C, Al, Au) 中で弾性散乱され, 種々の散乱角に対応するエネルギーをもって, Si-SBD に入射する。1 つの Si-SBD (有感領域厚: 309 μm , 定格電圧: 115 V) は通常の見出し器面である Au (前面) を入射窓とし, 他方の Si-SBD (有感領域厚: 398 μm , 定格電圧: 110 V) は反対側の A1 (裏面) を入射窓とした。各々の Si-SBD はゴニオメータ上に設置され, ビーム軸に対する任意の角度で O イオンを検出した。本番測定では, Si-SBD に入射する散乱 O イオンの数が毎秒 100 個を超えないよう, ファラデーカップ (FC) の電流値をモニターしながら入射ビームの強度を調整した。エネルギーと Si-SBD からのパル

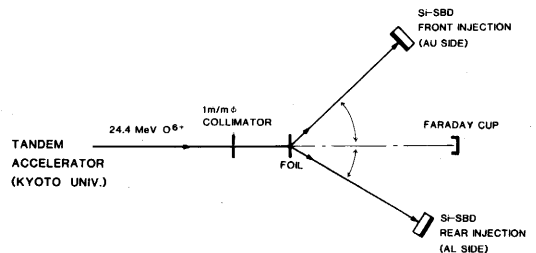


図 2 O イオン検出装置概略の平面図。

ス波高の関係は, ^{241}Am 線源からの 5.486 MeV アルファ粒子や, O^{6+} イオンと同じ運動量をもつ O^{5+} , O^{4+} イオンを計測して決定した。

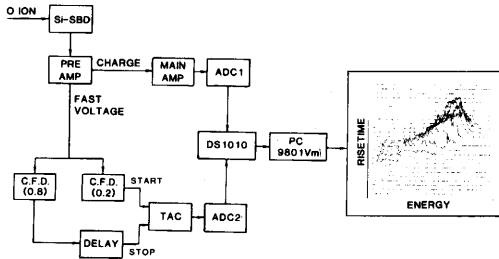


図3 エネルギー VS 立ち上がり時間測定のエレクトロニクス回路のブロックダイアグラム。

O イオンのエネルギーに対するパルス波高と立ち上がり時間の相関を得るためのエレクトロニクス回路のブロックダイアグラムを図3に示す。Si-SBDからの出力信号は、高利得の高速電圧増幅段 (VOLTAGE STAGE) を備えた前置増幅器 (PRE AMP.) に通された。電荷増幅段 (CHARGE STAGE) 出力信号は主増幅器 (MAIN AMP.) を経てアナログ-デジタル変換器 (ADC) に入れ、エネルギー信号とした。電圧増幅段の出力信号は2つに分岐し、一方を電圧最大値の0.2のフラクシオンに設定したコンスタント・フラクシオン・ディスクリミネータ (CFD) に、他方を0.8のフラクシオンに設定した CFD につないだ。0.2フラクシオン、0.8フラクシオンの CFD からのタイミング出力を各々、スタート信号、ストップ信号として、時間-波高変換器 (TAC) の入力とした。タイムキャリブレーションによって、TAC の時間校正を行った。TAC の出力は、Si-SBD の電荷パルスの最大値の0.2から0.8までの立ち上がり時間に比例した波高をもち、ADC につながれた。2台の ADC によりデジタル化された信号は、セイコーEG and G 社の2パラメータ同時計数システム「DS1010」で処理された。実験中には、 ^{241}Am 線源や高精度パルス発生器により、測定系の安定性等をモニターした。

3. 結果と議論

パルス波高 (O イオンエネルギーに換算する) と立ち上がり時間 t_r の同時計測実験は、前面、裏面入射とも、定格電圧を含めて3種類の印加電圧の下で行われた。エレクトロニクス回路はストップ信号側の遅延回路 (DELAY) 以外は、常に同じ条件で計測した。図4

