総 説

超伝導トンネル接合検出器の研究状況[†]

倉門雅彦

新日本製鐵(株)先端技術研究所

211 神奈川県川崎市中原区井田 1618

Key Words: superconducting tunnel junction, radiation detector, high resolution, series-junction, effective capacitance, position sensitivity

1. はじめに

エネルギー分解能の優れた放射線検出器は物理学・工学をはじめとして多くの分野で重要な役割を果たしている。高分解能検出器の代表的なものは半導体検出器であるが、その分解能は理論的限界、すなわち放射線によって検出器中で作り出される電子-正孔対の数の統計的揺らぎによる限界にまで近づいてきている。さらに優れた分解能を実現するには統計的限界がより小さくなる物質を用いる必要がある。

金属超伝導体のエネルギーギャップ $E_g (= 2\Delta)$ は 1 meV 程度であり、半導体のその 1/1000 程度である。ここで、 2Δ は超伝導電子対を破壊して 2 個の電子を励起するのに必要な最小エネルギーである。そのため、超伝導体では半導体の場合の数千倍の数の電子が励起され、統計的限界は数十分の一と大幅に小さくなり、超伝導トンネル接合を用いた放射線検出器では超高感度・超高分解能が実現される可能性がある。また、放射線によって生成されたフォノンによっても電子が効率的に励起されるために、これまでの検出器ではできなかった測定も可能になることが期待されている。実際、Sn, Al,

Nb などを用いた超伝導トンネル接合検出器では半導体検出器より優れたエネルギー分解能が X 線に対してすでに得られている。

2. 超伝導トンネル接合検出器の初期の研究

2.1 初期の研究

超伝導トンネル接合で放射線を検出できることはカナダ British Columbia 大学の Wood と White によって 1969 年に初めて報告された^{1), 2)}。用いられた接合と放射線は Sn/SnO₂/Sn と 5.1 MeV の α 粒子である。表面を酸化した帯状の Sn 膜の上にそれと交差するように帯状の Sn をさらに成膜することにより、接合が作製された。接合は 1.2 K まで冷却された。接合には磁場をかけて、電位差なしで接合を流れる DC ジョセフソン電流は抑制された。エネルギーギャップの上に励起された電子はトンネル効果でトンネル障壁を通り抜ければ信号電荷となる。 α 粒子を接合に斜めから入射し、 α 粒子のエネルギーのうちの 140-500 keV が接合内で失われるようにされた。測定の結果、放射線によって電子 1 個を励起するのに必要な平均エネルギー ε としては、実際にトンネル効果で取り出せた信号の大きさからすれば $\varepsilon \leq 141$ meV、取り出す前に再結合したであろう分を補正すれば $\varepsilon \leq 7.8$ meV、と結論した。その ε が半導体での値 (3 eV 程度) よりも大幅に小さいことから、超伝導トンネル接合がエネルギー高分解能の放射線検出器になる可能性があ

[†] Present State of Superconducting Tunnel Junction Detectors. Masahiko KURAKADO: Advanced Materials & Technology Research Laboratories, Nippon Steel Corporation, 1618, Ida, Nakahara-ku, Kawasaki-shi, Kanagawa-Pref. 211, Japan.

図 1 5.3 MeV の α 粒子を Sn 接合の正面から照射したときの信号の波高スペクトル³⁾

信号の大きさの温度とバイアス電流への依存性が調べられた

白丸は α 粒子の入射がないときのノイズのスペクトル

ることを指摘した。ただし彼らは、エネルギー分解能は励起された電子の数の統計的揺らぎによってではなく、接合内でのトンネル障壁層の厚さの確率の変動によって実際には決定されると考えた。すなわち、トンネル障壁層の厚さは微視的には一様でないためにトンネルのしやすさも場所によって異なることとなり、放射線の入射位置によって信号の大きさが異なってしまうと考えた²⁾。もしそうであれば、トンネル障壁層の厚さを微視的にも一様にできない限り、エネルギー高分解能は達成できないことになる。

信号発生の機構は次のように考えられた²⁾。放射線が超伝導体に入射すると、超伝導体はその直後は熱的非平衡状態となるが数 ns という短い時間で熱平衡状態に戻る。しかしそのときの温度は放射線の入射前より上昇しており、除々に元の温度へと戻っていく。その温度上昇と温度の回復に応じて変化するトンネル電流が信号となる、というものであった（昇温モデル）。

本検出器に関する次の研究は、1977年から1982年までの間、京都大学において筆者らによって行われた³⁾⁻⁸⁾。筆者らも接合としては Sn/SnO_x/Sn を用いた。まず、5.3 MeV の α

