

Fabricación de detectores semiconductores de Si (Li) para reacciones nucleares

H. J. ERRAMUSPE

Laboratorio Sincrociclotrón, CNEA.

Recibido el 7 de noviembre de 1989

Se presenta un método para la fabricación de detectores de estado sólido de Si (Li) usando nuevas técnicas para control de profundidad de la zona de compensación total y para control automático del proceso de drift. Se dan algunas características de los detectores fabricados.

Introducción

EN FÍSICA NUCLEAR se usan los aceleradores de partículas para producir reacciones nucleares mediante las cuales se estudian problemas correspondientes a los mecanismos y a la dinámica de las reacciones en sí y problemas relativos a estructura nuclear. Estas reacciones involucran el estudio de diferentes partículas a través de procesos elásticos, inelásticos, reacciones de stripping, pick-up, etc. en la forma de reacciones (d, d) , (d, d') , (d, p) , $(d, {}^3\text{He})$, (d, t) , $(d, {}^4\text{He})$, etc. con un amplio rango de energías debido a razones cinemáticas y a los diferentes Q de las distintas reacciones. La detección y medición de la energía de las partículas emergentes constituye así un hecho básico de los estudios respectivos.

Es bien sabido que el advenimiento de los detectores de estado sólido, con su alta resolución inherente, trajo aparejada una revolución en las técnicas de detección, habiéndose constituido en un elemento indispensable de trabajo. Sin embargo, el amplio rango de variación de las secciones eficaces diferenciales impone el uso de diferentes áreas útiles A del detector, para poder disponer de ángulos sólidos adecuados. Por otro lado, las diferentes masas y energías de las partículas a detectar requieren el uso de detectores de espesores w convenientes, iguales al rango de la partícula de interés más ener-

gética, toda vez que el fondo de radiación aumenta con A y w , al igual que la corriente estacionaria (dark current), lo que empeora la resolución.

Todo ello muestra la necesidad de disponer en un laboratorio anexo a un acelerador, de una batería de detectores que cubra el rango de espesores y superficies requeridos. Refuerza esta necesidad no sólo su alto costo sino la vida limitada de los mismos por el daño por radiación (del orden de 10^{10} a 10^{11} neutrones o protones/cm²).

En vista de lo anteriormente expuesto, en el laboratorio del sincrociclotrón de la CNEA encaramos el montaje y puesta a punto de un laboratorio para la fabricación de detectores semiconductores, especialmente teniendo en cuenta los planes de desarrollo de aquél, con la posible futura adquisición de un ciclotrón isócrono de energía variable, en cuyo caso el laboratorio de detectores actual serviría de base a futuras tecnologías.

1 - Métodos experimentales

Existe toda una variedad de detectores semiconductores de alta resolución intrínseca, por lo que resulta necesario proceder a la elección del más adecuado a las necesidades específicas de la detección. El alcance de las partículas de interés en un ciclotrón con un haz de 28 MeV de deuterones es superior a los 2 mm, por lo que, salvo detectores di-

ferenciales ΔE , deben descartarse los de barrera superficial y los de juntura difundida para la detección corriente. Los de germanio con litio difundido no resultan apropiados en general en la técnica de detección de partículas a esta energía por su alta eficiencia relativa a la radiación γ , comparado con el silicio, lo que origina un fondo indeseable, y dado que además deben usarse técnicas criogénicas que complican sensiblemente el diseño de la cámara de reacción. Quedan pues, como elección más adecuada, los detectores de $Si(Li)$ que se obtienen en espesores de varios mm y pueden ser operados a temperatura ambiente.

Pell⁽¹⁾ fue el primero que concibió la idea de obtener extensas zonas totalmente compensadas con la técnica de difusión de Li , pues éste, que es un donante en silicio, se difunde muy rápidamente llenando sitios intersticiales en la red cristalina, apareándose con los átomos de boro (impureza sustitucional), formando complejos estables, de muy baja movilidad, por lo que el campo dipolar resultante tiene un efecto mucho menor sobre la movilidad y la vida media de los portadores de carga que los campos coulombianos separados de los iones no correlacionados.

Dado que la constante de difusión D de los iones de Li es alta, su movilidad también debe ser alta $D = kT\mu/q$ donde k constante de Boltzmann, T temperatura absoluta, q carga elemental y μ coeficiente de movilidad. Usando campos eléctricos apropiados, por consiguiente, se puede controlar el movimiento de los iones en el cristal, obteniéndose una compensación exacta de las impurezas^(20, 21).

El proceso total se

divide en un proceso de difusión, en el que se produce una aleación superficial de $Si-Li$ que actúa como fuente de Li , y un proceso posterior de drift o desplazamiento iónico durante el cual se fuerza la migración de los iones de Li hasta obtener la compensación total del monocristal (drift through).

En la fabricación de detectores es necesario aplicar una serie de técnicas que requieren instrumental y equipos especiales: mesa de pulido, equipo de metalización al vacío, horno de difusión, agitador magnético, recipientes para el drift, conductivímetro, equipos electrónicos para controlar el proceso de desplazamiento iónico, etc. Debe señalarse que todo el instrumental necesario fue fabricado en el laboratorio, utilizándose nuevas técnicas en el proceso de fabricación.

1.1- Proceso de difusión

Para realizar la difusión se recubre una cara del cristal (tipo P) con Li por evaporación en vacío, seguida de otra de aluminio, o por aplicación de una suspensión de Li en aceite con el consiguiente secado de éste en atmósfera inerte, procediéndose luego a su difusión a temperaturas entre 400°C y 450°C durante lapsos de 3 a 5 min.

La aluminización se efectúa para evitar la re- vaporización del Li y/o su reacción con el aire.

Se obtiene así una juntura a una profundidad del orden de 100 a 300 μ . La curva de concentración iónica corresponde a la fórmula

$$N_D(x) = N_0 \operatorname{erfc} \left[\frac{1}{2} x (D_0 t_0)^{-1/2} \right]$$

donde:

$N_D(x)$: concentración a la profundidad x medida desde la superficie.

N_0 : concentración superficial de Li .

t_0 : duración de la difusión.

D_0 : constante de difusión a la temperatura correspondiente.

Si la concentración aceptante en el material tipo P es N_A , la juntura P-N estará a una profundidad x dada por:

$$N_A = N_0 \operatorname{erfc} \left[\frac{1}{2} x_0 (D_0 t_0)^{-1/2} \right]$$

La concentración superficial mínima N_S de átomos de Li necesaria para producir la compensación total del cristal es

$$N_S = N_A \cdot w = \frac{w}{q \rho \mu_p} \quad (\text{átoms./cm}^2)$$

donde ρ es la resistividad del material ($\Omega \text{ cm}$), w el ancho de la zona compensada (cm) y $\mu_p = 480 \text{ cm}^2/\text{V.seg}$ la movilidad de los agujeros. La resistividad superficial (por cm^2) estará dada por

$$\rho_S = \frac{1}{q N_S \mu_u} = \frac{0.356}{w} \frac{\rho}{\mu_u} (\Omega)$$

donde $\mu_u = 1350 \text{ cm}^2/\text{V.seg}$ es la movilidad de los electrones. Como ejemplo para un cristal de 70 $\Omega \text{ cm}$ y 3 mm de profundidad debe ser $\rho_S = 83 \Omega$ (por cm^2).

Debe hacerse la comprobación de que el tratamiento térmico efectuado de una resistividad superficial de la capa de Li , menor que la necesaria. Las determinaciones se realizaron usando la técnica de las 4 puntas⁽²⁾ utilizando los factores de corrección de Smits⁽³⁾. En todos los casos dió valores que cubrían ampliamente las exigencias (orden 7 Ω por cm^2).

Es de notar que también resulta necesario obtener una profundidad de difusión x_0 mayor que 100 μ con el fin de obtener unidades estables⁽²¹⁾.

Hay numerosas técnicas para determinar la profundidad de juntura x_0 , incluido métodos de interferometría óptica microscópica⁽⁴⁾. Una de ellas, bastante usual^(13, 18, 20), consiste en la medición de la resistividad superficial ρ_S , haciendo luego uso de las curvas publicadas por Backenstoss⁽⁵⁾ para la determinación del producto $1/x_0 \rho_S$. Para ello se supone el mantenimiento de una concentración constante de impurezas en la superficie durante la difu-

sión, lo que conduce a la función de error complementaria. Para esta determinación la concentración de impurezas del material y la concentración superficial de *Li* deben ser conocidas. Este cálculo, sin embargo, puede llegar a ser bastante impreciso debido a la inexactitud con la que se conoce la concentración superficial de *Li*.