(a) と (b) は各々、薄膜で弾性散乱された O イオンを前面、裏面入射して定格電圧下で得られた2次元マトリックスである。前面、裏面において、同一エネルギーの O イオンのパルス波高は全く同じすなわち波高欠損 PHD に差異は見られなかった。これは、再結合による PHD が $\log t_r$ で変化する (文献2を参考) ため、 t_r の差異があまり大きく PHD を変化させないことによると考えられる。図の (a) で Zero で示した曲線は、2台の CFD のフラクシオンを共に0.2にして得た2次元マトリックスで、立ち上がり時間のゼロ点を示す。

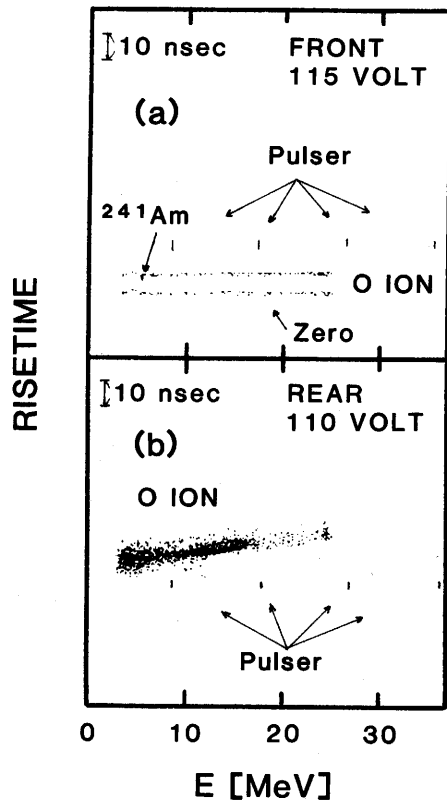


図4 (a)前面入射により得られた、O イオンのエネルギー信号 VS 立ち上がり時間信号の2次元マトリックス (b)裏面入射により得られた同様の2次元マトリックス。

また、Pulser で示したのは高精度パルス発生器からのパルス (種々の波高で、ほぼ一定の立ち上がり時間 ~ 17 nsec をもつ) を用いて得たもので、Si-SBD やエレクトロニクス回路系のドリフトチェックその他のモニターとした。図から明らかのように、裏面入射の方が時間ジッタが大きく、 t_r そのものも裏面入射では、パル

ス発生器のそれよりも長くなっている。1次元の t_p スペクトルにみる半値幅は前面、裏面入射の各々で500 psec程度、4 nsec前後であった。

図5は、前面入射の2次元マトリックスを解析して求めた t_p のエネルギー E 依存性である。どの印加電圧においても5.5 nsecから7 nsec前後の範囲でエネルギーの増加とともに増加する。また、印加電圧を高くすると t_p が小さくなっていることは、 t_p の F 依存性から予想する通りである。プラズマ効果を調べるためには t_p から t_r を分離して求めることが必要であり、そ

のために我々は図1(c)を得たのと同様な方法で電荷パルス解析を行い(文献1の図9(a)参考)、オルテック社仕様の比抵抗の値として3400 Ohm·cmを用いた結果、 t_p の理論値として4.7 nsecを得た。この値は ^{241}Am アルファ粒子の定格電圧での $t_p=5.15$ nsecにかなり近いと云える。 ^{241}Am アルファはこれまでPHD研究においてエネルギーと波高値の基準になるのが普通であり、重イオンに比較して、Si-SBDに生ずるプラズマ効果は通常無視できる。したがって本研究では、各電圧下での ^{241}Am アルファの t_p をその電圧での t_r と