粒子を接合の正面から入射した（接合内でのエネルギー損失は ~ 100 keV）。Wood らの実験と同様、明らかなピークを示すスペクトルは得られなかったが、信号の大きさの温度依存性とバイアス電流依存性を調べるにより、放射線による単なる温度上昇ではなく、放射線による過剰励起電子の生成が接合からの信号発生に本質的であることが示された³⁾。そのときに得られた典型的な波高スペクトルを図 1 に示す。

次に、熱伝導率の小さいガラス基板上に形成された接合をパルス幅 300 ns のパルス光で

照射したときの信号の波形が調べられた（図 2）⁴⁾。

接合に与えられたエネルギーが周囲に散逸しにくい場合 (a) には信号緩和の時定数が二つとなる。早い成分は非平衡状態の超伝導体内での過剰励起電子の再結合による電子系からフォノン系へのエネルギー緩和、遅い成分は超伝導体からその循環への熱エネルギー散逸によるものと考えられた。エネルギーが周囲に散逸しやすい場合 (b) には、遅い成分はほとんど消えてしまうが、信号の大きさ（波高）は (a) の場合と

図 2 300 ns 幅のパルス光で誘起された信号の波形⁴⁾

温度が約 1.4 K、接合の周りの He ガス圧が (a) : $< 10^{-3}$ Torr, (b) : ~ 0.1 Torr の場合

図3 超伝導 Sn 中での励起電子数の増幅過程⁵⁾
矢印は放射線から付与されたエネルギーの
主要な緩和過程を示す

大差ない。このことから、単なる昇温（熱平衡状態）による信号発生と過剰励起電子生成（非平衡状態）による信号発生とは区別できるものであり、放射線による信号が過剰励起電子によるものであることがさらに明らかになった。

ギャップエネルギー E_g (あるいは、ガスカウンターなどの場合には、ガス原子や分子の電離エネルギーなど) が小さいことは、小さい ε 値の検出器となるための必要条件と考えられる。しかしながら、 E_g が小さいからといって、それに比例して ε が小さくなるとは限らない。実際、半導体の場合には $\varepsilon \approx 2.8E_g + (0.5 - 1.0)$ eV となることが経験的に知られている⁹⁾。筆者らは前記の実験的研究と並行して超伝導体における ε 値と Fano 因子の理論的研究も行った^{5), 6)}。

放射線によって比較的小数の電子が高いエネルギーに励起される。(I) フェルミエネルギー E_F よりも

$$E' (\sim (E_D E_F)^{1/2} \sim \text{数百 meV})$$

以上高いエネルギーに励起された電子は主に他の電子を励起してその余剰エネルギーを失っていく。一方、(II) それ以下のエネルギーとなった励起電子は主にフォノンを励起（放出）してエネルギーを失っていく¹⁰⁾。そのために、もしフォノン（その最大エネルギーはデバイエネルギー E_D 程度：通常、数十 meV 以下）が電子の励起に効率的に寄与しなければ、 E_g がいかに小さくとも ε 値は E' よりも小さくならないと考えられる。このことは半導体での $\varepsilon(E_g)$ の経験式をよく説明する。一方、(III) 超伝導体では E_g が 1 meV 程度と小さいために、エネルギー Ω が 2Δ より大きいフォノンは超伝導電子対（クーパー対）を破壊して電子をエネルギーギャップの上に励起し得る¹¹⁾。また、(IV) エネルギー E が 3Δ より大きい励起電子は、 $\Omega \geq 2\Delta$ のフォノン放出し得る（図3参照）。筆者らは、(II) の過程、および (III) と (IV) の繰返しによる電子のカスケード励起過程をモンテカルロ法で計算機シミュレーションし、 $T=0$ K のバルクな Sn の場合、

$$\varepsilon \equiv E_R / \langle N \rangle = 0.969 \text{ meV} = 1.68\Delta,$$

$$F \equiv \langle (N - \langle N \rangle)^2 \rangle / \langle N \rangle \approx 0.2$$

$$F: \text{Fano 因子} (0 \leq F \leq 1)$$

であるという結果（図4）を得た⁶⁾。ここで、 N はエネルギー E_R の1個の放射線によって最終的にエネルギーギャップの上に励起された $E \geq \Delta$ である電子の数、 $\langle N \rangle$ は N の平均値である。これらの値は、たとえば 5.9 keV の X 線に対する N の統計的揺らぎによるエネルギー分解能の限界は、半値幅（FWHM）で 2.5 eV となり、半導体の Si や Ge での約 100 eV と比べて 40 倍も優れたものになり得ることを意味している。