En 1953 Fuller y Ditzenger(6) encontraron que la solubilidad del *Li* en silicio era, en el rango de interés para nosotros

400°C	3×10^{17} átomos <i>Li</i> /cm ³
450°C	7×10^{17} "
500°C.....	1.3×10^{18} "

Reiss, Fuller y Pietruszkiewicz(7) encontraron que la curva de ref. 6) era inexacta, dando los siguientes valores

Si tipo-P, concentración de B < 10^{15} /cm ³ ,	
398°C	1.10×10^{18} át. <i>Li</i> /cm ³
Si tipo-P, concentración de B 1.9×10^{18} /cm ³	
397°C	1.9×10^{18} át. <i>Li</i> /cm ³
Si tipo-P, concentración de B < 10^{15} /cm ³ ,	
599°C	7.97×10^{18} át. <i>Li</i> /cm ³

Reiss, Fuller y Morin(8) graficaron resultados anteriores dando

Si sin dopar, 400°C	1×10^{18} át. <i>Li</i> /cm ³
" 450°C	1.5×10^{18} "
" 490°C	2.3×10^{18} "
" 500°C	2.5×10^{18} "
1.9×10^{18} át. B/cm ³ 400°C ..	1.9×10^{18} át. <i>Li</i> /cm ³
(2.4×10^{18} teórico)	
1.9×10^{18} át. B/cm ³ 500°C ..	5.2×10^{18} át. <i>Li</i> /cm ³
(3.9×10^{18} teórico)	

Pell(9) señaló que los resultados anteriores de ref. 7) estaban equivocados por encima de 650°C. Por debajo de esta temperatura encontró buen acuerdo

y graficó los valores $1.5-2.3 \times 10^{-5}$ fracción atómica de *Li* en *Si* ($7.5 \times 10^{17} - 1.1 \times 10^{18}$ át. *Li*/cm³) a 400°C y 4.1×10^{-5} (2.1×10^{18} át. *Li*/cm³) a 500°C.

Fuller y Reiss(10) confirmaron los últimos resultados de Pell y dieron

400°C	1×10^{18} át. <i>Li</i> /cm ³
450°C	1.2×10^{18} "

Trumbore(11) discutió los datos de solubilidad en germanio y silicio y graficó para este último el valor 2×10^{18} a 500°C (punto de temperatura más baja registrado).

Pell(12) encontró que los resultados concuerdan bien dentro de un factor 2, comparando los datos de solubilidad existentes obtenidos por métodos químicos y eléctricos. El citado da 1.7×10^{17} át. *Li*/cm³ a 575°C (temperatura más baja registrada).

Los resultados anteriores pueden resumirse en la TABLA I

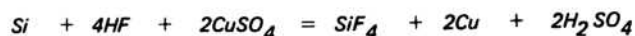
Este breve estudio muestra el margen de error de los datos actualmente disponibles, aunque el método ha sido usado anteriormente^{13, 18, 20, 38}, tomando para las temperaturas usuales 1×10^{18} át. *Li*/cm³.

La profundidad de difusión fue, pues, también determinada por métodos químicos. Se usaron la técnica del "staining etch", consistente en una solución del 0.5 al 1% en volumen de HNO_3 en HF , indicativa de qué región tiene un exceso de agujeros, y la técnica del "copper stain", una solución de CuSO_4 en agua con una pequeña cantidad de HF . Iles y Coppen(14) han hecho una investigación de las técnicas usadas corrientemente para la ubicación de juntas *p-n* y *i-h* en semiconductores.

La técnica del copper stain fue usada generalmente debido a su simplicidad. De acuerdo a Whoriskey(15) es una reacción de desplazamiento de *Cu*, dependiendo el manchado principalmente de la diferencia de velocidades de deposición (plating) del *Cu* sobre *Si* tipo *P* o *N*. Puesto que fue usado CuSO_4 en lugar de $\text{Cu}(\text{NO}_3)_2$, la reacción puede escribirse

TABLA I
Solubilidades de *Li* en *Si*

T (aprox.)	Ref. 6)	Ref. 7)	Ref. 8)	Ref. 9)	Ref. 10)	Ref. 11)	Ref. 12)
°C	$\times 10^{18}$	$\times 10^{18}$	$\times 10^{18}$	$\times 10^{18}$	$\times 10^{18}$	$\times 10^{18}$	$\times 10^{18}$
400	0.3	1.10	1	0.8-1.1	1		
450	0.7		1.5		1.2		
500	1.3		2.3-2.5	2.1		2	
575							0.17
599		7.97					



Cuanto más baja es la resistividad de la región N mayor es la velocidad de deposición. Una luz intensa, rica en rojo, debe ser proyectada sobre el cristal mojado en la solución.

El tratamiento térmico para difundir el Li en el cristal tiene el inconveniente de introducir defectos en la red cristalina que, actuando como centros de atrapamiento, reducen la vida media de los portadores y aumentan la corriente inversa afectando adversamente la resolución del detector. Es importante, por consiguiente, determinar el tratamiento térmico más adecuado. Como existían contradicciones en los valores publicados correspondientes a temperaturas y profundidades obtenidas, se llevó a cabo un estudio para determinar los parámetros más convenientes. Se difundieron numerosos cristales y luego fueron pulidos oblicuamente para poder medir las profundidades de difusión. Los siguientes son resultados típicos:

TABLA II

Temperaturas, tiempos y profundidades de difusión

Temperatura	Tiempos de difusión	Profundidades
450°C	5 min.	340 μ
450°C	3 min.	280 μ
430°C	5 min.	330 μ
430°C	3 min.	260 μ
400°C	3 min.	230 μ

Estos resultados muestran que el parámetro crítico es el tiempo cuando el rango de temperaturas no es excesivamente amplio. Para cristales de alta resistividad se usó generalmente 400°C y 3 min. Este tratamiento ha mostrado además proporcionar suficiente litio para obtener la compensación total durante el proceso de desplazamiento iónico. El enfriamiento del cristal debe hacerse tan rápido como sea posible, evitando la rotura del mismo, con el fin de obtener la mayor concentración de Li ionizado (Hansen y Jarret (30)).

1.2- El proceso de desplazamiento iónico (*drifting process*)

En la fabricación de detectores de estado sólido de Li difundido se han usado una gran variedad

de técnicas experimentales⁽¹⁶⁻⁴⁰⁾. El Li actúa como donante con una energía de activación de 0,03 eV cuando se introduce como un dopante en Si . Se difunde intersticialmente por lo que tiene una constante de difusión del orden de 10^7 veces mayor que la de las impurezas que se difunden por un mecanismo de vacancia⁽²¹⁾.

Como se sabe, la técnica del desplazamiento iónico produce una región intrínseca altamente compensada hasta que se llega a un punto en que la corriente generada por carga espacial en dicha zona es lo suficientemente alta como para distorsionar el campo eléctrico aplicado⁽²⁰⁾. Como consecuencia de la distorsión del campo el proceso de drift redistribuye los iones de Li hasta obtener una compensación espacial de la carga de los portadores móviles. Cuando el cristal se enfría lo suficiente esta última componente se torna despreciable por lo que este efecto se usa para mejorar la compensación de alta temperatura. El proceso se conoce como "level drifting".

Miller, Pate y Wagner⁽²²⁾ mostraron que la profundidad w alcanzada en el proceso de drift depende solamente del calor disipado por efecto Joule en el cristal y no es función de la dependencia temporal de la tensión de drift. Ello implica que la máxima velocidad de drift está determinada por la eficiencia del sumidero de calor, por lo que resulta adecuado usar líquidos fluorocarbonados, tipo FC-43, por su enorme poder refrigerante dado que poseen baja tensión superficial, lo que les permite mojar las superficies fácilmente, baja viscosidad, alta densidad y puntos de ebullición suficientemente bajos, lo que posibilita una refrigeración de alta eficacia por evaporación y convección sea en fase líquida o vapor. Estas propiedades, combinadas con su estabilidad térmica y sus excelentes características eléctricas, convierten a estos líquidos en refrigerantes excepcionales (Transferencia calórica del orden de 1.5 watts/cm² °C).

En nuestro caso se ha usado el FC-43 de la Minnesota Mining and Manufacturing Co. Sus características están dadas en la TABLA III.

