

Universitat Politècnica de Catalunya
Departamento de Teoría de la Señal y Comunicaciones

TESIS PARA LA OBTENCIÓN DEL TÍTULO DE
DOCTOR INGENIERO DE TELECOMUNICACIÓN.

*Sistemas Lidar coherentes e incoherentes de
baja potencia para la detección de velocidad de
blancos sólidos.*

Alejandro Rodríguez Gómez

Directores: Dr. Adolfo Comerón Tejero
Dr. Antoni Elias Fusté.

Mayo 1998.

4.5. MEDIDAS PRELIMINARES.

A continuación se detallan los resultados de las medidas preliminares realizadas con el sistema lidar coherente. Como instrumento de medida se ha empleado un analizador de espectros Tektronix 492.

El prototipo ha sido montado en una mesa óptica, que se puede observar en la figura II.32. A fin de variar la distancia entre lentes, la lente 1 se desplaza empleando una base de traslación Newport modelo UMR8.25. De igual manera, para asegurar que oscilador local y señal recibida impactan sobre el área activa del APD, el módulo que lo incluye se desplaza con una base de traslación Melles-Griot modelo 07TSS504.

Los blancos de laboratorio son desplazados con la ayuda de un carrito con ruedas.

Se han realizado medidas para los valores de ángulo de incidencia $\varphi = 30^\circ, 45^\circ$ y 60° . Se han tenido en cuenta los cálculos realizados de potencia de la señal Doppler detectada, que se recogen en las figuras II.28 y II.29, de ensanchamiento espectral, que se recogían en la figura I.27, así como el desplazamiento Doppler, que es proporcional al seno del ángulo φ . La elección de estos ángulos se debe a que ofrecen un buen compromiso entre estos factores, no resultando ninguno de ellos beneficiado o perjudicado en exceso. Se ha comprobado que existe una desviación en el valor real del ángulo de incidencia φ , causada por un desapuntamiento del eje del haz transmitido. Este desapuntamiento es debido al desplazamiento lateral que provoca el divisor de haz, como se aprecia en la figura II.23 y es más acusado a distancias cortas.

En las medidas de potencia, se ha trabajado con un ancho de banda de resolución de $RBW = 100$ kHz, que es el que nos permite resolver mejor la señal respecto del ruido. Esta elección se ha hecho intentando adaptar lo más posible el valor de RBW al ancho de banda de la señal. Así, para valores menores a 100 kHz, el ancho espectral de la señal supera al valor de RBW y para valores mayores, el “suelo” de ruido sube respecto de la señal y disminuye la visibilidad de la señal.

La elección de un ancho de banda de resolución fijo responde también al principio de funcionamiento del subsistema de adquisición y medida, descrito en el siguiente capítulo. En él, se ha construido un analizador de espectros *ad hoc*, cuyo ancho de banda es fijo. Por otra parte, un ajuste adaptativo del valor de RBW sólo es posible a partir del conocimiento de la velocidad del móvil. Los valores posibles de RBW en el instrumento empleado en estas medidas preliminares son: 100 Hz, 1 kHz, 10 kHz, 100 kHz, 1 MHz.

También se han realizado medidas del ensanchamiento que sufre la señal Doppler detectada. El interés de estas medidas se cifra en que este fenómeno limita la resolución en la medida de frecuencia, y por tanto de velocidad, del sistema. Se ha elegido la medida del ancho de banda a

-6 dB por la mayor precisión y comodidad que proporciona en la medida, ya que la máxima resolución vertical del aparato es de 2 dB/div.