なお、上記の ε 値の計算結果は昇温モデルとは相反するものである。昇温モデルによれば、放射線から付与されたエネルギー E_R はフォノン系と電子系におおのこの比熱、 C_p , C_e に応じて分配されるはずであり、

$$N \approx (E_R / \Delta) \{C_e / (C_p + C_e)\},$$

$$\varepsilon \approx \Delta (C_p + C_e) / C_e$$

図4 5.75 keV の放射線によって励起される電子の数 N の統計的揺らぎ⁶⁾
エネルギーが 5.75 eV の 3000 個の放射線に対する計算機シミュレーションによる

となる。超伝導体ではエネルギーギャップが存在するために、 $T=0\text{ K}$ では $C_p \gg C_n$ 、よって $T \ll T_c$ (T_c は超伝導転移温度) の低温では ε 値は温度にきわめて大きく依存し、しかも $T=0\text{ K}$ では $\varepsilon = \infty$ となってしまう。一方、 $\varepsilon = 1.68\Delta$ という値は、 $T=0\text{ K}$ において、放射線のエネルギーの約60%が電子系に与えられることを意味している。

図5には、フォノンを $T=0\text{ K}$ のバルクな Sn に1個注入したときのそのエネルギー Ω の関数としての ε 値、 $\varepsilon(\Omega)$ の計算結果が示されている⁶⁾。

$\Omega > 4\Delta$ では $\varepsilon(\Omega) \approx 1\text{ meV}$ となり、直接の

図5 フォノンのエネルギー Ω の関数としての ε の計算値⁶⁾
エネルギー Ω のフォノンにより、平均して (Ω/ε) 個の電子が励起される

フォノン注入によっても放射線の入射と同じように効率的に励起電子が生成できることがわかる。このことから、超伝導放射線検出器はエネルギー高分解能になるだけでなく、これまでの検出器ではできなかったことができるようになる可能性がある。たとえば、従来の半導体検出器などでは、重イオンや中性子が検出器に入射してその構成元素との弾性散乱でエネルギーを失なった場合、その分のエネルギーは直接に熱エネルギー（フォノン）となってしまうために信号には寄与しなかった¹²⁾。図5の結果から、超伝導体を用

いた検出器では放射線の弾性散乱によるエネルギー損失も信号として有効に取り出せる可能性があることが指摘された^{6), 8)}。

次に筆者らは、放射線のエネルギーを実際に高分解能で測定するための研究を行った^{7), 8)}。

そのためには以下の2点が特に重要であると考えられた。

- (1) 熱励起電子の数を低減するための低温化
- (2) エネルギーの配線への散逸による分解能低下の防止

放射線から接合に付与されたエネルギーの配線への散逸がエネルギー分解能を損なっていると考えたのは、半導体と異なり超伝導体内では電場で電荷を集めることができないために励起電子が拡散しやすく、信号の位置依存性（接合内でも配線に近いところに入射した放射線による信号は小さい）があると考えられたからである。逆に、励起電子は接合内で拡散しやすいのであるから、接合内でのトンネル障壁層の厚さの確率の変動が、放射線のエネルギーに相当する波高ピークが生じないほど、分解能を大きく損なう²⁾ ことはないと考えた。

低温化のためには、簡便な活性炭吸着式の³He クライオスタットが使用され、接合は0.32 K に冷却された。ただし、リーク電流が大きかったために約0.7 K 以下では電流はほとんど減少しなかった。そのためノイズは期待されていたほどには小さくならなかった。図6

に、(a) コリメータを用いないとき、(b) コリメータを用いて接合の中心部にだけ α 粒子を入射させたときの、おのおのの場合の信号波高スペクトルが示されている。配線近傍には放射線が入射しないようにして、配線へのエネルギー拡散によるエネルギー分解能劣化を抑制したことの効果は顕著である。この実験によって、配線へのエネルギー拡散とリーク電流さえ低減できれば、超伝導放射線検出器がエネルギー高分解能となり得ることがかなり明確となった。

ナポリ大学の Barone ら¹³⁾ は、Pb/NbO_x/Nb 接合に斜めから α 粒子を入射して（接合内でのエネルギー損失 ~ 3.8 MeV）、ピークを示

図 6 0.32 K に冷却した Sn 接合での α 粒子による信号の波高スペクトル⁷⁾
 (a) コリメータを用いないとき、(b) コリメータを用いて接合の中心部にだけ α 粒子を入射させたとき、(c) ノイズによるスペクトルの広がり

す波高スペクトルを得た。彼らは、Sn 系接合と異なって熱サイクルに強い Pb-Nb 系接合を用い、配線の幅を狭くすれば波高スペクトルがシャープになることを示した。

3. 最近の研究開発

その後、ニュートリノの質量決定、太陽ニュートリノのエネルギー分布測定、暗黒物質や磁気単極子の検出といった宇宙物理や素粒子物理の問題とも関連して世界各地で本検出器の研究開発が行われつつある^{14)–17)}。

