

Un método para la medición de energía de laser pulsado en amplia gama de frecuencias*

H. SANCHEZ **; H. L. MANCINI y J. T. D'ALESSIO ***

Grupo Laser, CITEFA

Recibido el 3 de noviembre de 1970

Se puntualizan las características de los materiales ferroeléctricos como medidores de energía de radiaciones laser. Se dan detalles de la fabricación y del ensayo de detectores de titanato de bario, y se propone un dispositivo compuesto de dos elementos capaz de proporcionar una indicación absoluta de la energía.

Introducción

LOS DISTINTOS TIPOS de laser desarrollados hasta el presente ya cubren un muy amplio rango de potencias - milivatios a gigavatios - y un importante espectro de frecuencias del ultravioleta a infrarrojo. El detector ideal, debería poseer respuesta uniforme en todo el intervalo de frecuencias, suficiente sensibilidad para realizar buenas mediciones a muy bajas energías, y a la vez poder soportar las enormes potencias de los pulsos "gigantes" de un laser de rubí o de neodimio. A estas condiciones, ya de por sí difíciles de satisfacer, debe agregarse el requerimiento de respuesta rápida para detectar pulsos de hasta pocos nanosegundos o modulación de elevada frecuencia.

1 - Detectores de radiación

Los detectores para la medición de radiación pueden clasificarse en fotónicos y térmicos. Los primeros de una u otra forma transforman directamente radiación electromagnética en una variación de un parámetro eléctrico; los térmicos lo hacen previa transformación de la radiación en calor.

Generalmente se han empleado los fotónicos para la demodulación de laser o para la medición de pulsos cortos, por su rapidez de respuesta; y los térmicos para mediciones de radiación continua o modulada por frecuencias muy bajas y larga longitud de onda.

Los detectores fotónicos, fotomultiplicadores fotodiodos, fotopilas, etc., generalmente operan satisfactoriamente a muy bajo nivel de energía o potencia. Para ampliar su alcance a energías altas se recurre a atenuadores ópticos; semiespejos, difusores, filtros de vidrio de silicio o disoluciones líquidas. El empleo de atenuadores introduce nuevas dificultades, porque para que pueda finalmente obtenerse un valor exacto de la energía, deben conocerse con precisión la respuesta en frecuencia, el límite superior de operación sin que se dañen, las posibles alteraciones con el uso, etc.

El segundo tipo de detectores incluye a los sistemas que por efecto térmico, previa absorción de la radiación, determinan una diferencia de potencial, en cuplas termoeléctricas, o una variación de resistencia eléctrica, en los bolómetros.

Los detectores que pertenecen a este grupo tienen ventajas sobre los fotónicos por la muy amplia gama de longitudes de onda de la radiación en que operan, es decir su falta de especificidad, ya que la respuesta sólo depende del cambio de temperatura que se manifiesta cuando la radiación se transforma en calor en una superficie absorbente que presenta el detector, y no del elemento sensible

* Presentado a la 52ª Reunión de la Asociación Física Argentina. Julio 1969. La Plata

** Actualmente jefe de control de calidad en L'Oreal de París

*** Actualmente en la Comisión Nacional de Energía Atómica

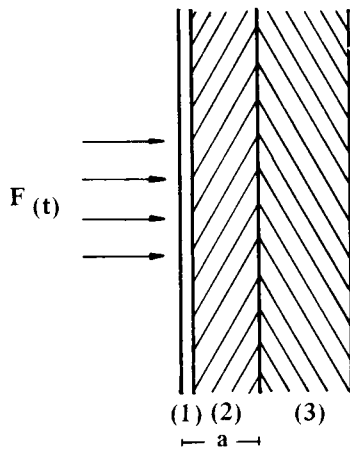


Fig. 1: Esquema del detector
 (1) Depósito de cobre
 (2) Material piroeléctrico (TiO_3Ba)
 (3) Sumidero de calor

del mismo. Por el contrario, en general la inercia térmica de estos detectores limita su velocidad de respuesta. Además la sensibilidad es bastante baja, porque no existe mecanismo de amplificación como en el caso de los fotomultiplicadores.