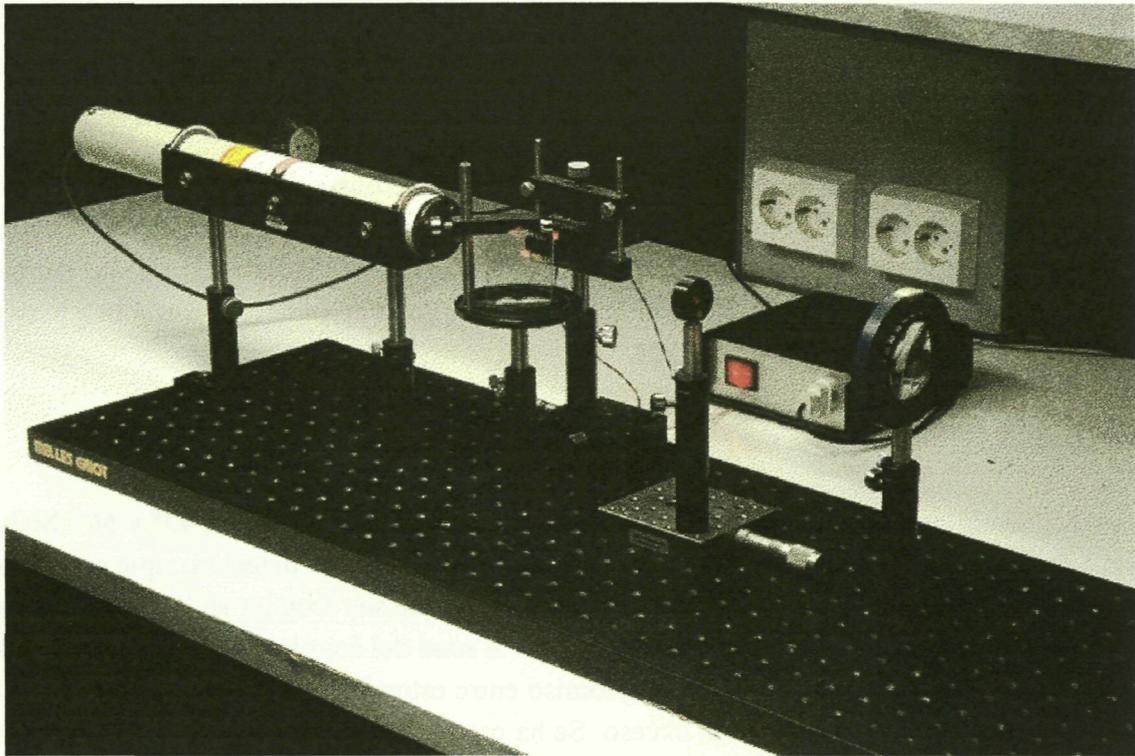


Figura II.32. Montaje del prototipo en el laboratorio.

Se han realizado medidas a velocidad moderada-baja y a velocidad alta. La primera corresponde a una velocidad de giro tanto del blanco rotatorio como de las poleas del blanco lineal de unas 450 r.p.m., cuyos motores han sido alimentados a 4 V. La segunda corresponde a su régimen nominal, en el que son alimentados a 12 V y la velocidad de giro es de unas 1 950 r.p.m. Cabe recordar que, según se explicaba en el apartado II.4.2., el incremento en la velocidad de los móviles produce mayor ensanchamiento espectral y, por lo tanto, para una misma potencia de la señal Doppler, una menor visibilidad en el analizador de espectros.

Las medidas realizadas con el blanco rotatorio y el láser SIEMENS han sido las que más se aproximan a los cálculos teóricos. Las vibraciones que aparecen, incluso a bajas velocidades, en la correa del blanco lineal producen un ensanchamiento espectral adicional en forma de "saltos". Atribuimos estos "saltos" a que las velocidades asociadas a las vibraciones representan una fracción importante de la velocidad media. Esto implica que el modelo de blanco lineal desarrollado no describe completamente el comportamiento de la señal detectada. No obstante, hemos incluido las medidas obtenidas debido al interés que ofrecen para algunas de las aplicaciones propuestas en el capítulo IV.2.

En las medidas realizadas con el láser UNIPHASE se ha observado que la potencia de la señal Doppler detectada oscila con un período de algunos segundos entre un valor dado y otro que es

indistinguible del ruido. Hemos atribuido este fenómeno a un giro lento de la polarización de la luz producida por el láser. Sus consecuencias son una dificultad añadida para realizar el enfoque del spot sobre el blanco y un descenso notable de la potencia medida, respecto de los cálculos teóricos.