3.1 Sn 接合

1986年には、ミュンヘン工科大学の Kraus ら¹⁸⁾ と Paul Scherrer Inst. の Twerenbold¹⁹⁾ は、リーク電流の小さい Sn/SnO_x/Sn 接合と ^3He クライオスタットを用いて、 ^{55}Fe からの Mn-K α (5.9 keV, 88%), K β (6.5 keV, 12%) X 線の検出に成功した。リーク電流はかなり小さくなっている。どちらの実験においても、X 線が上下のどちらの超伝導体層で吸収されたかによって信号の大きさが異なっている。これは上と下の超伝導層で、それぞれの層の膜質や厚さに応じて、再結合したり配線に散逸する前に信号として取り出せる励起電子数の割合が異なっているからである。信号のうち特定の立上り時間のものだけを選ぶことにより、5.9 keV の X 線に対して半値幅 90 eV、配線へのエネルギー拡散によるピークの広がりと明らかに見なせる部分を除いた場合には 65 eV、の分解能が得られた¹⁹⁾。

その後、Twerenbold と同じ PSI のグループでは、配線幅を 4 μm まで狭くすることによって 5.9 keV X 線に対して 48 eV、仮にノイズの分を除くと 41 eV、という分解能が得られた²⁰⁾。48 eV という値は半導体検出器での約 130 eV よりもかなり優れたものである。しかしながら、その分解能は、 $\varepsilon = 0.969$ meV (過剰励起電子の収集効率 100% に相当) と $F = 0.2$ から求まる分解能の理論的限界 2.5 eV⁶⁾、あるいは Twerenbold が得た実測値の $\varepsilon_{\text{eff}} = 2.4$ meV¹⁹⁾ と F の最大値である $F = 1$ (ポアッソン

分布)を仮定した場合の統計的揺らぎ 10 eV と比較してもまだかなり大きな値となっている。素子構造などの改良がまだまだ必要だと思われる。ただし、Sn 接合は室温と低温との間の熱サイクルと室温保持に弱いという欠点があるため、Sn 接合での研究はその後あまり進められていないようである。

3・2 Al 接合

Al は E_g が 0.34 meV と小さいために、分解能の限界は Sn ($E_g=1.15$ meV) よりも小さくなる。ただし、 E_g が小さいために、 $^3\text{He}-^4\text{He}$ 希釈冷凍器や断熱消磁法を用いて 0.1 K 程度以下に冷却する必要がある。Al 接合 (Al/ AlO_x /Al) での研究も活発になってきている。

ミュンヘン工科大学のグループは、幅が 130 μm 程度の帯状の Sn 膜の両端の近くに、下部電極の一部が Sn 膜の上に重なるように、Al 接合を形成した素子を作製している。接合どうしは 470 μm 離れている。Sn 膜の中心部の 130 $\times$ 150 μm^2 程度の領域に X 線を照射し、Sn よりエネルギーギャップの小さい Al 接合まで拡散してそこでトラップされた励起電子を信号としている(励起電子トラップ効果)。二つの Al 接合からの信号の大きさと時間差のデータを計算処理することにより、エネルギー分解能で約 60 eV、入射位置の分解能で 5 μm という高い性能が得られている。ただし、Sn と Al の組合せの素子は、大気中での安定性も熱サイクル耐性も悪いため、Sn 膜を単結晶の V 膜で置き換える準備が進められている²¹⁾。

ローレンスリバモア国立研究所と Conductus Inc. のグループは、面積が 100 $\times$ 100 μm^2 の接合 (Nb/Al/ AlO_x /Al/Nb) を作製し、X 線に対して 36 eV という、超伝導トンネル接合検出器としてのこれまでの最高分解能を達成している。この素子では、Nb と Al の各層の厚みが約 200 nm であり、Nb 中で励起された電子を Al 接合でトラップして信号としている²²⁾。

3・3 Nb 系接合

ジョセフソン素子として実績があり、熱サイ

クルにも強い Nb 系の接合 (Nb/ AlO_x /Nb; $E_g=3$ meV) を利用することが多くの研究グループで試みられている^{23)–31)}。Nb 系の接合は、4.2 K で使用されるジョセフソン接合としてはリーク電流が小さいことが知られていたが、検出器としては必ずしも十分な特性ではなかった。熱サイクルに弱い Sn 以外の接合としては初めて X 線の検出に成功したものの^{23), 24)}、その後分解能がなかなか向上しなかった。リーク電流の低減や励起電子の散逸の抑制により、最近、Nb 系の接合でも半導体検出器を上回るエネルギー分解能で X 線が検出できている²²⁾。