Un efecto conocido desde hace mucho tiempo, pero no suficientemente explorado hasta el presente, y no utilizado casi en mediciones de energía, es el piroeléctrico. El detector piroeléctrico debe agruparse entre los detectores térmicos, pero mediante un adecuado dimensionamiento y construcción pueden lograrse características de velocidad de respuesta y sensibilidad similares a las del otro grupo conservando las ventajas de no especificidad a la radiación.

Este efecto se basa en que los materiales ferroeléctricos poseen una polarización espontánea (que depende marcadamente de la temperatura) y en los cuales, como consecuencia, un cambio de este parámetro determina una variación de la polarización que da lugar a una corriente eléctrica, o una diferencia de potencial medible.

En el presente trabajo se han analizado los trabajos realizados hasta el presente, y se han construido varios detectores de titanato de bario para optimizar parámetros con vistas a obtener respuesta rápida y máxima sensibilidad. Además se ha estudiado un detector que emplea dos especímenes de material ferroeléctrico, con el objeto de obtener medidas absolutas sin necesidad de conocer la absorbancia del cuerpo que transforma la radiación en calor.

2 - Efecto piroeléctrico

La clase de los materiales ferroeléctricos posee polarización espontánea. En ellos la variación de polarización con la temperatura es importante, de modo que dan lugar al fenómeno piroeléct-

trico.

Para absorberla se construye un dispositivo como el indicado en la fig. 1 que consta de una delgada lámina de un material ferroeléctrico (generalmente titanato de bario), con recubrimiento metálico en ambas caras. Se puede utilizar la polarización espontánea que siempre posee este material, o bien aumentarla mediante la aplicación previa de un campo eléctrico perpendicular a las caras del dispositivo. Este campo da lugar a orientación de los dipolos del ferroeléctrico, que perdura mucho tiempo. Cualitativamente un cambio de polarización ocasionado por una variación de temperatura, da lugar a la aparición de cargas eléctricas en las placas metálicas.

A. G. CHYNOWETH (1) en 1955, realizó el primer estudio de la dinámica del proceso, analizando el efecto de un haz de radiación que se interrumpía periódicamente, a diferencia de los trabajos previos que estudiaban el efecto de la temperatura mediante ciclos de histéresis eléctrica en experiencias estáticas. Este autor pudo demostrar la producción de una corriente piroeléctrica que no depende del aumento neto de temperatura, como en el caso del efecto termoeléctrico, sino de la velocidad de variación de temperatura, con lo cual pudo excluir el efecto termoeléctrico determinante de la corriente eléctrica.

Del análisis de sus resultados pudo también eliminar la posibilidad que tuvieran un origen fotoconductor. También demostró que es efecto térmico y no de la radiación incidente, por la total falta de especificidad respecto de la longitud de onda, lo cual elimina la posibilidad de excitación de niveles discretos. En una experiencia midió la corriente inducida por la radiación, usando un monocromador infrarrojo para analizar la respuesta de distintas partes del espectro, comparando los resultados directamente con los de una cupla termoeléctrica. La

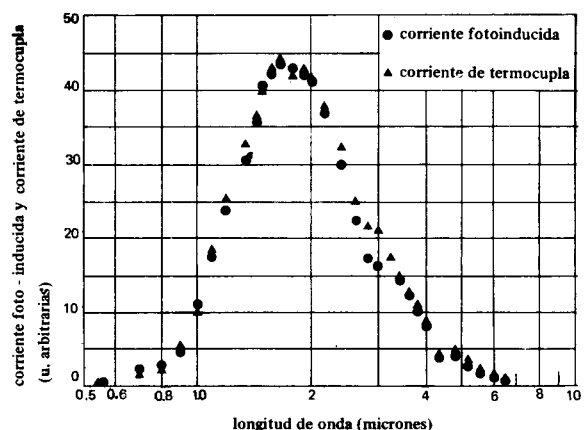


Fig. 2: Comparación entre la corriente piroeléctrica y la energía total incidente como función de la longitud de onda de la radiación (1).

fig. 2 muestra los resultados obtenidos por este autor entre 0,6 y 8 micrones, los que revelan una total concordancia.*

Finalmente demostró fehacientemente la naturaleza del fenómeno observando por un lado la corriente piroeléctrica en función de la temperatura, de la que dedujo la polarización espontánea, y por otro, determinó esta magnitud por el ciclo de histéresis estática como función de la temperatura. Ambos valores en todo el intervalo de temperatura estudiado, son iguales dentro de los errores experimentales.