En fig. 1 se observa el frasco usado para llevar a cabo el proceso de drift. Los alambres de conducción deben ser de Ni pues se ha encontrado que el FC-43 ataca lentamente el tungsteno⁽²²⁾. El calefactor sumergido se hizo de niquelina (80% Ni) arrollado sobre una pieza de teflon para evitar cualquier tipo de reacción. Los separadores de los alambres de conducción son también de teflon.

El cristal es sostenido a presión por una pieza de bronce fosforoso con propiedades elásticas. Todas las conexiones están hechas por contacto a presión pues las soldaduras han mostrado reacciones indeseables. El frasco es de Pyrex con cierres esmerilados y refrigeración de vapores por contra-

TABLA III

Características físicas del FC-43	
Punto de ebullición	$\sim 175^{\circ}\text{C}$
Tensión superficial	14.55 dinas/cm a 20°C (1/5 la del agua)
Densidad	1.8 g/cm ³
Constante dieléctrica	1.8 a 1.9
Rigidez eléctrica	35 KV/cm
Transferencia calórica	1.3 watts/cm ² $^{\circ}\text{C}$

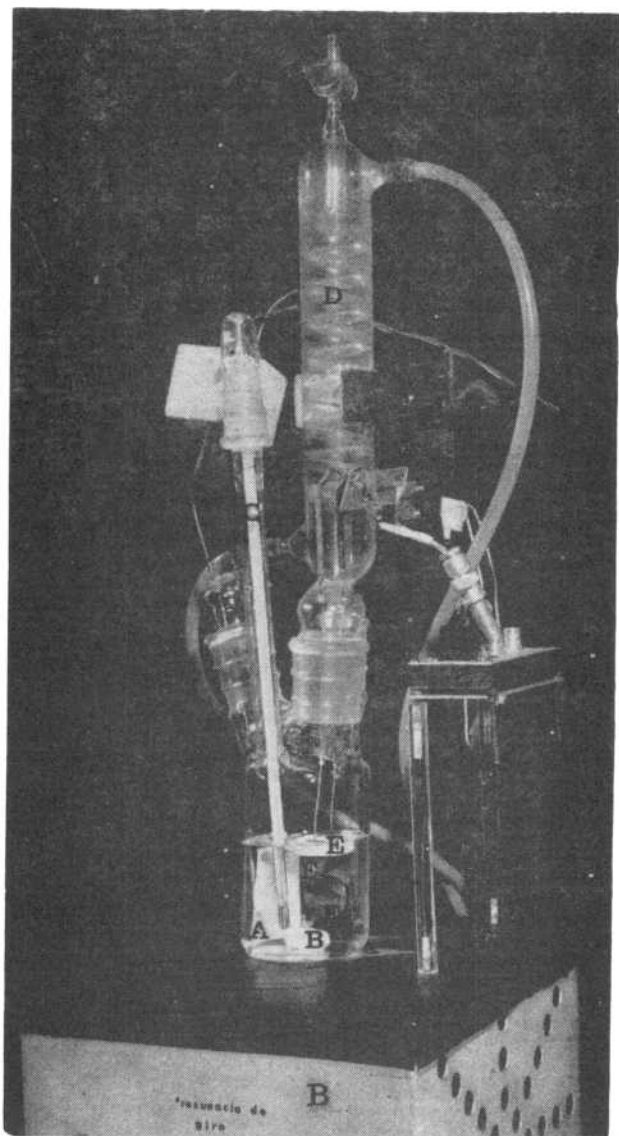
Los vapores son muy densos y a 1 atm. tienen la misma rigidez eléctrica de los líquidos.

corriente de agua.

Por lo dicho anteriormente resulta conveniente usar el sumidero de calor a plena capacidad todo el tiempo, lo que sugiere el uso de fuentes de potencia constante, igual a la máxima que permite el refrigerante. Razones de estabilidad térmica determinan también esta solución.

Los autores mencionados desarrollaron una fuente pulsada de potencia constante por carga y descarga periódica de un condensador sobre el diodo, de frecuencia variable. Otra solución es aplicar una tensión constante y controlar electrónicamente la constancia de la corriente actuando sobre algún otro parámetro del sistema. En nuestro caso se ha utilizado un método de control de la temperatura del líquido refrigerante fluorocarbonado actuando sobre el período de encendido del calefactor de inmersión. Básicamente consiste en un oscilador de frecuencia variable con un transistor de unijuntura que dispara el SCR de un circuito en el que se encuentra el calefactor. El oscilador es bloqueado o no por un amplificador de continua que opera sobre la señal generada diferencialmente por una tensión de referencia comparada contra la caída de tensión producida por la corriente del diodo a controlar, sobre una resistencia sensora, fig. 2. Tiene como ventaja su gran simplicidad, lo que lo hace fácilmente reproducible por parte de un laboratorio que se inicie en la producción de detectores.

El equipo tiene también una entrada adicional de bloqueo comandada por un timer para interrumpir automáticamente el proceso de drift después de un tiempo prefijado, reduciendo la temperatura a ambiente y dejando o no la tensión aplicada. La facilidad es especialmente útil para hacer comprobaciones durante el proceso de la uniformidad del drift mediante curvas C vs V y de la eventual necesidad de efectuar un level drifting. Se lo utiliza también para cuando la terminación del proceso ocurre durante un fin de semana o durante la noche y no se quiere un



Frasco para el drift. A: calefactor de inmersión; B: agitador magnético; C: termómetro; D: columna de refrigeración; E: pasantes y sostén del cristal; F: cristal.

excesivo overdrift.

También se ha desarrollado un sistema totalmente automático, cuyos detalles se darán a conocer próximamente (41), para control integral del proceso de drift. Hasta ahora el único equipo conocido totalmente automático es debido a Goulding y Hansen (29) el cual tiene facilidades para la verificación de la terminación del proceso reduciéndose entonces el sistema a la temperatura ambiente. El método consiste en el monitoreo de la resistencia entre dos capas conductoras de oro previamente depositadas en la cara posterior del cristal, para obtener una indicación de la distancia de la región compensada a dicha cara.

El sistema desarrollado en nuestro caso hace uso del hecho de que la corriente a través de la juntura es dominada por la componente generada por carga espacial en w

$$I = q G W = \frac{q n_i w}{2 \tau_o}$$

donde

$$G = \frac{n_i}{2 \tau_o} : \text{velocidad de generación a su máximo valor.}$$

n_i : número de portadores generados térmicamente

τ_o : vida media efectiva de los portadores

Esta ecuación indica que el producto $n_i \cdot w$ debe ser constante. Por consiguiente, al avanzar el proceso de drift debe disminuir el número de portadores, por lo que se va reduciendo la temperatura del sistema, pues es

$$n_i = 2 \left(\frac{2 \pi k T}{h^2} \right)^{3/2} (m_n^* m_p^*)^{3/4} e^{-E_G/2kT}$$

donde los nuevos símbolos significan

h : constante de Planck.

m_n^* y m_p^* : masas efectivas de electrones y agujeros

E_G : energía de la banda prohibida (1.1 eV en Si)

Cuando el Li alcanza la cara posterior del cristal y se produce un corto overdrift, se desarrolla un apilamiento iónico que transforma la estructura $n^+ - i - p$ en $n^+ - i - n$. La inyección de corriente de la juntura posterior ahora bajo polarización directa