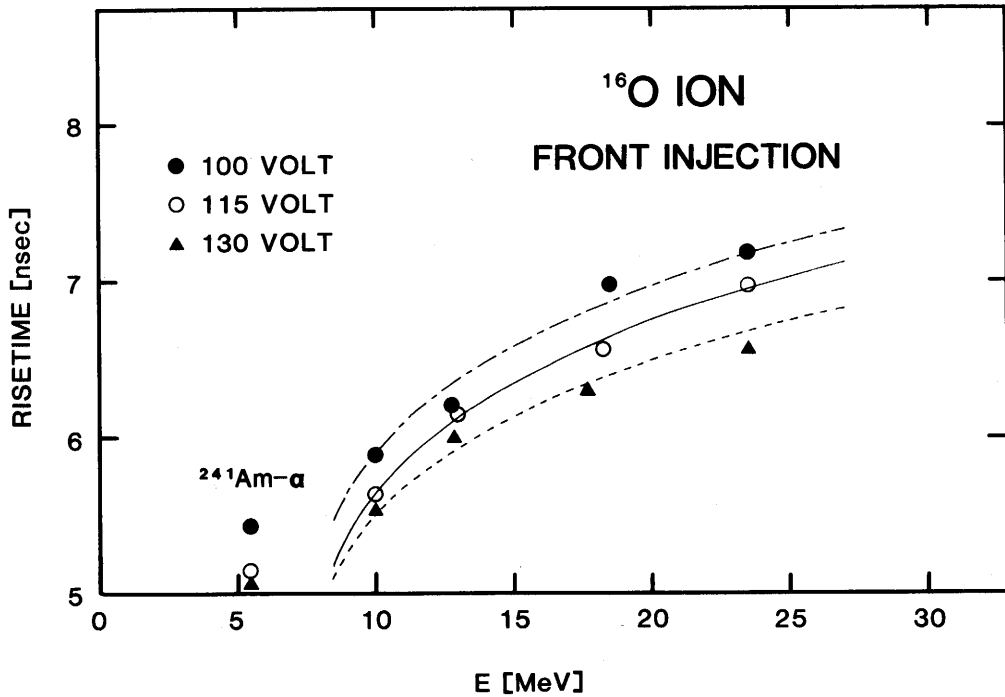


図5 前面入射による立ち上がり時間のエネルギー依存性。曲線は $t_p \propto \{\log [(k/I)^2 cE] \log(E/c)\}^b$ としてあてはめを行って求め、 t_p に変換したものである。

して、 $t_p = (t_p^2 - t_r^2)^{1/2}$ から t_p を求めた。Seibt 達⁴⁾による t_p の式でエネルギー依存に関する項は Finch 達⁵⁾により、 $t_p \sim (\overline{ES})^{1/3}$ (\overline{S} は平均阻止能) と表せる。ここで、エネルギーとともに飛程が変る結果、プラズマに作用する平均の電界 F も変化するが、そのエネルギー依存性はきわめて小さいので、 $F^{-0.85}$ の項は t_p のエネルギー依存性に影響を与えない。O イオン阻止能は、大ざっぱには $E \leq 9$ MeV では $E^{0.4}$ に比例し (LSS 領域)、 $E > 9$ MeV ではベータ領域となり、Si の平均励起エネルギーを I として $(1/E) \log(kE/I)$ (k は定

数) に比例する。したがって 0 から E の間で平均をとると、 $E \leq 9$ MeV では $\overline{S} \propto E^{0.4}$ 、 $E > 9$ MeV では $\overline{S} \propto (1/E) \{\log[(k/I)^2 cE] \log(E/c) + 2\}$ を得る。我々は、 $t_p = a(\overline{ES})^b$ を基本の形として、種々の最小 2 乗あてはめによって b を評価した。図5で曲線で示したのは $\overline{ES} = \log[(k/I)^2 cE] \log(E/c)$ として行った非線形フィットから求めた曲線であり、定格電圧115 Vにおける c の値は8.5、 b の値は0.37で Seibt 達の結果である1/3乗に近い値である。あてはめ結果の a の値の印加電圧依存性すなわち、同一エネルギーで異なる

印加電圧の t_r の比は各電圧での $F^{-0.85}$ の比にほとんど等しい。一方、 $E > 9 \text{ MeV}$ での $\overline{S_2}$ を用いたあてはめ結果ではどの印加電圧においても b は0.6前後となり、Seibt 達より2倍程の大きさの因子でエネルギー依存が強いことになる。さらに、我々は、 ^{241}Am アルファ

ではプラズマ効果が生じないことから、O イオンのような重イオンでも $t_r=0$ となるエネルギーしきい値 E_c があると考え、 $(E\overline{S})^b \rightarrow (E-E_c)^b$ としてあてはめた結果、定格電圧では $E_c \sim 4.5 \text{ MeV}$, $b' \sim 0.5$ を得た。これは $\overline{S_1} \propto E^{0.4}$ で $b=1/3$ のときの結果にほぼ等しい。