El cristal ferroeléctrico y las capas conductoras constituyen un capacitor de capacidad C ; que lleva las cargas q_p y q_i que provienen de la polarización permanente P_p y de la inducida P_i respectivamente, siendo S el área del dispositivo.

Una variación de temperatura dT determinará una variación de la polarización dP_p si ésta es función de la temperatura como es el caso de los materiales ferroeléctricos; en particular en el titanato de bario esta dependencia es considerable. Esta variación dP_p altera el equilibrio de cargas en la superficie del cristal, lo que a su vez determina un flujo de corriente en el circuito exterior, corriente piroeléctrica, o una variación del potencial del capacitor si se opera en circuito abierto.

La corriente será para cada temperatura T_i

$$i_{T_a} = \left. \frac{dq_p}{dt} \right|_T = S \left. \frac{dP_p}{dt} \right|_T = S \frac{dP_p}{dT} \left. \frac{dT}{dt} \right|_T$$

Para pequeños incrementos de temperatura, la dependencia de P_p con T puede considerarse lineal como lo prueba la experiencia con los materiales ferroeléctricos conocidos. Luego

$$i_T = A_1 \left. \frac{dT}{dt} \right|_T \quad A_1 = cte$$

Este primer análisis muestra que, para cada temperatura, la corriente piroeléctrica es proporcional a la velocidad de crecimiento de temperatura. A su vez para pulsos de energía de corta duración y en apropiadas condiciones de operación, pueden desprejiciarse las pérdidas de calor, de modo que se tiene:

$$\frac{dW}{dt} = B \frac{dT}{dt} \quad i_T \Rightarrow C \frac{dW}{dt}$$

* Este intervalo de frecuencias corresponde al de emisión de la fuente utilizada, y no a la respuesta del detector. Si la superficie absorbente es eficiente en la transformación de la radiación electromagnética en calor, el dispositivo en su conjunto debe tener respuesta espectral uniforme para prácticamente todo el espectro.

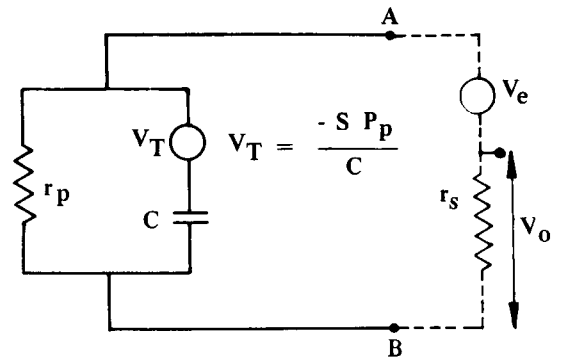


Fig. 3: Circuito equivalente del ferroeléctrico.

siendo B y C constantes.

Un análisis más detallado (2) permite determinar el circuito equivalente del ferroeléctrico incluido en un circuito de operación tal como el ilustrado en la fig. 3

La ecuación resulta

$$\left(\frac{1}{r_p} + \frac{1}{r_s} \right) V_o + C \frac{dV_o}{dt} = (V_i - V_o) \frac{dc}{dt} + \frac{d}{dt} \left(S \overline{P} \right) \quad (1)$$

donde V_o es la variación de la tensión tomada sobre el resistor serie r_s y V_i la tensión inicial sobre el ferroeléctrico

$$\left(V_i = \frac{V_e}{r_p + r_s} r_p \right) \quad (2)$$

Se demuestra que el término dc/dt representa la polarización creada a través del efecto piezoeléctrico por las tensiones térmicas que puede desprejiciarse, la solución de la ecuación (1) resulta entonces

$$V_o = \frac{4 \pi \lambda}{\rho K \epsilon} c - T/RC \int_0^t e^{-T/RC} F(T) dT \quad (3)$$

donde ρ : densidad del ferroeléctrico

K : calor específico

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{r_p} + \frac{1}{r_s}$$

La expresión (3) puede aproximarse para la condición de circuito abierto, $RC \gg t_{\max}$, donde

$$V_o = \frac{4 \pi \lambda}{\rho K \epsilon} \int_0^t F(T) dT \quad (4)$$

que diferenciada con constante de tiempo T_o da:

$$V_o = \frac{4 \pi \lambda}{\rho K \epsilon} = F(t) T_o$$

con lo cual la salida resulta proporcional a la energía. Para la condición de cortocircuito $RC \ll t_{\min}$ donde t_{\min} es el tiempo mínimo de resolución requerido,

$$V_0 = \frac{\lambda S R}{\rho K \alpha} F(t) \quad (5)$$

3 - Cálculo de la respuesta

3.1 - Difusión térmica

Para el estudio de la difusión térmica el elemento ferroeléctrico puede considerarse como un cuerpo plano semiinfinito. La solución de la ecuación de Laplace con las condiciones de contorno (fig. 4)