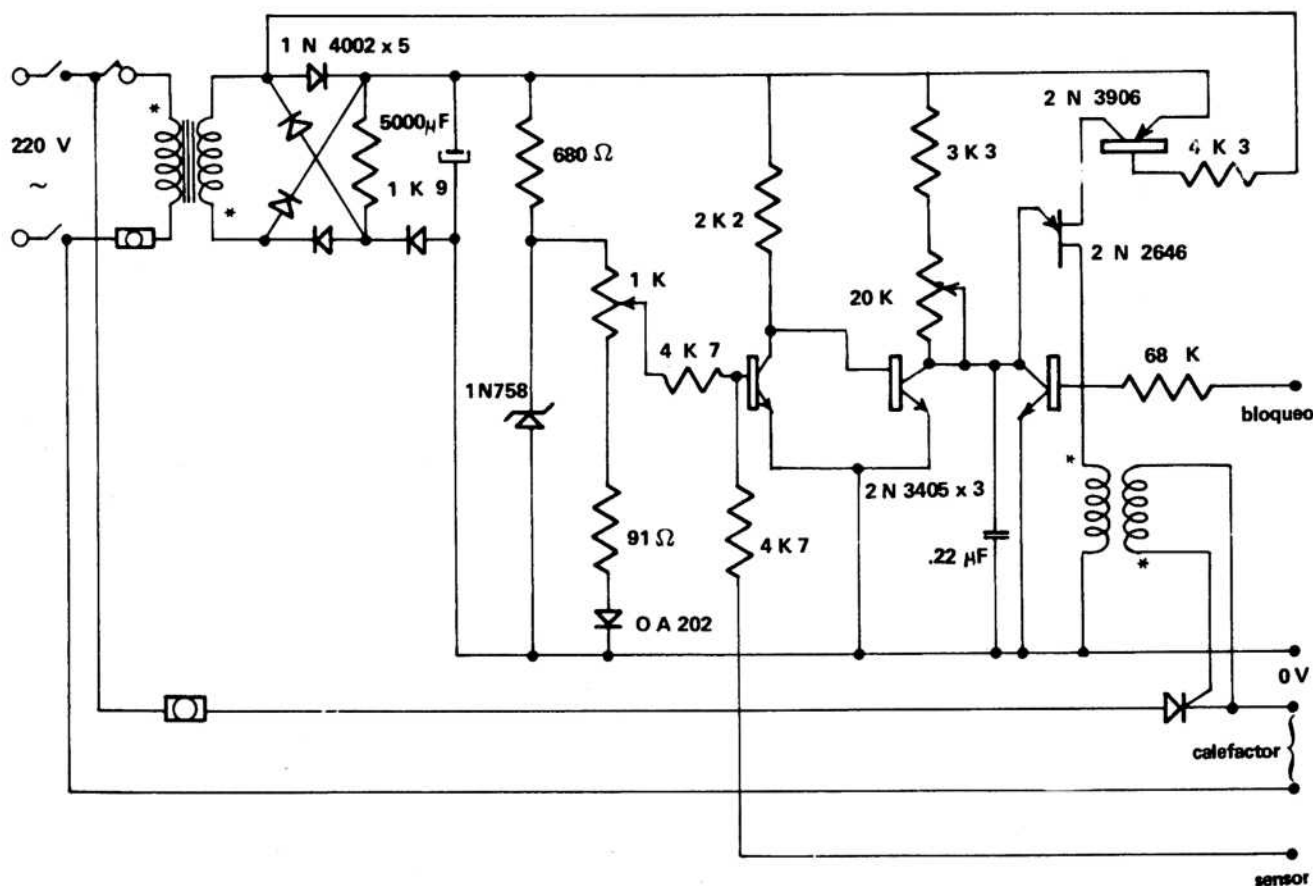


Fig. 2 : Equipo electrónico para drift a potencia constante de corriente continua.

origina un rápido aumento de la corriente cuando esto ocurre⁽²⁵⁾. Ello trae aparejado una caída súbita de la temperatura lo que puede ser reconocido electrónicamente a través del tiempo de apagado del calefactor⁽⁴¹⁾. El equipo corta automáticamente la calefacción reduciendo el sistema a temperatura ambiente, manteniéndose la tensión aplicada al diodo y aguardando éste sólo ser retirado para su posterior procesamiento. Se elimina así la necesidad de la constante supervisión del proceso de drift automatizándose la operación. La fig. 3 muestra la evolución de un proceso. El aumento de la temperatura al principio puede ser interpretado como debido a la mejora de las características del diodo inicial. Los picos corresponden a nuevos valores de potencia escogidos para verificación de algunos parámetros del proceso. El equipo posee también un timer como facilidad adicional.

La elección de la temperatura a la que debe llevarse a cabo el proceso adquiere una importancia fundamental, pues por encima de un determinado valor, función de la pureza del semiconductor, el cristal se torna intrínseco por lo que desaparece la junta y toda posibilidad posterior de drift.

Para que el material permanezca intrínseco es conveniente que $n_i = \alpha N_A$ con $\alpha = 0.2$ a 0.5 , como se confirma por las recomendaciones de temperatura hechas por Ammerlaan y Malder⁽²³⁾ para un cristal de $100 \Omega \text{ cm}$ y por Pell⁽⁴²⁾ para uno de $1000 \Omega \text{ cm}$.

Para un cristal de Si tipo P, de resistividad igual a $1000 \Omega \text{ cm}$, de los en uso en el laboratorio, tomando la movilidad de los agujeros $\mu = 480 \text{ cm}^2/\text{V.seg}$, resulta, $N_A = 1.3 \times 10^{13} \text{ át./cm}^3$. Este valor es confirmado por Goulding⁽³⁸⁾ y Hubbard⁽⁴³⁾. Resulta necesario, por consiguiente, conocer el número intrínseco n_i de portadores para la determinación de la temperatura de trabajo, por encima de la cual el material se torna intrínseco.

Morin y Maita⁽⁴⁴⁾ en un estudio de las propiedades eléctricas del Si con impurezas de As, y B, encontraron que para cualquier temperatura por debajo de 700°K la concentración de portadores viene dada por la expresión

$$np = 1.5 \times 10^{33} T^3 e^{-1.21/kT}$$

La curva teórica en este trabajo muestra un buen ajuste con los puntos experimentales tomados entre 180°C y 1200°C aproximadamente. La fórmula propuesta por Goulding⁽³⁸⁾

$$n_i = 2.8 \times 10^{16} T^{3/2} e^{-6450/T}$$

da valores sensiblemente superiores a los anteriores. Miller, Pate y Wagner⁽²²⁾ publican una curva en el rango 60°C a 230°C con valores próximos a los Morin y Maita. Los resultados se resumen, para su

uso posterior, en la siguiente tabla

TABLA IV

Concentración de portadores en función de la temperatura ($1/\text{cm}^3$)

Temperatura $^\circ\text{C}$	Goulding ⁽³⁸⁾	Morin y Maita ⁽⁴⁴⁾	Miller y col. ⁽²²⁾
100	6.2×10^{12}	1.8×10^{12}	1.7×10^{12}
105	8.1×10^{12}	2.4×10^{12}	2.1×10^{12}
110	1.0×10^{13}	3.1×10^{12}	2.8×10^{12}
120	1.7×10^{13}	5.3×10^{12}	4.7×10^{12}
130	2.6×10^{13}	8.7×10^{12}	7.6×10^{12}
140	3.9×10^{13}	1.4×10^{13}	1.0×10^{13}
145	4.9×10^{13}	1.7×10^{13}	1.5×10^{13}
150	5.8×10^{13}	2.1×10^{13}	1.8×10^{13}
160	8.5×10^{13}	3.3×10^{13}	2.8×10^{13}
193		1.1×10^{14}	1.0×10^{14}

Los valores de Goulding determinan temperaturas muy por debajo de las habituales de trabajo, por lo que deben desecharse.

Un problema que puede presentarse durante el proceso de compensación es que ocurra precipitación del Li en la región intrínseca del cristal, perdiéndose la junta. Para evitarlo es conveniente mantener baja la concentración de electrones, lo que se consigue reduciendo la temperatura o aumentando el campo eléctrico⁽⁴⁵⁾; aunque éste no es un problema común para Si obtenido por la técnica de la zona flotante⁽³⁸⁾ (floating zone silicon) y de baja concentración de impurezas⁽⁴²⁾. El problema se agrava en cambio cuando se intenta usar Si de muy baja resistividad, pues la solubilidad de equilibrio del Li en Si a temperatura ambiente es de sólo 10^{13} átomos Li/ cm^3 y, por consiguiente, si hay suficientes núcleos de precipitación presentes el Li puede precipitar hasta alcanzar esta última cifra de equilibrio^(38, 42)

1.3- Control de profundidad de la región compensada

Como éste resulta un parámetro esencial en el proceso, numerosos métodos han sido aplicados para su determinación, técnicas químicas, eléctricas, termoeléctricas, fotoeléctricas, etc. (Ver autor⁽⁴⁶⁾).

En nuestro trabajo se ha aplicado una técnica no-destructiva⁽⁴⁶⁾ que permite la determinación mientras el cristal está bajo drift, sin interrumpir prácticamente el proceso. Consiste en una medida de capacidad, que se efectúa enviando un pulso norma-

lizado de un generador de pulsos, a través de un condensador, al cristal bajo drift. Comparando la altura de pulso en estas circunstancias con las correspondientes alturas de pulsos para un conjunto de capacitores previamente calibrados, se puede determinar la capacidad del cristal. Para ello se calibra previamente todo el sistema, incluyendo la fuente de alimentación y el líquido fluorocarbonado con sus conexiones, usando los mencionados condensadores y reemplazando el cristal por una pieza de teflon de espesor equivalente. El espesor se determina con la conocida fórmula

$$w = \frac{\alpha A}{4 \pi C}$$

donde, w profundidad de drift, α constante dieléctrica del semiconductor, A área de la juntura y C su capacidad.