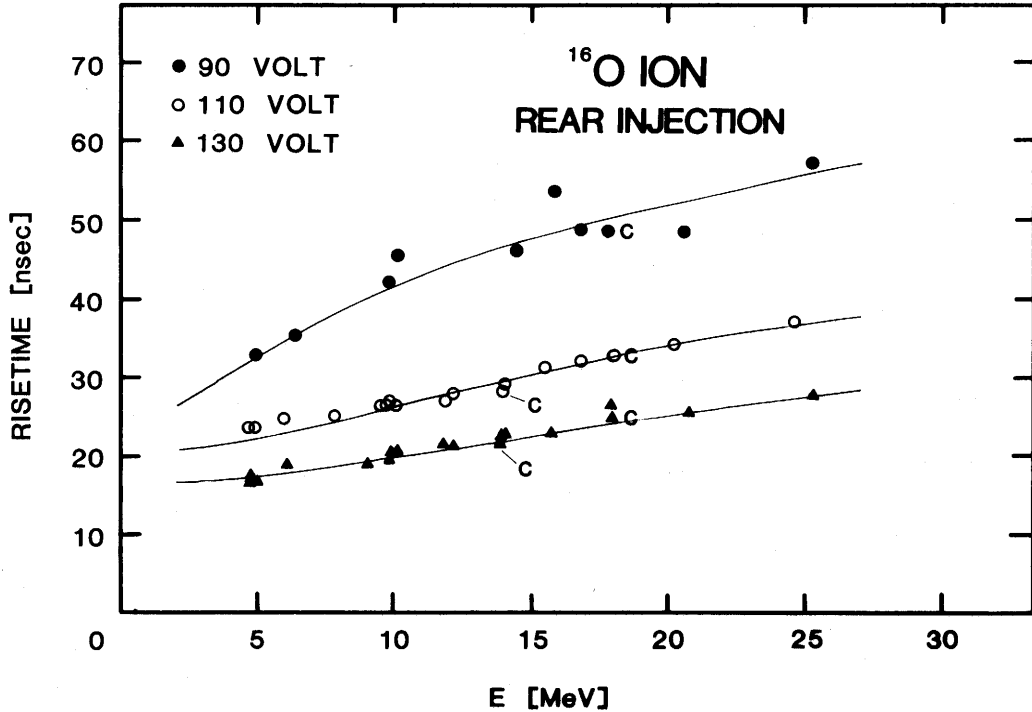


図6 裏面入射による立ち上がり時間のエネルギー依存性。曲線は $t_r \propto \{ \log [(k/I)^2 cE] \log (E/c) \}^b$ のあてはめの結果から t_r を求めたものを示す。図中のCで示したデータは、C薄膜からOイオンによって反跳されたCイオンがSi-SBDに入射して得られたものである。

裏面入射で得た t_r の E 依存性を図6に示す。データは90, 110, および130 Vの印加電圧で得たもので、 t_r は10数 nsec から60 nsec 程の範囲でエネルギーと共に増加している。図でCと表したデータはC薄膜を用いたときに反跳したCイオンが入射して得られたものである。オルテック社仕様やエネルギースペクトルを調べた結果から、Si-SBDは完全に全領域が空乏層になっていると考えられるが、裏面近傍では F は著しく小さいので t_r も大きく、理論計算では t_r は20 nsec を超える。前面入射と同様に、 ^{241}Am アルファの t_r (例えば定格電圧で21.6 nsec) を t_r の値に採用してOイオンの t_r を求め、エネルギー依存性を調べた。実線は $t_r \propto \{ \log [(k/I)^2 cE] \log (E/c) \}^b$ としてあてはめをした結果を t_r に変換して描いたものである。残差分布