Al tratarse de un láser de menor potencia, tanto la potencia del oscilador local como la potencia recibida son notablemente menores. Por ello se ha procedido a polarizar el APD a su tensión nominal (232,3 V) trabajando de esta manera en condiciones nominales de ganancia de avalancha. El resultado es que, si bien las potencias detectadas son comparables a las que se obtienen con el láser SIEMENS, el ruido que afecta a la medida es notablemente mayor.

Todo ello ha resultado en que este láser sólo se ha empleado para aquellas medidas que, según los cálculos realizados, presentan un mayor valor de potencia Doppler detectada.

4.5.1. Medidas con el blanco rotatorio.

La primera tanda de medidas se realizaron con el blanco rotatorio. Se han empleado los dos láseres descritos en el capítulo II.2. De acuerdo con los razonamientos anteriormente detallados, se efectuaron medidas para valores del ángulo φ de 30° , 45° y 60° .

4.5.1.1. Medidas a pequeña velocidad.

Inicialmente se realizaron medidas a baja velocidad, de manera que el ensanchamiento espectral no provocara una disminución apreciable de la potencia de la señal Doppler detectada. Así, se hizo girar el blanco rotatorio a unas 400 r.p.m., correspondientes a una tensión de alimentación del motor de 4 V. La determinación de esta velocidad angular se efectuó empleando un sistema cuentavueeltas muy sencillo, descrito en la referencia [García, 95].

En la figura II.33 puede verse la lectura de potencia detectada frente a la distancia al blanco para el caso de emplear el láser SIEMENS. Dicha potencia decrece con la distancia. La relación señal a ruido de 10 dB, que hemos considerado previamente como límite inferior para que el subsistema de adquisición y medida funcione correctamente, se da a unos 16 m. Sin embargo esta situación se produce a unos 12 m para $\varphi = 45^\circ$ y 60° . La correspondencia entre los resultados teóricos y los experimentales es bastante buena en el caso de $\varphi = 60^\circ$, mientras que los valores medidos a $\varphi = 45^\circ$ quedan unos 2-3 dB por debajo de los calculados. Los valores medidos a $\varphi = 30^\circ$ quedan notablemente por encima (hasta unos 6 dB) de los calculados.

En la figura II.34 pueden verse medidas análogas, empleando el láser UNIPHASE. En este caso el margen de utilización se reduce notablemente debido a la mayor potencia de ruido presente en la señal Doppler detectada. Además, el fenómeno ya descrito previamente de oscilación de la potencia detectada, con período de algunos segundos, produce una disminución de, en algunos

casos, más de 5 dB respecto de los cálculos previos. Paralelamente, la potencia de ruido medida es inferior a la calculada. Todos estos hechos, que no hemos sido capaces de predecir, nos han hecho descartar a este láser para el resto de medidas.