- a) $\frac{d^2 T}{dy^2} = \frac{d^2 T}{dz^2} = 0$
- b) $T \rightarrow 0$ para $x \rightarrow \infty$ en todo t .
- c) $T = 0$ para $t \leq 0$ en todo x .
- d) $k \left. \frac{dT}{dt} \right|_{x=0} = -F(t)$

resulta :

$$f(x;T) = \frac{Qx}{b\sqrt{k}} \left(\frac{\sqrt{4kt}}{x^2} \cdot e^{-\frac{x^2}{4kt}} - \operatorname{erf} \frac{x}{\sqrt{4kt}} \right) \quad (6)$$

donde $b = \sqrt{\delta c \rho}$ nos da la temperatura en el punto de coordenada x y en el instante t para un material dado y conociendo el flujo incidente.

En la superficie ($x = 0$)

$$T = \frac{2Q}{\delta} \sqrt{\frac{kt}{\pi}}$$

Para estudiar el comportamiento térmico detector en las condiciones de operación, consideramos el caso ideal de un semiespacio plano al cual le aplicamos una función impulso de cantidad de calor, como se indica en la fig. 4.

Si δ y ρ son prácticamente constantes podemos aplicar el siguiente principio de superposición : la ley de variación en función de las coordenadas y del tiempo será la diferencia entre los efectos de dos cantidades de calor, una q_1 , constante entre $t = 0$ y

$t = \infty$, y otra q_2 para $0 < t < \Delta t$ con un valor igual $q_2 = -q_1$ para $t > \Delta t$.

Debido a q_1 ; $T = f(x, t)$, para tiempos mayores que Δt será $T = f(x, t) - f(x, t - \Delta t)$ y si el ancho de pulso es pequeño se puede poner aproximadamente

$$T \approx \frac{\delta f(x, t)}{\delta t} \cdot \Delta t$$

La $f(x, t)$ está dada por la ecuación (6) que, derivada respecto del tiempo e igualada a cero para calcular el máximo, da :

$$t_{\max} = \frac{x^2}{2a} \quad (7)$$

que nos permite calcular el instante en el cual la temperatura pasó por un máximo en un punto situado a una distancia x . La expresión nos resultará particularmente útil para calcular algunos tiempos de respuesta.

3.2 - Forma de la respuesta

El comportamiento ideal se representa en la fig. 5a.

El pulso incide en el instante t_0 , ($t_1 - t_0$) es el tiempo de conducción en la capa reflectora ($t_2 - t_1$) es directamente el ancho del pulso que se está detectando, y en ($t_3 - t_2$) la perturbación es conducida a través del ferroeléctrico, y como no hay variación de energía, la señal permanente constante. A partir de t_3 se pierde en el sumidero.

Puede compararse la respuesta con la señal obtenida experimentalmente fig 5b que nos muestra la tensión de salida del detector piroeléctrico, excitado por un impulso luminoso emitido por un flash FX 42C-3 (EG&G).

3.3 - Conducción en el cobre

Siendo la difusividad para el cobre de $1/0.72$ (cm/seg), utilizando la expresión (7) tendremos

$$t_1 = \frac{h^2}{2a} = 0.36 h^2$$

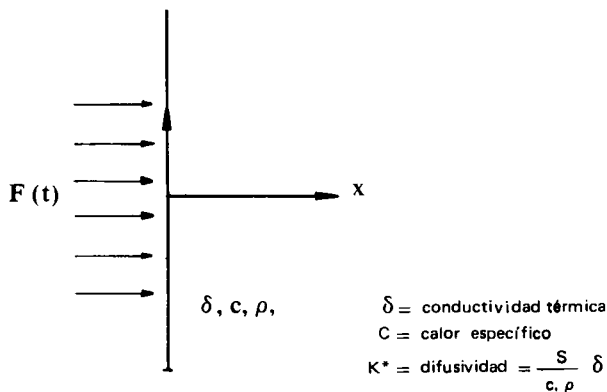


Fig. 4a: Sólido semi - infinito.