185 $\times$ 185 μm^2 の Nb 系接合を 440 個直列に接続した試料で熱サイクルテストが行われた。この試料の 4.2 K での熱励起電子によるトンネル電流は約 0.8 mA である。4.2 K から 0.4 K に温度を下げることで 180 mV でのトンネル電流が約 20 nA に減少しており、大部分の接合でリーク電流が小さい。この試料を室温で 1 年間保存し、さらに室温と 4.2 K の間で 100 回の熱サイクルを行った後で、0.4 K での電流-電圧 (I - V) 特性が再測定されたが、リーク電流の増加は認められていない³²⁾。

図 7 に素子構造を示した 178 $\times$ 178 μm^2 の単接合では、5.9 keV の X 線に対して、88 eV という分解能が得られている。この接合の常伝導抵抗 R_n は 0.14 Ω であり、0.4 K での測定バイアス点 (~ 0.5 mV, 2 nA) での dV/dI は R_n より 6 桁大きい約 170 k Ω である。 ^{55}Fe からの X 線 (5.9 keV が 88%, 6.5 keV が 12%) を接合に照射したときの信号の前置増幅器出力は 0.5 μs 以下で立ち上がっており、電荷の収集が早いことがわかる。この出力を波形整形の時定数を 2 μs に設定した主増幅器で処理して得られた波高スペクトルが図 8 に示されている³³⁾。

このときの 5.9 keV のピークに相当する信号の電荷量は半導体 Si 検出器 ($\epsilon=3.9$ eV) からのその約 200 倍という比較的小さいものであった。すなわち、理論計算による Nb での ϵ は 2.5 meV (1.7 $\text{\AA}$) であるのに対して、この素子で実際にトンネル効果を通じて収集された信号電荷から求めた実効的 ϵ 値 (ϵ_{eff}) は 19

図 7 Nb 系接合の構造例³²⁾
(a)平面図, (b)断面図

meV であった。他の Nb 系接合では Si より約 750 倍大きな信号電荷が得られており³²⁾, Nb 系接合を用いた検出器も今後さらに分解能を向上させていくであろう。

なお、従来の X 線用の半導体検出器や Sn, Al の超伝導体検出器では 10 数 μs 以上の時定数で高分解能が得られていた。Nb 系検出器で 2 μs という短い時定数で半導体検出器を上回るエネルギー分解能が得られたことから、超伝導トンネル接合検出器が高分解能の高速 (> 100 kcps) 検出器としての可能性も有していると考えられる^{16), 33)}。

3・4 その他の接合

超伝導転移温度 T_c が約 15 K と高い NbN を用いた $4 \times 4 \mu\text{m}^2$ の NbN/MgO_x/NbN 接合では、1.7 K でも X 線が検出できている³⁴⁾。

Ta では $T_c = 4.48 \text{ K}$, $E_g = 1.4 \text{ meV}$ であり、³He クライオスタットでの十分な冷却が可能である。また、Nb と同様に堅くて丈夫な材料である。そのうえ原子番号が 73 と大きく、密度も高いため、放射線の吸収係数が大きい。Ta 接合も検出器として研究されている^{35), 36)}。

超伝導体中で励起された電子をトンネル効果

図 8 ⁵⁵Fe からの X 線 (5.9 keV : 88%, 6.5 keV : 12%) に対する $178 \times 178 \mu\text{m}^2$ の Nb 系接合からの信号の波高スペクトル^{33), 42)}

で効率良く信号とするには、励起電子の平均自由行程が長い方がよい。単結晶の超伝導膜を放射線吸収層や接合の電極とする素子の研究も盛んになってきている^{21), 26), 27), 36)}。

4. 新しいタイプの超伝導トンネル接合検出器

X 線用の高分解能半導体検出器の分解能を第一に決定しているのは、信号電荷の統計的揺らぎであるが、その次に分解能を劣化させているのは、前置増幅器から発生する電圧ノイズ V_n である。超伝導トンネル接合のトンネル障壁は 2 nm 程度と薄いため、接合の単位面積当たりの静電容量 C_0 はきわめて大きい ($1 - 10 \mu\text{F}/\text{cm}^2$)。信号電荷 Q が半導体検出器の 1000 倍以上と大きくても、超伝導体検出器の総静電容量 C_{tot} がそれ以上に大きければ、信号電圧 $V_s (Q/C_{\text{tot}})$ が小さくなり、十分な信号対雑音比 (S/N) が得られ難くなる。

たとえば、高分解能半導体検出器の C_{tot} を 20 pF とし、超伝導体検出器の信号電荷が半導体

検出器の1000倍、 $C_0=6\mu\text{F}/\text{cm}^2$ 、とした場合、 V_n で決定される超伝導体検出器でのS/Nが半導体検出器のそれより大きくなるには接合の面積 S は 0.33 mm^2 以下でなければならない。そのため、信号対雑音比を十分大きくするには接合面積を小さくせざるを得なかった。