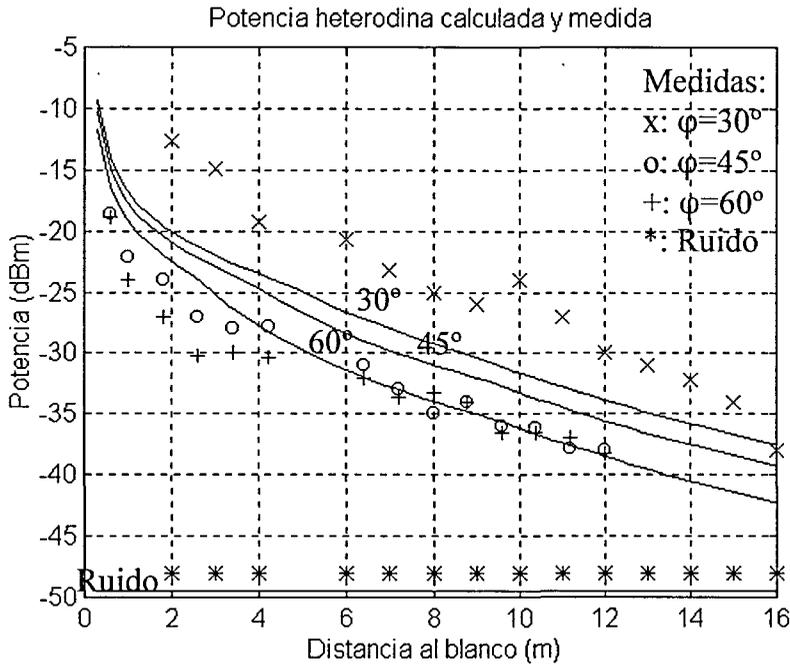


Figura II.33. Potencias de señal y ruido detectadas para el blanco rotatorio a baja velocidad (≈ 400 r.p.m.) empleando el láser SIEMENS.

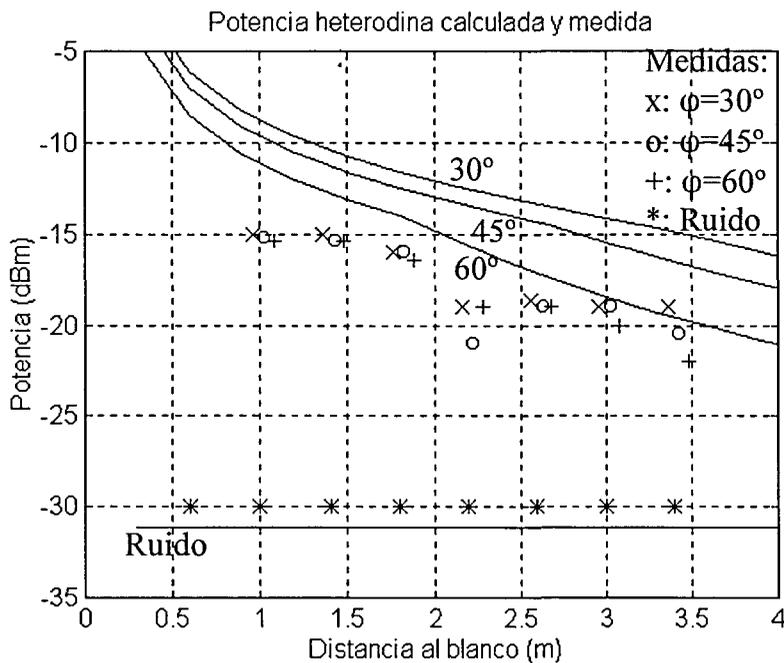


Figura II.34. Potencias de señal y ruido detectadas para el blanco rotatorio a baja velocidad (≈ 400 r.p.m.) empleando el láser UNIPHASE.

Debido al escaso margen en el que han sido realizadas las medidas, apenas si se aprecia la caída de potencia. No obstante, el valor de SNR para una distancia de unos 3,5 m supera ligeramente los 10 dB para $\varphi = 30^\circ$ y es de unos 8 dB para $\varphi = 60^\circ$, por lo que no nos hallamos muy lejos del límite de alcance del sistema.

En la figura II.35 se representan los valores medidos del ancho espectral a -6 dB, obtenido en la pantalla del analizador de espectros, de la señal Doppler, cuya potencia aparecía en la figura II.33. Puede apreciarse que el ancho del pico Doppler decrece inicialmente hasta unos 6-7 m para luego volver a crecer, tal y como predecían los cálculos representados en la figura I.26. Sin bien los valores medidos presentan variaciones respecto de los calculados, la forma de la evolución con la distancia se mantiene.