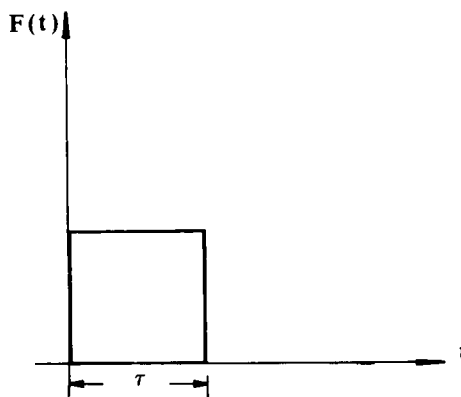


Fig. 4b: $F(t)$; Impacto térmico.

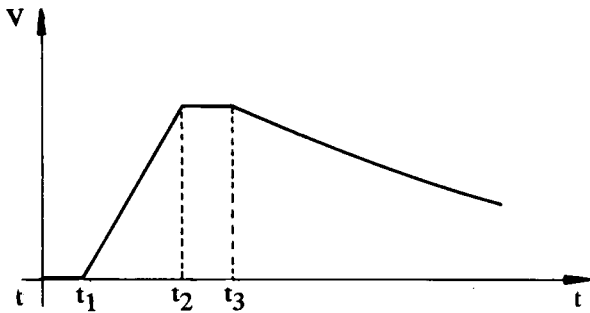


Fig. 5a: Respuesta ideal



Fig. 5b



Fig. 5c

Fig. 5: Diagramas de respuesta.

puesta esperada
 constante dieléctrica $\epsilon = 1.300$
 densidad $\rho = 5g / cm^3$
 calor específico $c = 0,51 \text{ joule} / ^\circ C$
 conductividad $\delta = 0,0105 \text{ joule cm} / ^\circ C. \text{ seg}$
 coeficiente piroeléctrico

$$\lambda = \left[\frac{\delta P_s}{\delta T} \right] 30^\circ C = 2 \times 10^{-8} \text{ Coulomb}/^\circ C$$

La capacidad térmica del elemento utilizado, que fue de las dimensiones siguientes :
 diámetro = 17 mm , espesor 0.5 mm
 superficie = 920 mm²
 volumen = 460 mm³
 masa = .2,3 g
 capacidad térmica $m. s = 1,116 \text{ joule} / ^\circ C$

La capacidad eléctrica del condensador cuyo dieléctrico es titanato de bario resultó ser de 2.230 pF . La producción de carga por $^\circ C$ de elevación de temperatura, es de $1,84 \times 10^{-8} \text{ Coulomb} / ^\circ C$ así :

$$\Delta v = \frac{\Delta Q}{C} = 8,4 \text{ Volts}$$

considerando que la absorción del depósito metálico de cobre en 7.000 A^o es aproximadamente del 50%, tenemos que la tensión de salida será de 2,5 volt /

$^\circ C$ por cada 1,116 joules o sea que resulta ser aproximadamente 2,2 volt / joule . Estos valores los podemos comparar con los de la figura 5c , donde se puede apreciar la tensión de salida para un impacto de laser de rubí L H 6 de Raytheon; el rubí es de 3 1/4" de largo y 3/8" de diámetro; la tensión de disparo fue de 1.500 volt.

Al comienzo del pulso puede apreciarse una variación brusca de pendiente; esto es debido a que el detector está integrado además de la energía del impulso del rubí, el impulso del flash que lo excita, dada la ubicación del detector en la proximidad de la salida de la cavidad laser.