エネルギー分解能さえ優れていれば、検出効率はそれほど高くなくとも良い場合もあるだろう。しかし、多くの場合、検出効率は高いほうが好ましい。超伝導トンネル接合を用いた検出器の大面积化と大容積化のための研究もなされている。

4.1 励起電子トラップ構造検出器

オックスフォード大学のBoothら^{37), 38)}は、 E_g の大きい超伝導体 S_1 の上に E_g の小さい超伝導体 S_2 で小面積の超伝導トンネル接合を形成し、放射線で S_1 内に生成された過剰励起電子を S_2 に集めることを提案している。過剰励起電子の収集効率を高めることによって、接合面積は小さいままで検出器全体の体積と面積は大きくするというものである。3.2のAl接合の例^{21), 22)}にみるように、励起電子トラップ効果は大面积化や大容積化のためだけでなく、高分解能化のためにも利用されている。

4.2 弾道フォノン利用検出器

スタンフォード大学のNeuhauserら³⁹⁾はニュートリノ、モノポールあるいは宇宙の暗黒物質の検出のために、kgオーダのSi単結晶の表面にフォノンセンサーとして多数の超伝導トンネル接合を設けておき、Si単結晶内で放射線によってフォノンが生成されることと単結晶中でのフォノンの伝搬が異方性を持つことを利用して、放射線のエネルギーと放射線がエネルギーを失なった位置を測定する検出器を提案している。これは、図5からわかるように、超伝導体でのフォノンによる励起電子の生成効率が高く、かつその効率はフォノンのエネルギー Ω にあまり依存しないことを利用するものである。ミュンヘン工科大学のグループ⁴⁰⁾は、3mm厚のSi基板上にAl/ AlO_x /Al接合を形成

し、基板の裏側から入射された α 粒子による信号を検出した。小さい接合で一部のフォノンのみを検出しているために信号電荷は小さく、また分解能も低かったが、放射線によるフォノンのSi単結晶中での伝搬の異方性を実証した。

4.3 直列接合検出器

超伝導トンネル接合を直列に接続することによって静電容量を実効的に減小させ、大面积化を可能とする方法が提案されている^{41), 42)}。1個の接合の静電容量を C 、直列に接続されている接合の数を n 、その直列接合に並列につながれている前置増幅器の入力静電容量を C' 、信号電荷を Q 、そのときに生じる信号電圧を V_s とし、このときの Q/V_s で実効静電容量 C_{eff} を定義すると、

$$C_{\text{eff}} = C + nC'$$

となる。ここで、接合のトンネル障壁部の総面積を S とすると、

$$C_{\text{eff}} = (SC_0/n) + nC'$$

であるから、一定の S に対して、 n の関数としての $C_{\text{eff}}(n)$ は

$$n = (SC_0/C')^{1/2}$$

のときに最小の $2(SC_0C')^{1/2}$ となる(図9)。 $n > SC_0/C'$ のときには、逆に

$$C_{\text{eff}} > SC_0 + C'$$

となってしまうことに注意が必要である。接合面積が S の1個の接合のときの通常の意味で

図9 トンネル障壁部の総面積が S の直列接合での直列数 n と実効静電容量 C_{eff} との関係⁴²⁾

図10 面積が S の単接合と接合総面積が S の C_{eff} を最小とした直列接合での $C_{\text{eff}}^{(42)}$

の静電容量, すなわち

$$C_{\text{eff}}(1) = C + C' = SC_0 + C'$$

はほぼ S に比例して増加するが, 直列接合での最小 C_{eff} は $S^{1/2}$ に比例する。接合数を最適化した直列接合では, 信号電荷が半導体検出器の1000倍とした場合, 低エネルギー X線に対して約 1 cm^2 , ノイズの影響が小さい高エネルギー放射線に対しては 100 cm^2 程度の S まで, 半導体検出器に優るエネルギー分解能の可能性がある (図10)⁽⁴²⁾。

たとえば, $100 \times 100 \mu\text{m}^2$ の960個の接合を 0.4 mm 厚のサファイア基板表面の $4 \times 4 \text{ mm}^2$ の領域に直列に一樣に配置した場合, 基板の裏側から 5.3 MeV の α 粒子を入射し, 基板裏面で発生したフォノンを介して信号を取り出すことができる⁽⁴¹⁾。フォノンを媒介としているにもかかわらず, 前置増幅器出力の立上り時間は約 $1 \mu\text{s}$ と短い。また, 信号電荷は半導体 Si 検出器からのその約450倍という比較的大きなものである。これらの結果から, 放射線によって発生したフォノンを直列接合ですばやく, しかも効率良く利用できることがわかる。この場合には面積が大きいだけでなく, 基板も検出器の一部となっているために, α 粒子の全エネルギーの測定が可能となっている。