Se usa para ello la unidad Z de un osciloscopio Tektronix (Calibrated Differential Comparator) con una longitud dinámica de escala de ± 2000 cm a máxima sensibilidad. Esta unidad no fue usada a plena capacidad (5 mV/mm resuelta exactamente (0.005%); 0.1% de precisión fue suficiente en la medición de altura de pulsos. Usando un potenciómetro de 10 vueltas (10^3 divisiones) la tensión calibrada de comparación puede ser sumada diferencialmente a la señal de entrada. Es por consiguiente posible calibrar las lecturas del potenciómetro en picofarads con una curva de calibración adecuada, como la dada en fig. 4.

Las ventajas de un método no destructivo son obvias. Además de los inconvenientes de la interrupción en Si , en la mayoría de los métodos se hace uso de productos químicos que constituyen posibles fuentes de contaminación. Esto implica la necesidad de procesos de pulido y ataques con ácidos al cristal

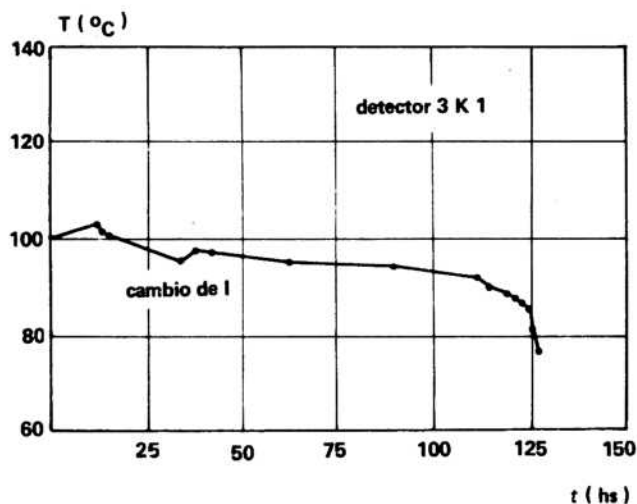


Fig. 3: Función $T(t)$ para un detector de 3000 Ω cm.

para purificar las superficies.

La precisión del método es del orden de 50 micrones. La capacidad se mide con ± 0.2 pF de error.

Se ha usado también ampliamente el control basado en la determinación de w por cálculo, según la fórmula

$$w = \sqrt{2 V \mu_L t}$$

donde μ_L es la movilidad de los iones de Li , V la tensión aplicada y t el tiempo.

Para un control efectivo es necesario conocer la movilidad μ_L con precisión adecuada. De acuerdo a un estudio realizado por Pell^{1,42)} para Si de 1000 Ω cm y de bajo contenido de oxígeno, cuando el Li no se asocia con impurezas o aceptores, se obtiene una constante de difusión

$$D = 6 \times 10^{-4} e^{-0.61 q/kt} \quad (\text{cm}^2 \cdot \text{seg}^{-1})$$

En los artículos citados se presentan gráficos correspondientes a resultados experimentales obtenidos para 25-50-75-100 y 125°C, mencionándose el hecho de que los mismos concuerdan con los de Fuller y Severiens⁽⁴⁷⁾ realizados a mayor temperatura (360 a 860°C para Si) pudiendo ambos ser interpretados por una única recta, en representación logarítmica, dentro de los errores experimentales.

Como ejemplos de valores y discrepancias se consignan los resultados obtenidos a 100 y 110°C.

	Gráfico	Cálculo
100°C	$D = 2.5 \times 10^{-12}$	$D = 3.4 \times 10^{-12} \quad (\text{cm}^2 \cdot \text{seg}^{-1})$
110°C	$D = 5.4 \times 10^{-12}$	$D = 5.7 \times 10^{-12} \quad "$

Maita⁽⁴⁸⁾ en un trabajo realizado a bajas temperaturas da $D = 2 \times 10^{-12} \text{cm}^2 \cdot \text{seg}^{-1}$ aproximadamente a 100°C.

Blankeship y Borkowski⁽¹⁸⁾ presentan nomogramas para resolver gráficamente la ecuación correspondiente, y valores de $\mu_L(T)$.

Przyborski y col.⁽³⁹⁾ efectuaron un estudio para obtener la velocidad de desplazamiento iónico del Li en Si , dopado con diferentes concentraciones de boro y galio y para distintos contenidos de oxígeno.

Los resultados obtenidos pueden resumirse en la TABLA V

Dearnaley y Lewis⁽²⁵⁾ encontraron que sus resultados concordaban bien con los valores de ref.⁽¹⁸⁾. La tabla V da una idea del tipo de acuerdos obtenidos. Goulding⁽³⁸⁾ ha publicado también un gráfico, pero para un potencial constante de 500 V.

La velocidad de drift es afectada por el contenido de oxígeno del cristal por formación del ion complejo LiO^+ que es menos móvil que el Li . La re-

TABLA V
Valores del coeficiente de movilidad μ_L del *Li* ($\text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{seg}^{-1}$)

T	Pell ⁴²⁾		Blankeship y Borkowski ¹⁸⁾	Przyborski y col ³⁹⁾
°C	Gráfico	Cálculo	Gráfico	Gráfico
100	7.8×10^{-11}	1.1×10^{-10}	1.4×10^{-10}	1.4×10^{-10}
110	1.7×10^{-10}	1.8×10^{-10}	2.3×10^{-10}	2.4×10^{-10}
120	2.7×10^{-10}	2.8×10^{-10}	3.8×10^{-10}	3.9×10^{-10}
130	--	4.4×10^{-10}	6.1×10^{-10}	6.4×10^{-10}

Los valores consignados de ref. 39) corresponden a *Si* de 900 $\Omega \text{ cm}$, dopado con B, y con una concentración de oxígeno de $\sim 10^{16}/\text{cm}^3$

ducción de la constante de difusión *D* por un factor 0³ a temperatura ambiente, se reduce a solo un factor 3 a la temperatura de 125°C, afectando por consiguiente mucho menos de lo pensado^(20, 38) el tiempo necesario de drift, a las temperaturas habituales a las que éste se lleva a cabo⁽⁴²⁾.
En *Si* con un contenido de oxígeno de 10^{15} átomos/ cm^3 y con una resistividad mayor de 1 $\Omega \text{ cm}$, las interacciones del *Li* con impurezas y oxígeno juegan un pequeño rol (Mayer⁽²⁰⁾).

1.4- Resolución límite

El estado actual y los continuos adelantos que se registran en la fabricación de detectores semiconductores de *Li* difundido junto con las mejoras logradas en las técnicas electrónicas para el procesamiento de pulsos, con la consiguiente disminución del ruido de sistemas, han determinado que sea del mayor interés determinar la resolución última alcanzable con estos detectores.
Es sabido que en un semiconductor los eventos ionizantes producen pares electrón-agujero y fonones Raman, procesos que compiten entre sí, por lo que la partición de la energía depositada entre excitación y ionización es de naturaleza estadística estando, por consiguiente, sujeto a fluctuaciones el número *N* de pares electrón-agujero.
Si se llama $\bar{N}$ al valor promedio de *N* y σ a la desviación standard (rmsd), siendo *E* la energía cinética de la radiación incidente, siguiendo a Fano se puede escribir

$$N = \frac{E}{\epsilon} \quad \sigma^2 = F \cdot \frac{E}{\epsilon} = F N$$

donde ϵ representa la energía promedio depositada por cada evento ionizante para la creación de un par. El factor de Fano *F* adquiere valores entre 0 y 1 de acuerdo con el carácter estocástico del mecanismo

de ionización. Si los eventos fueran totalmente independientes el proceso estadístico estaría gobernado por la distribución de Poisson y *F* sería igual al límite superior. Existe, sin embargo, un cierto grado de correlación, como ha sido mostrado por Fano, pues la partícula primaria debe perder exactamente el valor de su energía cinética inicial al ser frenada hasta el reposo. Para conocer la resolución límite, intrínseca de un detector de *Si*, es necesario, por consiguiente, conocer al valor del factor de Fano. Klein⁽⁴⁹⁾, en un estudio teórico, fijaba *F* = 0.05 para el *Si*, por lo que la resolución límite para éste resultaba superior a la del *Ge*, con su valor medido experimentalmente^{50, 51)}
F = 0.129 ± 0.003. Sin embargo, el valor obtenido