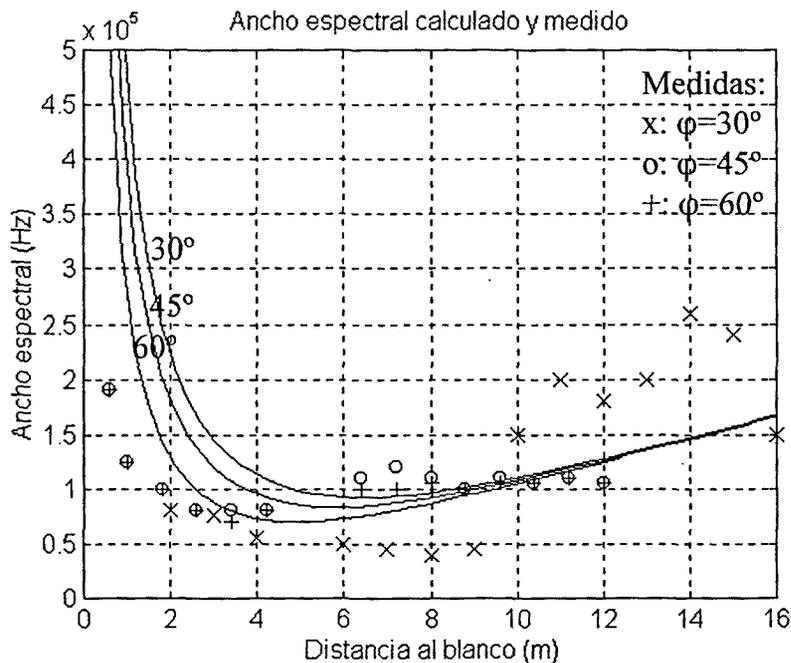


Figura II.35. Ensanchamiento de la señal Doppler para el blanco rotatorio a baja velocidad (≈ 400 r.p.m.) empleando el láser SIEMENS.

En la figura II.36 se representan los valores de anchura espectral de los picos espectrales de la señal Doppler detectada, empleando como transmisor el láser UNIPHASE. Como puede verse, se trata de valores altos y que presentan bastante dispersión. En comparación con los valores representados correspondientes al láser SIEMENS, cabe decir que se trata de valores mayores de ensanchamiento a distancias cortas (a las que podemos comparar ambas gráficas) debido a que el spot producido por el láser UNIPHASE es de menor tamaño, ya que el haz original también

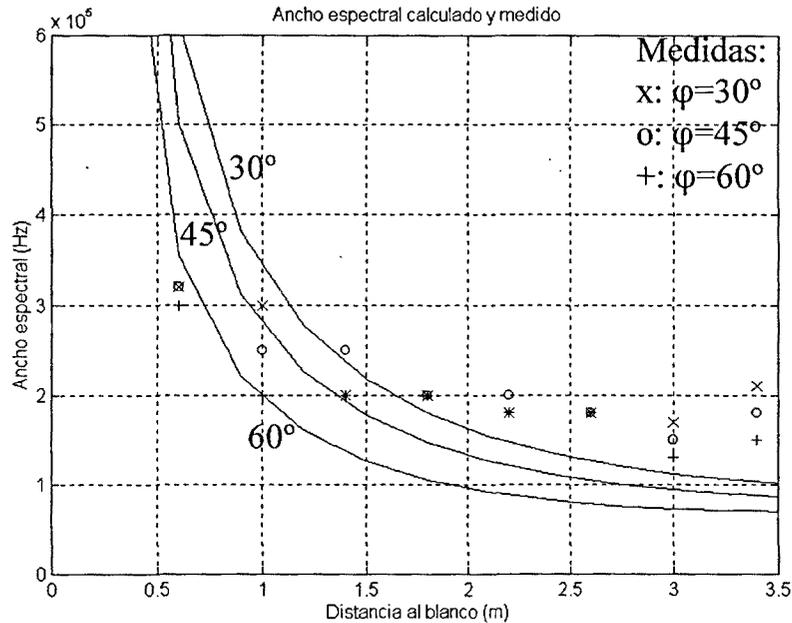


Figura II.36. Ensanchamiento de la señal Doppler para el blanco rotatorio a baja velocidad (≈ 400 r.p.m.) empleando el láser UNIPHASE.

es de menor tamaño.

En la figura II.37 se ha representado los valores medidos de tolerancia en distancia para el caso del blanco rotatorio, a baja velocidad y con el láser SIEMENS. El valor de tolerancia crece al principio, hasta unos 6 m de distancia al blanco. Posteriormente decrece, debido a la menor potencia recibida. El valor medido a una distancia de 16 m, para $\varphi = 30^\circ$ es ya insuficiente para considerar que el sistema esté operativo. Esta medida adolece de una cierta falta de precisión debido al procedimiento, basado en desplazar hacia adelante y hacia atrás el carrito sobre el que está situado el blanco rotatorio.