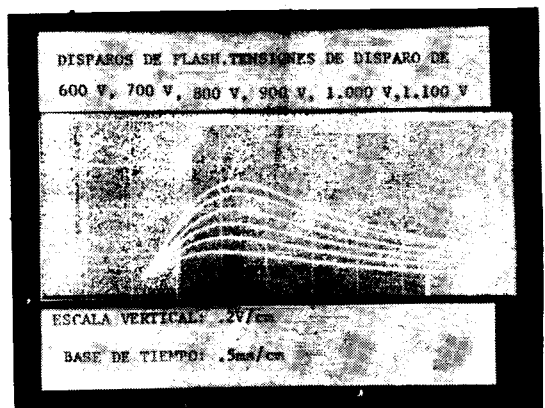


Fig. 6: Respuestas a impulsos de flash con excitación variable.

donde h es el espesor del depósito reflector que se ha obtenido por evaporación en vacío.

Para el tiempo mínimo colocaremos como espesor la profundidad de capa superficial que resulta ser, en nuestro caso, aproximadamente $3 \times 10^{-7} \text{ s}$

$$t_1 = 3,24 \times 10^{-7} \text{ seg}$$

3.4 - Estimación de la respuesta

Para las siguientes características del titanato de bario vamos a calcular aproximadamente la res-

El comportamiento con luz policromática emitido por un flash FX 42-C de EGG, esta ilustrada para distintas energías incidentes en la fig. 6.

Los máximos de las curvas, valores proporcionales a la energía incidente se desplazan en el tiempo como consecuencia de la distinta duración de los impulsos para cada valor de excitación.

La calibración fue efectuada mediante un radiómetro/espectroradiómetro EF&G mod. 580/585, que posee un sistema de muestreo ("splitting") que permite medir la energía del pulso y disponer de una porción perfectamente determinada de la misma, siendo esta fracción la que se hizo incidir sobre el detector. El esquema del dispositivo es el de la fig. 7. Las mediciones efectuadas dieron una sensibilidad de 0,744 v/joule que fue confirmada mediante mediciones con termopila TRG MODELO 108.

4 - Fabricación de las pastillas

En un molino de bolas se mezcló TiO₃Ba con polivinil álcali como aglomerante, y estearato de zinc, en un 2%, la proporción de agua se establece para un óptimo deslizamiento de grano.

Las pastillas, de 20 mm. de diámetro, fueron prensadas a 4 tn. en una prensa hidráulica, y luego sinterizadas a 1350° C, al pulirlas se notó una porosidad considerable que no mejoró apreciablemente con pruebas de prensado a 8 tn., ni puede atribuirse aligante, pues comprimiendo el polvo con agua destilada, se obtuvieron resultados similares.

Varios métodos se encararon para reducir la porosidad: 1) Deposición de cobre metálico bajo vacío, posterior pulido y nuevo depósito. 2) Proporcionar mayor espesor al depósito por aporte electrolítico, y pulir nuevamente (a mayor espesor aumenta el tiempo de respuesta). 3) Sinterizado al vacío (10⁻⁵ mm Hg.) en un tubo de Mullite a 1350° C. Este último ensayo fue el único que proporcionó resultados algo más satisfactorios; la pastilla resultaba oscurecida por la pérdida de O₂ en el sinterizado pero recuperaba, su color una vez recocida al aire.

Muy probablemente la porosidad quedaría solucionado fabricando las pastillas por fusión a 1600°C, en nuestro trabajo no hemos contado con el horno adecuado para ello.

Los electrodos metálicos se hicieron por deposición al vacío, y fueron pulidos con abrasivos de distintos grados, y terminados a superficie especular con óxido de zirconio y "rouge".

5 - Dispositivo detector

Se ha planeado la construcción de un dispositivo detector. (fig. 8) que consta de dos sensores piroeléctricos A y B, cuyas superficies son reflectoras, y están ubicadas a 45° respecto de la dirección de propagación del impulso a medir. El pulso incide sobre la superficie A, que absorbe parte y refleja el resto sobre la superficie B, que a su vez, absorbe otra porción, dejando el resto libre. Cada sensor transforma la energía que absorbe en calor. Llamando I a la intensidad de luz incidente y ΔWn la que absorbe en cada caso, tenemos que:

$$\Delta W_A = \alpha_1 I = K_1 \Delta T_A$$

Para el elemento A, con α coef. de absorción.

$$\Delta W_B = \alpha_2 (\Delta - \alpha_1) I = K_2 \Delta T_B$$

para el elemento B, Utilizando dos sensores con el mismo coeficiente de absorción y constante K, tenemos:

$$I = k \frac{\Delta T_A^2}{\Delta T_A - \Delta T_B}$$

O sea, la intensidad es proporcional a las variaciones de temperatura de los elementos, que por ser éstos piroeléctricos puede ponerse que:

$$I = K' \frac{e_A^2}{e_A - e_B}$$

Donde k' es una constante que definimos como sensibilidad.