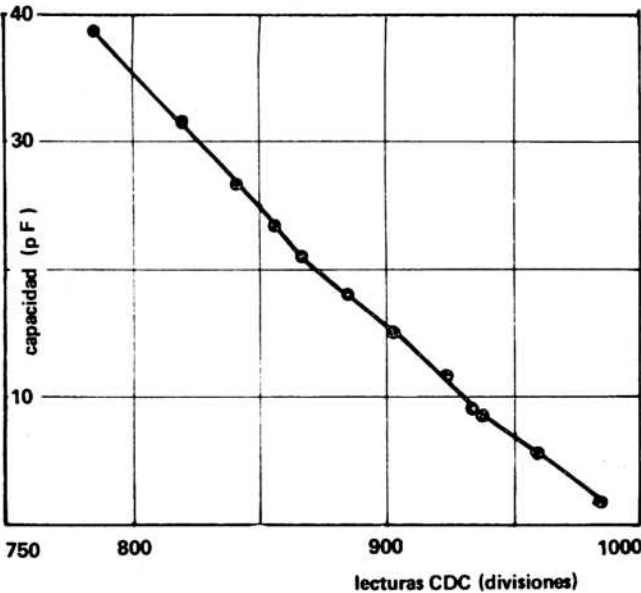


Fig. 4 : Curva de calibración para el Comparador Diferencial Calibrado (CDC).

experimentalmente para el *Si* por Zulliger, Middleman y Aitken⁽⁵²⁾ resultó ser

$$F = 0.154 + 0.001 \\ - 0.002$$

La resolución límite η (ancho total a mitad de altura-FWHM) para el *Si* y a diferentes energías incidentes E se consigna en la tabla siguiente

TABLA VI

Resolución límite intrínseca para el *Si*

E	η (FWHM)
MeV	keV
0.1	0.56
1.0	1.77
10.0	5.6
50.0	12.5
100.0	17.7
150.0	21.6

Estos valores muestran que en caso de proyectarse un acelerador de alta energía deben considerarse juntamente la resolución $\Delta E/E$ final alcanzable con la máquina después del análisis espectrométrico, con los sistemas de detección a utilizar.

2 - Proceso de fabricación de detectores

Para la fabricación de detectores se han utilizado monocristales tipo P de *Si* ultrapuro, suministrados en barras de 22 mm de diámetro y 10 cm de longitud, aproximadamente, por Wacker-Chemitronic GmbH, de resistividades de 1000 y 3000 Ω cm, orientación $\langle 1-1-1 \rangle$, vida media de los portadores min. 500 μ seg, EPD $< 20,000/\text{cm}^2$ y con un contenido de oxígeno máx. 10^{16} átomos/ cm^3 .

Para evaluar la calidad del *Si* adquirido y determinar la posibilidad de obtener buenos detectores con el mismo, se cortan cristales, se los pule y luego se los lava con agua y alcohol y finalmente se los seca con un chorro de nitrógeno seco y se les hace la prueba del copper stain. Alcohol indicará en todos los casos metanol o etanol cuyo uso es indistinto.

La solución consiste en

CuSO_4		20 g
H_2O		1 lt.

HF (48%) 1 ml.

Se coloca un cristal limpio y pulido en un recipiente cubriéndoselo con la solución. Se proyecta luz infrarroja por algunos minutos sobre el mismo, luego se lo retira y lava con agua y alcohol. Después de secado se lo examina en ángulo oblicuo, debiendo observarse una mancha clara y uniforme de *Cu*. Una zona central con mucho *Cu* puede indicar un núcleo tipo *N*. En caso de presentarse manchas centrales, anillos concéntricos, espirales u otras formas no uniformes, el material debe ser rechazado⁽³²⁾.

El proceso en *Si* consta de los siguientes pasos:

1. Se corta el material de la barra con un espesor adecuado. Se utiliza una sierra con hoja circular de diamante convenientemente refrigerada. Si se quiere obtener una zona sensible de espesor w debe efectuarse el corte con un exceso Δw en el que deben incluirse: 450 μ por el ancho de sierra, 300 μ por espesor de la capa n^+ de *Li* difundido, 350 μ de pulido para remover el daño causado al aserrar a la estructura cristalina, quitar óxido y emparejar, 125 μ por el pulido final y 90 μ por el ataque con ácidos en la cara posterior en las fases finales del proceso.

2. Después del corte se pulen 125 μ de cada cara del cristal, tratándose de mantener ambas caras tan paralelas como sea posible. Se utiliza para ello una mesa especial construida en el laboratorio con doble plato rotatorio que permite obtener una uniformidad del orden de 10 μ para espesores de varios mm, lo que resulta recomendable⁽²⁹⁾.

El pulido se finaliza con grano 320, usando abundante agua como vehículo. Se lava luego el cristal con agua destilada $\text{C}_2\text{H}_5\text{CH}$ y C_2HCl_3 .

3. Se difunde *Li* en un horno cilíndrico en atmósfera inerte de argón.

Para ello pueden seguirse dos procedimientos:

a) Usando un bote de *Mo* se ponen en un equipo de metalización al vacío 5 mm de alambre de *Li* ($d=3$ mm) previamente lavado en C_2HCl_3 y unos 10 mm de alambre de *Al* ($d=1.5$ mm) previamente tratado con soda cáustica diluida y C_2HCl_3 . Se coloca el cristal a unos 10 cm del bote y se hace vacío. Se coloca un shutter entre el cristal y el bote de evaporación y se funde el *Li*. Se quita el shutter y se evapora lentamente el *Li* sobre el cristal, para evitar mezcla con el *Al* (ref. 53). Se evapora luego el *Al*. Se quita el cristal rápidamente y se la lleva al horno de difusión.

b) Se usa una suspensión de *Li* en aceite la que se extiende en forma uniforme sobre una cara del cristal. Se pone en el horno y se lleva a 200-250°C durante 15-20 min. para evaporar el aceite.

En ambos casos se lleva a 400-450°C durante 3-5 min. para obtener la difusión. Actualmente se está usando 400°C - 3 min. para $\rho = 1000$ a 3000 Ω cm. Los dos procedimientos han mostrado ser prácticamente equivalentes, por lo que se usa b). Es más rápido y menos dificultoso.

4. Se retira la pastilla a un borde del horno para su enfriamiento. Luego de enfriada se sumerge en C_2H_3OH para remover el exceso de Li lo que evita un excesivo calentamiento del cristal mientras se hidroliza el Li . Se agrega agua desionizada hasta total dilución.

5. Se pule la superficie lateral para remover cualquier traza de Li que se haya depositado erróneamente. Se lava luego el cristal con agua desionizada, C_2H_3OH y C_2HCl_3 .

6. Se hierve el cristal en 50% ácido fórmico-50% (30% H_2O_2) para quitar cualquier adherencia y obtener buena limpieza.

7. Se pone el cristal para su niquelado en una solución de Ni (electroless nickel) cuya composición es la siguiente⁵⁴):

Cloruro de Ni ($NiCl_2 \cdot 6H_2O$) 30 g/lt.

Hipofosfito de Na ($NaH_2PO_2 \cdot H_2O$) 10 g/lt.

Citrato de amonio ($(NH_4)_2HC_6H_5O_7$) 65 g/lt.

Cloruro de amonio (NH_4Cl) ... 50 g/lt.

La solución se filtra y se le agrega NH_4OH hasta que torna del verde al azul intenso (pH 8-10).

Todos los productos químicos utilizados en el proceso de fabricación son de pureza analítica.

Se hierve y agita continuamente hasta obtener un revestimiento uniforme. Se agrega agua desionizada hasta total dilución. Si el Ni no adhiere se pone previamente una gota de $PdCl_2$ en HCl en cada cara del cristal y se seca con lámpara.

8. A fin de remover el Ni depositado en la superficie lateral se cubren ambas caras con Picefina 80. Para ello se sujeta el cristal por los bordes con tres

tornillos pasantes por un aro metálico y se calienta con luz infrarroja. Se alcanza una temperatura del orden de los 85°C por lo que basta depositar la picefina y una vez fundida extenderla cuidadosamente hasta los bordes. Utilizando el aro metálico se da vuelta la pieza procediendo con la otra cara. Este sistema ha resultado superior y mucho más rápido que la técnica de la picefina disuelta en C_2HCl_3 y la consiguiente espera para su secado.