De la comparación con los valores teóricos cabe destacar que los valores predichos son optimistas frente a los medidos. Atribuimos estas diferencias a lo simplificado del modelo para el cálculo de la tolerancia en distancia, así como a las dificultades que comporta su medida. No obstante, la evolución con la distancia de los valores experimentales se corresponden aceptablemente con los calculados.

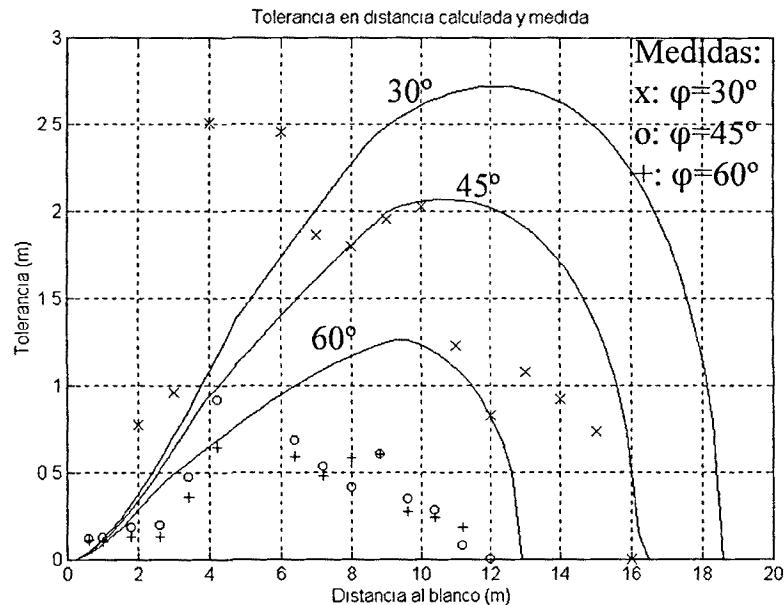


Figura II.37. Tolerancia en distancia del sistema de medida para el blanco rotatorio a $\varphi=30^\circ$ y baja velocidad (≈ 400 r.p.m.), empleando el láser SIEMENS.

4.5.1.2. Medidas a alta velocidad

Las medidas cuyos resultados se presentan a continuación han sido realizadas sólo con el láser SIEMENS, ya que el bajo alcance logrado con el láser UNIPHASE, que no permite apreciar la evolución de los diferentes parámetros con la distancia.

En la figura II.38 se presenta la evolución de la potencia Doppler detectada con la distancia. Comparando con la figura II.33 se aprecia una pérdida de alrededor de unos 5 dB para todas las distancias, debida al ensanchamiento adicional de la señal Doppler, lo cual reduce aún más el alcance del sistema, especialmente para $\varphi = 60^\circ$. Sin embargo, tanto las medidas a $\varphi = 30^\circ$ como a $\varphi = 45^\circ$, son notablemente mejores que los valores calculados. La razón de esta diferencia se encuentra en un menor ensanchamiento espectral, como se describe a continuación.

La figura II.39 presenta la evolución del ancho de la señal Doppler. La comparación con la figura II.35 muestra una espectacular diferencia en los anchos de pico de la señal medidos, debido a la mayor velocidad de giro del blanco. En la figura II.39 se aprecia aún mejor la evolución del ancho del pico, con valores altos a distancias cortas, la disminución hasta unos 4 m y el posterior aumento. Sin embargo los valores medidos son notablemente menores que los calculados, lo que hace que el nivel del pico espectral medido sea mayor que el calculado y que el sistema se comporte mejor de lo que se esperaba. Atribuimos el menor valor de ancho espectral medido a

un modelo excesivamente pesimista (ver apartado I.5.5) de la combinación de los diferentes efectos que contribuyen a este ensanchamiento.