ただし, 上記の素子では, フォノンがすべて接合で吸収されているわけではなく, $4 \times 4 \text{ mm}^2$ の有感部の外にも散逸していると考えられる。また, 接合特性の一樣性も必ずしも十分ではない。そのため, 信号に有効に寄与する

図11 フォノン拡散方式直列接合検出器⁽⁴²⁾

(a)素子構造と α 粒子測定のための配置,
(b)波高スペクトル

フォノンの割合と信号の大きさは放射線の入射位置に大きく依存している。たとえば, 中心から 1 mm 離れた場所に入射した α 粒子からの信号は, 中心に入射した場合に比べて, 14%も小さかった⁽⁴¹⁾。図11には, その点を改良するために作製した, 約 1 cm^2 の直列接合素子の (a)構造と測定のための配置と, (b) α 粒子の測定結果を示す。この場合には, 素子の中心近傍で発生したフォノンは基板内を拡散し, 接合に達するまで広がってから, すべての接合で比較的一様に吸収されることになる。その結果, 入射位置依存性は大幅に低減されている⁽⁴²⁾。

4.4 直列接合入射位置検出器

フォノン信号の大きさとフォノン到達時間の入射位置依存性を逆に利用すれば, 複数の直列接合検出器を用いて放射線の入射位置を測定できる (図12 参照)。

図12 二つの直列接合を用いた α 粒子の入射位置検出
(a)素子構造と測定のための配置, (b)信号の時間差スペクトル

5. おわりに

リーク電流の低減が進んだ Sn 接合や Al 接合, Nb 接合では半導体検出器を上回るエネルギー分解能が実際に達成されてきた。励起電子トラップ効果や単結晶伝導膜の利用あるいは直列接合検出器など, 超伝導体放射線検出器は最近急速に発展しつつある。今後, 性能が大幅に改善されていくであろう。

将来, この検出器が宇宙物理や素粒子物理などの基礎科学分野, あるいは特性 X 線や荷電粒子を利用した材料分析, 特に多元素同時分析や軽元素分析での, 有用な手段となっていくことも期待できる。その上, 超高性能が達成されれば, 半導体検出器では考えもされなかったような用途が出現してくる可能性もあろう。

文 献

- 1) Wood, G. H. and White, B. L. : *Appl. Phys. Lett.*, **15**, 237-239 (1969)
- 2) Wood, C. H. and White, B. L. : *Can. J. Phys.*, **51**, 2032-2046 (1973)
- 3) Kurakado, M. and Mazaki, H. : *Phys. Rev.*, **B22**, 168-173 (1980)
- 4) Kurakado, M., Tachi, S., Katano, R. and Mazaki, H. : *Bull. Inst. Chem. Res. Kyoto Univ.*, **59**, 106-115 (1981)
- 5) Kurakado, M. and Mazaki, H. : *Nucl. Instr. & Meth.*, **185**, 141-155 (1981)
- 6) Kurakado, M. : *ibid.*, **196**, 275-277 (1982)
- 7) Kurakado, M. : *J. Appl. Phys.*, **55**, 3185-3187 (1984)
- 8) 倉門雅彦：応用物理, **33**, 532-537 (1984)
- 9) Klein, C. A. : *J. Appl. Phys.*, **39**, 2029-2038 (1968)
- 10) Chang, J. J. and Scalapino, D. J. : *Phys. Rev.*, **B15**, 2651-2670 (1977)
- 11) Kaplan, S. B., Chi, C. C., Langenberg, D. N., Chang, J. J., Jafarey, S. and Scalapino, D. J. : *ibid.*, **B14**, 4854-4873 (1976)
- 12) See, for example, England, J. B. A. : *J. Phys.*, **E9**, 233 (1976)
- 13) Barone, A., Darbo, G., De Stefano, S., Gallinaro, G., Siri, A., Vaglio, R. and Vitale, S. : *Nucl. Instr. & Meth.*, **A234**, 61-66 (1985)
- 14) "Superconductive Particle Detectors", (ed. Barone, A.), World Scientific, Singapore (1988)
- 15) "X-Ray Detection by Superconducting Tunnel Junctions", (ed. Barone, A., Cristiano, R. and Pagano, S.), World Scientific, Singapore (1991)
- 16) Kurakado, M. : *Nucl. Instr. & Meth.*, **A314**, 252-262 (1992)
- 17) Proceedings of Fifth International Workshop on Low Temperature Detectors : *J. Low Temp. Phys.*, **93**, Nos. 3/4, 185-836 (1993) (超