9. Se atacan los bordes sumergiendo el cristal en CP-4 en frío durante 4-5 min. La fórmula del CP-4 es:

Acido nítrico (HNO_3) 220 partes

Acido fluorhídrico (HF) 140 partes

Acido acético (CH_3COOH) 140 partes

Es conveniente usar preparado recién hecho para los requerimientos del día.

Se agita para evitar que las burbujas de la reacción queden adheridas al cristal.

10. Se lava por dilución continua con agua destilada y desionizada durante 30 min. En ningún momento el cristal debe entrar en contacto con el aire antes de la completa dilución. El agua a utilizar al principio debe además ser hervida.

11. Se quita la picefina con C_2HCl_3 . Se lava enteramente con C_2H_3OH y C_2HCl_3 .

12. Se deja reposar el cristal durante una hora en atmósfera limpia y se toma luego la característica a diodo. Si da del orden de 10 $\mu A/cm^2$ a 100 V se prosigue el tratamiento. De lo contrario se le aplican algunos centenares de volts durante 3-4 horas. Si aún así no mejora se lo reprocesa o descarta, pues pueden existir fallas en la red cristalina del semiconductor.

13. Se monta el cristal en el recipiente de drift. La potencia a utilizar debe ser tal que no se alcance el punto de inestabilidad de la curva de Nukiyama²²) lo que se asegura evitando la formación excesiva de burbujas, pues en este caso éstas tienden a formar una película (film boiling) que disminuye la eficiencia de refrigeración por lo que el cristal puede elevar su temperatura hasta varios cientos de grados por encima del punto de ebullición del líquido. Para un valor típico de 20 w. de potencia de drift sobre un cristal de 3.8 cm^2 la diferencia de temperatura entre éste y el baño es de alrededor de 2°C. La refrigeración es aún por convección, a las temperaturas usadas, sin que siquiera se formen burbujas, por lo que queda un amplio margen de potencia a utilizar.

La corriente se elige teniendo en cuenta que por encima de 50 mA/cm^2 se produce embalamiento térmico (thermal runaway). Es conveniente no sobrepasar 20 mA/cm^2 (ref. 25). La tensión usual está comprendida entre 400 y 700 V.

La temperatura debe ser inferior a la intrínseca del material. Como ejemplo, para un cristal

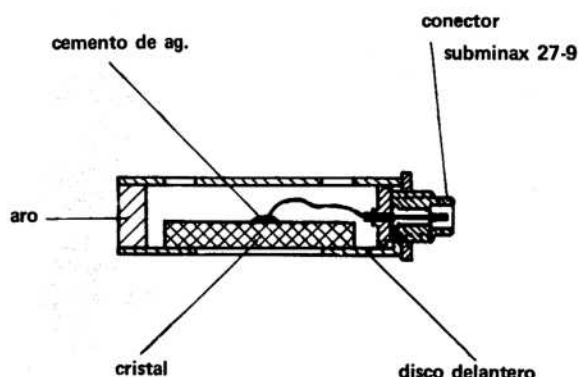


Fig. 5 : Caja de montaje de detectores.

de $1000 \Omega \text{ cm}$ ($N_A = 1.3 \times 10^{13} \text{ átomos B/cm}^3$) puede utilizarse $T = 110^\circ\text{C} - 120^\circ\text{C}$ ($n_i = 3.1 - 5.3 \times 10^{12}/\text{cm}^3$, $\alpha = 0.24 - 0.45$).

Iniciado el drift se controla su progresión tomando medidas de w . El aparato automático del autor y Sinderman⁴¹⁾ hace innecesario este requisito.

El final del drift se juzga por el valor de w y por la caída de temperatura como se explicó anteriormente.

14. Suponiendo que esencialmente todo el material se encuentra compensado se pulen 125μ de la cara opuesta a la del Li difundido. Se usa grano 600 para el pulido final.

15. Se hierve el cristal en $HNO_3 + HCl$ para remover el Ni .

16. Se hierve en 50% ácido fórmico-50% H_2O_2 (30%) para quitar adherencias y limpiar completamente.

17. Se recubre con Picefina 80 el lado del Li como en 8.

18. Se ataca con CP-4 durante 4-5 min. teniendo cuidado de que el lado de la picefina quede hacia abajo para evitar que en caso contrario burbujas de la reacción quedan ocluidas y determinen una distinta velocidad de ataque a la superficie o se desarrollen puntos de alta temperatura.

19. Se lava por dilución continua con agua destilada y desionizada durante 30 min. como en 10. Agua además hervida al principio.

20. Es esencial tener una superficie especular a esta altura. Si no se ha logrado se pule la superficie en la mezcla $HNO_3 - HF$ en las proporciones 10:1 o 20:1 por alrededor de 10 min.

21. Se lava como en 19.

22. Se quita la picefina del lado del Li con C_2HCl_3 y se lava completamente con C_2H_5OH y C_2HCl_3 .

23. Se toman varios mm de Al de alta pureza, se lo lava con C_2HCl_3 , se lo ataca con soda cáustica diluida y se lo coloca en el filamento de tungsteno del equipo de metalización al vacío. Se hace el vacío y se lo funde para desgazarlo.

24. Se abre nuevamente el equipo y se monta el cristal con el lado del Li a unos 10 cm del filamento de calefacción. Se hace el vacío y se evapora el Al tomando precauciones para que no vaya sobre la superficie lateral.

25. Se retira el cristal del metalizador y se lo deja reposar en ambiente limpio, cubriéndolo con un vaso de precipitado invertido, durante 20 a 36 horas para permitir la formación de la capa de óxido que formará la estructura P^+ .

26. Se toman 4-5 mm de alambre de oro ($d=1 \text{ mm}$) se lo lava con C_2HCl_3 y se los desgasa por fusión como en 23.

27. Se abre el equipo de metalización, se monta el cristal y se evapora el oro sobre la cara posterior del mismo (opuesta al Li). La cantidad de oro depo-

sitada se controla con un testigo constituido con una placa de material no conductor, monitorándose la resistencia de la capa de oro que se va depositando, cuya longitud está constituida por la distancia entre dos electrodos montados en sus extremos. La fina película de oro en general corresponde a espesores entre 20 a $40 \mu\text{g/cm}^2$.

28. Se retira el cristal y se monta en una caja especial, fig. 5, usando para ello cemento de plata (thermo-setting silver cement) FSP -49 de la firma Johnson Matthey Metals (Londres). Se lo hornea durante 20-30 min.

29. Utilizando alambre muy fino ($d \sim 0.1 \text{ mm}$) de una aleación de $Ag-Au$, de Ni o de Cu , se efectúa un contacto en la cara posterior tan pequeño como sea posible usando el cemento de Ag y se lo hornea como en 28.

30. Se retira del horno y según se ha encontrado necesario, se lo deja reposar algunos días antes de probarlo como detector.

Alternativa: 23 y 24 después de 16.

3 - Verificación de los detectores. Características.

Aplicando los procesos anteriormente detallados se han obtenido una decena de detectores de tamaños variables, algunos de los cuales han sido cortados para reducirlos de tamaño (área), lo que ha

$$R = 470 \text{ k } \Omega \quad \text{ó} \quad 12 \text{ M } \Omega$$

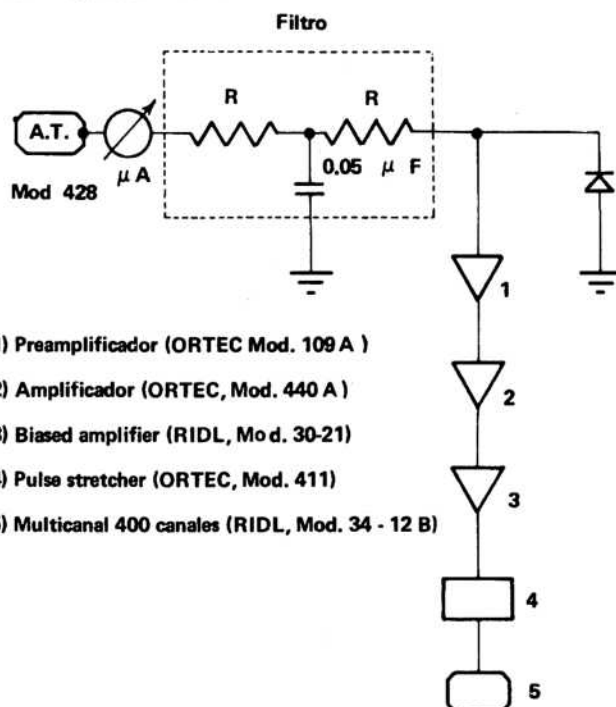


Fig. 6: Block de la electrónica.

implicado su reprocesado.