をみるとあてはめの結果は、概して良くない。図には示していないが、 $E < 10 \text{ MeV}$ のデータを用いて $t_r \propto (E-E_c)^{b'}$ のあてはめを行った結果は、定格電圧(110 V)で $b'=0.51$, $E_c \sim 1.5$ である。指数部因子 b' は前面入射の値にほとんど一致するが、 E_c は前面入射の値よりも低い。電界 F が非常に弱いときには、プラズマ効果の起こる目安である、しきいエネルギーも低くなることは定性的には理解できるところである。また、 $E > 9 \text{ MeV}$ のデータに対して $\overline{S_2}$ を用いてあてはめを行った結果、110 V と130 V ではともに $b \sim 0.7$ であり前面入射の場合と同様である。また90 V では $b \sim 0.3$ であり、どのあてはめの結果も他の印加電圧と様相が異なる。90 V の場合、Oイオンエネルギーが小すなわち飛行が短いときは裏面近傍で作用する F が特に弱く、エネルギーが

高くなるとともに F が強くなる割合が、他の印加電圧の場合より大きいためであろう。

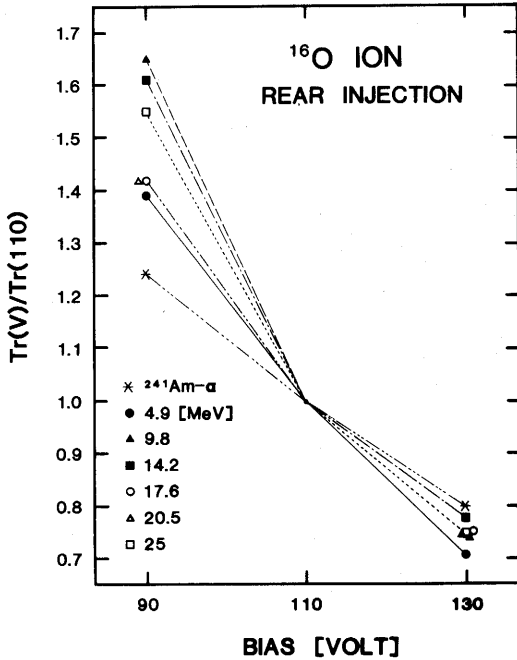


図7 裏面入射による立ち上がり時間の印加電圧依存性。縦軸は各電圧での立ち上がり時間を定格電圧 (110 V) の立ち上がり時間で除した値である。

図7は、裏面入射で顕著な t_r の F 依存性を考察するために、観測した t_r と定格電圧でのその比にして、印加電圧の関数としてプロットしたものである。参考のために、プラズマ効果が無視できる場合の電圧依存性を示すため、 ^{241}Am アルファのデータも示す。4.9と25 MeVの90 Vの点を除くと、概してエネルギーが高くなる程、電圧依存性は小さくなる。裏面入射の場合の電界は電圧を V 、空乏層厚を d 、Si-SBD 有感厚を L 、飛程を R とすると、 $F \propto (V/d) [1 - (L - \bar{R})/d]$ と考えられる。ここで \bar{R} はOイオン飛程の平均的な位置を表す量で重イオンの場合 $\bar{R} = R/3$ が妥当とされている。²⁾ 図の結果から $t_r \propto F^{-0.85}$ が妥当であるためには、 L もしくは d がオルテク社の仕様の10%程度の変更を余儀なくされることが判明した。いずれにせよ、裏面近傍では必ずしも F が直線的に変化しているとは断定できないばかりでなく、著しく弱い電界の作用で果して Seibt 達の円柱プラズマモデルが妥当かどうか、疑問が残る。

4. おわりに

Si-SBDにおけるプラズマ効果に関して、エネルギー E と立ち上がり時間 t_r 計測によってプラズマ時間 t_p を考察した。電界 F 依存性を検討したり、立ち上がり時間による粒子弁別を行うための基礎データにもする意味で、Oイオンを前面および裏面から入射して比較を行った。

前面入射の場合 $t_p \propto F^{-0.65}$ はほぼ妥当である。 E 依存性に関して、ベータ領域の阻止能を考慮した平均阻止能 \bar{S}_2 を用いた結果では、ほぼ $t_p \propto (E\bar{S})^{0.6}$ である。また、LSS領域の阻止能を考慮し、プラズマを生じるためのエネルギーしきい値 E_c を仮定した結果では、ほぼ $t_p \propto [(E - E_c)\bar{S}]^{1/3}$ である。 E_c としては、例えば再結合による波高欠損が生じるための阻止能のしきい値が5 MeV/(mg/cm²)程度であるとされており、これはOイオンで $E_c \sim 1.5$ MeV となり、あてはめの結果である $E_c \sim 4.5$ MeV と大きく異なる。前面入射のデータはすべて10 MeV以上であることから、指数部因子 b は0.6の方が妥当であろう。飛程の短い重イオンの場合、プラズマ形成初期は円柱よりもむしろ球形に近いモデルによって t_p を評価すべきかもしれない。また円柱モデルにおいて、底面積が E に関して一定でなく E とともに増加するならば、円柱モデルが正しく、かつ底面積の E 依存によって $b \sim 0.6$ となっている可能性もある。これについては、今後の研究に待たねばならない。