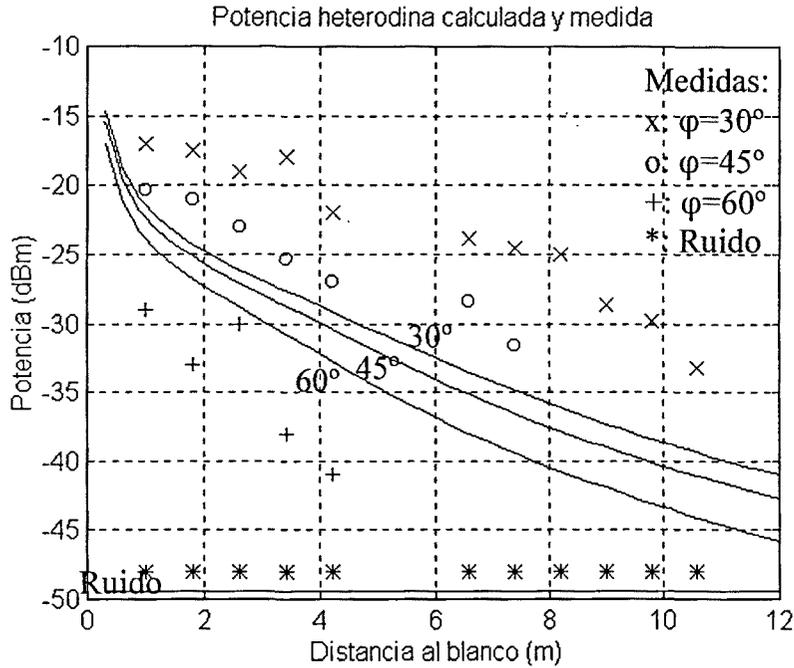


Figura II.38. Potencias de señal y ruido detectadas para el blanco rotatorio a alta velocidad ($\approx 2\,000$ r.p.m.) empleando el láser SIEMENS.

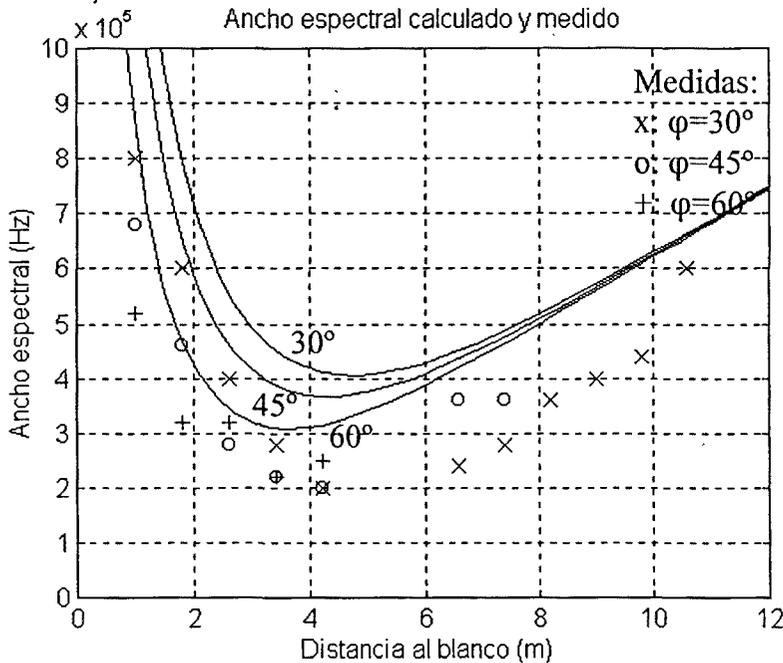


Figura II.39. Ensanchamiento de la señal Doppler para el blanco rotatorio a alta velocidad ($\approx 2\,000$ r.p.m.) empleando el láser SIEMENS.

4.5.1.3. Medidas con perturbación atmosférica.

Las medidas cuyos resultados han sido detallados anteriormente se han realizado en un ambiente controlado en el laboratorio, sin aporte de luz solar. De esta manera el efecto de la distorsión introducida por la turbulencia atmosférica, descrita en el apartado I.4.2, es despreciable.