- 伝導トンネル接合検出器に関しては, pp. 521-696)
- 18) Kraus, H., Peterreins, Th., Probst, F., Feilitzsch, F. V., Mössbauer, R. L., Zacek, V. and Umlauf, E. : *Europhys. Lett.*, **1**, 161-166 (1986)
 - 19) Twerenbold, D. : *ibid.*, **1**, 209-214 (1986)
 - 20) Rothmund, W. and Zehnder, A. : pp. 52-65 in Ref. 14)
 - 21) Kraus, H., Jochum, J., Kemmather, B., Gutsche, M., Feilitzsch, F. v. and Mössbauer, R. L. : *Nucl. Instr. & Meth.*, **A 326**, 172-179 (1993)
 - 22) Mears, C. A., Labov, S. E. and Barfknecht, A. T. : *J. Low Temp. Phys.*, **93**, 561-566 (1993)
 - 23) Kurakado, M. and Matsumura, A. : *Jpn. J. Appl. Phys.*, **28**, L459-L461 (1989)
 - 24) Gare, P., Engelhardt, R., Peacock, A., Twerenbold, D., Lumley, J. and Somekh, R. E. : *IEEE Trans. Magn.*, **25**, 1351-1353 (1989)
 - 25) Ishibashi, K., Mori, K., Takeno, K., Nagae, T., Matsumoto, Y., Takada, S., Nakagawa, H. and Akoh, H. : *ibid.*, **27**, 2661-2664 (1991)
 - 26) Kurakado, M., Takahashi, T. and Matsumura, A. : *Appl. Phys. Lett.*, **57**, 1933-1935 (1990)
 - 27) Rando, N., Peacock, A., Dordrecht, A. v., Forden, C., Engelhardt, R., Taylor, B. G., Gare, P., Lumley, J. M. and Pereira, C. : *Nucl. Instr. & Meth.*, **A313**, 173-195 (1992)
 - 28) Saulnier, G., Zacher, R., Vechten, D. V., Boyer, C., Lovellette, M., Fritz, G., Soulem, R., Kang, J., Blamire, M., Kirk, E. and R. Somekh, R. : *Proc. SPIE*, **1743**, 2-11 (1992)
 - 29) Grand, J., Berg, M., Bruijn, M., Frericks, M., de Korte, P., Gijsbertsen, J., Houwman, E. and Flokstra, J. : *IEEE Trans. Appl. Super.*, **3**, 2070-2075 (1993)
 - 30) Hebrank, F., Lemke, S., Breunig, M., Gross, R., Doderer, T. and Huebener, R. : *ibid.*, **3**, 2084-2087 (1993)
 - 31) Cristiano, R., Esposito, E., Frunzio, L., Pagano, S., Barone, A., Peluso, G., Pepe, G., Akoh, H., Nakagawa, H. and Takada, S. : *J. Low Temp. Phys.*, **93**, 691-696 (1993)
 - 32) Matsumura, A., Takahashi, T. and Kurakado, M. : *Nucl. Instr. & Meth.*, **A329**, 227-237 (1993)
 - 33) Kurakado, M., Takahashi, T. and Matsumura, A. : *J. Low Temp. Phys.*, **93**, 567-572 (1993)
 - 34) Saulnier, G. G., Zacher, R. A., Fritz, G. G., Hunt, B., Leduc, H. G. and Judas, A. : *ibid.*, **93**, 653-658 (1993)
 - 35) Patel, C., Bruijn, M. P., le Grand, J. B., Laauwen, W. M. and de Korte, P. : *ibid.*, **93**, 631-636 (1993)
 - 36) Warburton, P. A. and Blamire, M. G. : *ibid.*, **93**, 593-598 (1993)
 - 37) Booth, N. E. : *Appl. Phys. Lett.*, **50**, 293-295 (1987)
 - 38) Booth, N. E., Brink, P. L., Gaitskell, R. J., Goldie, D. J., Hahn, A. D., Salmon, G. L. and Swift, A. M. : *J. Low Temp. Phys.*, **93**, 521-532 (1993)
 - 39) Neuhauser, B., Cabrera, B., Matoff, C. T. and Young, B. A. : *IEEE Trans. Mag.*, **23**, 469-472 (1987)
 - 40) Peterreins, T., Probst, F., Feilitzsch, F. V., Mossbauer, R. L. and Kraus, H. : *Phys. Lett.*, **B202**, 161-168 (1988)
 - 41) Kurakado, M., Matsumura, A., Takahashi, T., Ito, S., Katano, R. and Isozumi, Y. : *Rev. Sci. Instr.*, **62**, 156-162 (1991)
 - 42) Kurakado, M., Takahashi, T., Matsumura, A., Ito, S., Katano, R. and Isozumi, Y. : *Proc. SPIE*, **1743**, 351-362 (1992)