裏面入射の場合も、10 MeV以上のデータに対しては \bar{S}_2 を用いて、前面入射とそれ程違わない値 $b \sim 0.7$ を得た。また、10 MeV以上のデータに $t_p \propto (E - E_c)^{b'}$ で $E_c \sim 1.5$ MeV および $b' \sim 0.5$ であることは、低エネルギーでは Seibt 達の理論で良く説明できることを意味するのかもしれない。いずれにせよ、阻止能がLSS領域、ベータ領域でエネルギー依存性が異なることも問題を複雑にしている。各々の領域に対応した条件での実験データの蓄積が、これからも必要である。今回は触れなかったが、波高欠損 PHD から t_p を考察し、そのエネルギー依存性について t_r の測定から求めたものと比較することも不可欠であり、目下その準備に着手しているところである。 F 依存性に関しては、主として裏面入射で考察したが、 F 自身を推測する上でよ

り確かな前面入射で広範囲に F を変化させたときの t_p を求めるべきであろう。以上、プラズマ効果の研究により、Si-SBD の特性のみならず重イオン阻止能が関係するようなイオン・固体相互作用には興味がつきないところである。

本研究の一部は文部省科研費特定研究「イオンビーム・固体相互作用」の助成により行った。最後に、この間加速器利用に際して御協力をいただいた京都大学理学部小林農作教授ならびにスタッフの皆様に感謝いたします。

文 献

- 1) 北原哲夫(1984): 重イオンに対する表面障壁型シリコン検出器の応答。放射線, 10, 73-93.
- 2) Finch, E. C., Asghar, M. and Forte, M. (1979): PLASMA AND RECOMBINATION EFFECTS IN THE FISSION FRAGMENT PULSE HEIGHT DEFECT IN A SURFACE BARRIER DETECTOR, Nucl. Instr. Meth., 163, 467-477.
- 3) Kitahara, T., Geissel, H., Hofmann, S., Münzenberg, G. and Armbruster, P. (1980): RISE-TIME DISCRIMINATION BETWEEN HEAVY IONS AND ALPHA PARTICLES WITH SEMICONDUCTOR DETECTORS, Nucl. Instr. Meth., 178, 201-204.
- 4) Seibt, W., Sundström, K. E. and Tove, P. A. (1973): CHARGE COLLECTION IN SILICON DETECTORS FOR STRONGLY IONIZING PARTICLES, Nucl. Instr. Meth., 113, 317-324.
- 5) Finch, E. C., Caffolla, A. A. and Asghar, M. (1982): THE PLASMA DECAY TIME IN SEMICONDUCTOR DETECTORS FOR ENERGETIC HEAVY IONS, Nucl. Instr. Meth., 198, 547-556.

Abstract

Study of Plasma Effects in Silicon Semiconductor Detectors [I]

Tetsuo KITAHARA*, Shin ITO**, Koya OGINO***
and Emiko USHIDA*

Silicon surface barrier detectors (Si-SBD's) show characteristic responses called "plasma effects" in detection of heavy ions having kinetic energies above several MeV. In the present work, to investigate the plasma effects, we have measured the height and risetime of pulses using oxygen ion beam from the tandem accelerator of Kyoto University. The plasma times have been derived from the risetimes obtained by the injection into front and/or rear window of Si-SBD's. Concerning dependences of the plasma time on energy, stopping power and applied bias, comparisons were made with theoretical model of Seibt et al.

* Department of Physics

** Kyoto University, Radioisotope Research Center

*** Kyoto University, Faculty of Engineering, Department of Nuclear Engineering