Puesto que el alcance de los deuterones de 27.2 MeV del sincrociclotrón de la CNEA es del orden de 2.5 mm en Si, y dado que por el α de las reacciones y el tipo de partículas a detectar en las próximas experiencias a encarar en el laboratorio, sobre todo tritones, no se sobrepasaría ese alcance, se inició la fabricación de unidades en el rango 2.5-3.0 mm de espesor sensible.

Para la verificación de las unidades obtenidas se ha utilizado una fuente de ^{241}Am (ORTEC) con dos grupos principales de partículas alfa, con energías de 5.477 MeV (85%) y 5.435 MeV (12.6%). Otros grupos contribuyen con menos del 2% cada uno. La electrónica correspondiente se muestra en block en fig. 6. A ORTEC pertenecen la fuente de alimentación de alta tensión (Mod. 428), el preamplificador (Mod. 109), el amplificador (Mod. 440A) y el pulse stretcher (Mod. 411). A RIDL corresponden el biased amplifier Mod. 30-21 y el multicanal de 400 canales (Mod. 34-12B).

El ruido fue determinado con un generador de pulsos.

Se han obtenido detectores con áreas comprendidas entre 285 mm² y 380 mm² y con espesores de 2.6 mm a 3.0 mm. Las resoluciones para las alfas del ^{241}Am están entre 60 y 80 keV. El ruido resultó ser de alrededor de 40 keV.

Agradezco la hábil colaboración del técnico J. M. Riso tanto en la construcción de todos los equipos del laboratorio de detectores cuanto en la fabricación de los mismos. Agradezco igualmente la experta asistencia del Ing. J.E. Sinderman en el desarrollo de la parte electrónica, como así también la eficaz colaboración de los técnicos electrónicos C.A. Bolaños y S. Tau.

Bibliografía

- 1) E. M. PELL,
J. Appl. Phys. 31, 291 (1960)
- 2) L. B. VALDES,
Proc. IRE 42, 420. (1954)
- 3) F. M. SMITS,
Bell System Tech. J. 37, N° 3, 711 (1958)
- 4) W. L. BOND y F. M. SMITS,
Bell System Tech. J. 35, 1209 (1956)
- 5) G. BACKENSTOSS
Bell System Tech. J. 37, N° 3, 699 (1958)
- 6) C. S. FULLER y J. A. DITZENBERGER
Phys. Rev. 91, 193 (1953)
- 7) H. REISS, C.S. FULLER y
A. J. PIETRUSCZKIEWICZ
J. Chem. Phys. 25, 650 (1956)
- 8) H. J. REISS, C.S. FULLER y
F. J. MORIN
Bell System Tech. J. 35, 535 (1956)
- 9) E. M. PELL,
J. Phys. Chem. Solids 3, 77 (1957)
- 10) C.S. FULLER and H. J. REISS,
J. Chem. Phys. 27, 318 (1957)
- 11) F. A. TRUMBORE,
Bell System Tech. J. 39, 205 (1960)
- 12) E. M. PELL,
Phys. Rev. 119, 1014 (1960)
- 13) G. DEARNALEY y D. C. NORTHROP,
Semiconductor counters for nuclear
radiations (Wiley, New York, 1963)
- 14) P. A. ILES y P. J. COPPEN,
Brit J. Appl. Phys. 11, 177 (1960)
- 15) P. J. WHORISKEY,
J. Appl. Phys. 29, 867 (1958)
- 16) J. H. ELLIOT,
Nucl. Instr. and Meth. 12, 60 (1961)
- 17) J. W. MAYER,
IRE Trans. Nucl. Sci. NS-9, N° 3, 124 (1962)
- 18) J. L. BLANKESHIP y C. J. BORKOWSKI
IRE Trans. Nucl. Sci. NS-9, N° 3, 181 (1962)
- 19) H. M. MANN, J. W. HASLETT y
F. J. JANAREK
IRE Trans. Nucl. Sci. NS-9, N° 4 43 (1962)
- 20) J. W. MAYER
J. Appl. Phys. 33, 2894 (1962)
- 21) J. W. MAYER, N. A. BAILY y H. L. DUNLAP,
Proc. Conf. Nucl. Electr. Belgrade, 567-582
(IAEA), Vienna, 1962). 1961.
- 22) G. L. MILLER, B. D. PATE y S. WAGNER,
IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-10, N° 1 220 (1963)
- 23) C. A. J. AMMERLAAN y K. MULDER,
Nucl. Instr. and Meth. 21, 97 (1963)
- 24) A. J. TAVENDALE y G. T. EWAN,
Nucl. Instr. and Meth. 25, 185 (1963)
- 25) G. DEARNALEY y J. C. LEWIS,
Proc. Int. Symp. Nucl. Electr. Paris, 147-153
(OCDE, 1964). (1963)
- 26) COLUMBIA UNIVERSITY INTERNAL REPORT
(1964)
- 27) R. L. WILLIAMS y C. D. WILBURN,
Nucl. Instr. and Meth. 29, 175 (1964)
- 28) A. J. TAVENDALE,
IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-11, 191 (1964)
- 29) F. S. GOULDING y W. L. HANSEN,
IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-11, N° 3 286 (1964)
- 30) W. L. HANSEN y B. V. JARRETT,
Nucl. Instr. and Meth. 31, 301 (1964)
- 31) B. J. LILES,
Yale University Internal Report (1964)
- 32) R. L. LOTHROP y H. E. SMITH
UCRL-16190 (1965)
- 33) A. T. TUZZOLINO, J. KRISTOFF y
M. A. PERKINS
Nucl. Instr. and Meth. 36, 73 (1965)

- 34) E. J. LUDWIG,
Rev.Sci.Instr. 36, 1175 (1965)
 - 35) H. M. MANN, F. J. JANAREK y
H. W. HELENBERG,
IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-13, N°3, 336 (1966)
 - 36) H. M. MURRAY, J. W. HARPSTER y
K. L. KASPER,
Nucl. Instr. and Meth, 40, 330 (1966)
 - 37) W. R. DODGE, J. A. COLEMAN, S. R. DOMEN
y J. C. WITTAKER, Rev.Sci.Instr. 37 1151
(1966)
 - 38) F. S. GOULDING, N
Nucl. Instr. and Meth. 43, 1 (1966)
 - 39) W. PRZYBORSKI, J. CHWASZCZEWSKA y
W. CZARNACKI,
Nukleonika 12 993 (1967)
 - 40) R. C. de WITT y J. M. McKENZIE
IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-15, N° 3, 352 (1968)
 - 41) H. J. ERRAMUSPE y J. E. SINDERMAN,
a publicarse.
 - 42) E. M. PELL,
Proc. Conf. Asheville, 1960. 136-142
(NAS-NRC, Washington, 1961)
 - 43) E. L. HUBBARD,
IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-15, N°4 14 (1968)
 - 44) F. J. MORIN y J. P. MAITA,
Phys. Rev. 96, 28 (1954)
 - 45) G. H. R. KEGEL,
IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-15, N° 3, 332 (1968)
 - 46) H. J. ERRAMUSPE,
Bibliografía allí citada (a publicarse)
 - 47) C. S. FULLER y J. C. SEVERIENS,
Phys. Rev. 96, 21 (1954)
 - 48) J. P. MAITA,
J. Phys. Chem. Solids, 4, 68 (1958)
 - 49) C. A. KLEIN,
IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-15, N°3 214 (1968)
 - 50) H. R. BILGER,
Phys. Rev. 163, 238 (1967)
 - 51) E. BALDINGER y G. MATILE,
Helv. Phys. Acta 39, 573 (1966)
 - 52) H. R. ZULLIGER, L. M. MIDDLEMAN y
D. W. AITKEN,
IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-16, N°1, 47 (1969)
 - 53) L. HOLLAND,
Vacuum deposition of thin films (Wiley, New York,
1956).
 - 54) W. V. SULLIVAN y J. H. EIGLER,
J. Electrochem. Soc. 104, 226 (1957)
-