Adoptando esta disposición se eliminaría el problema de la medición del coeficiente de absorción,

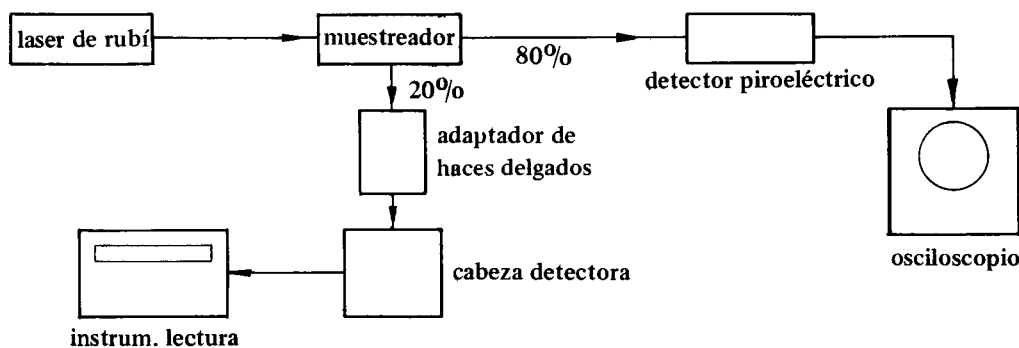


Fig. 7: Sistema de calibración usado

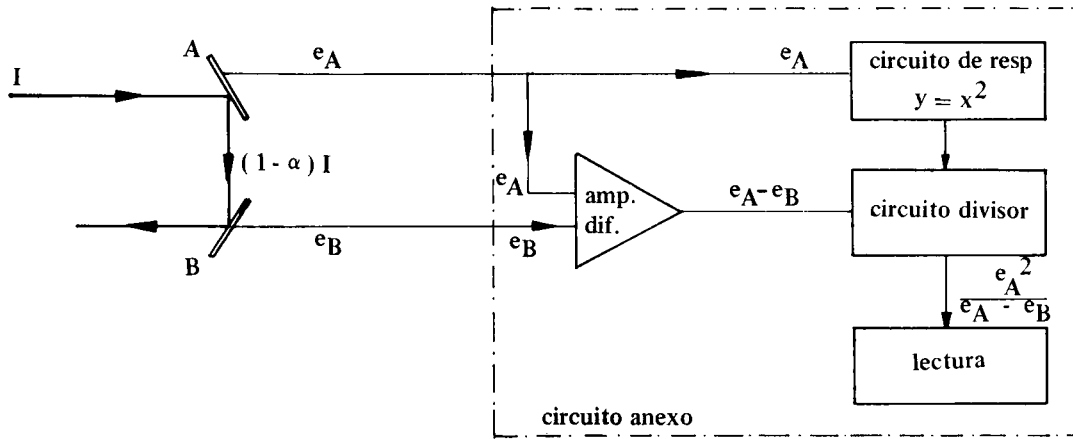


Fig. 8: Dispositivo detector y circuito anexo

procesando la señal por medio del circuito electrónico que proporcionaría una lectura directa. Además, efectuándose cuidadosamente los depósitos reflectores permitiría la utilización de una parte del haz para otros fines.

Al ser el sistema un dispositivo de lectura directa, puede constituirse en uno de los medidores más cómodos, dentro de su rango de aplicación.

Bibliografía

(1) A. G. CHYNOWETH

J. of Appl. Phys. (enero 1956).
 (2) J. COOPER
 J. Sci. Instrum. . 1. 39, p467, (1962).
 (3) I. LOTERSZTAIN
 Boletín Técnico N° 1 INTI (1967)
 (4) DROUGARD & YOUNG
 Phys. Rev. 84, p 1591.
 (5) A. VON HIPPEL
 Zeitschrift ftr physik, BD 133, 158-173 (1952)
 (6) J. H. LUDLOW, W. H. MITCHELL
 E. H. PUTLEY and M. SHAW
 I. Sci. instrum. vol. 44 (1967)