Las medidas realizadas en este apartado, representadas en la figura II.40, se han realizado introduciendo artificialmente una fuerte turbulencia en las proximidades del sistema lidar. Para ello se ha colocado una fuente de calor (una estufa) en el suelo, junto a la mesa óptica donde se encuentra montado el sistema. Se trata de la situación en la cual el efecto de la distorsión atmosférica debida a la presencia de turbulencia refractiva es más dañino, al encontrarse próximo a la apertura de emisión/recepción.

En la figura II.40 aparece las medidas de potencia frente a distancia obtenidas para el blanco situado formando un ángulo de $\varphi = 30^\circ$ y girando a velocidad lenta, de unas 400 r.p.m. . De esta manera observaremos el efecto de la perturbación atmosférica en el caso más favorable de los presentados. Se han superpuesto las medidas obtenidas en el mismo caso, pero sin perturbación atmosférica

Como se puede apreciar en la comparación de ambas medidas, se producen unas pérdidas de entre 5 y 8 dB respecto de la situación sin distorsión. Estas pérdidas pueden ser atribuidas a una notable disminución del diámetro de coherencia atmosférico, como el que se produce en presencia de una fuerte turbulencia. Así, en la figura I.16 se calculaba que, en presencia de turbulencia fuerte, para longitudes de propagación cortas, el diámetro de coherencia atmosférico queda reducido a algunas decenas de centímetros, lo que puede afectar al área efectiva de recepción, $\langle A_R \rangle$. No obstante cabe matizar que el modelo empleado en el capítulo I.4 considera una situación al aire libre, con turbulencia distribuida a lo largo de todo el trayecto blanco-receptor, mientras que en el laboratorio hemos conseguido crear una turbulencia localizada. No disponemos de una comparación fiable entre ambos fenómenos, por lo que los resultados expuestos aquí tienen una finalidad meramente ilustrativa.

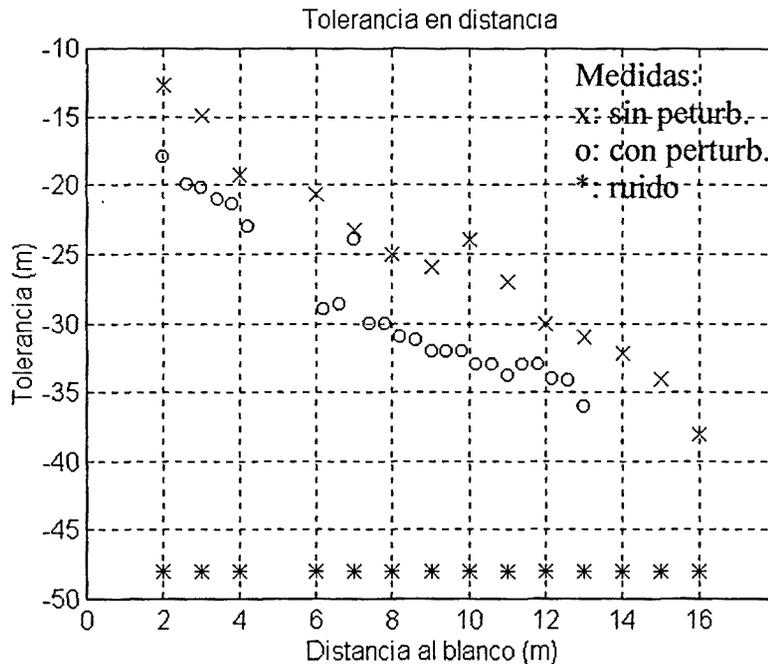


Figura II.40. Potencias de señal y ruido detectadas para el blanco rotatorio a baja velocidad (≈ 400 r.p.m.) con distorsión atmosférica fuerte, empleando el láser SIEMENS.

4.5.2. Medidas con el blanco lineal.

Como se ha descrito en el capítulo II.3, se ha construido un blanco de laboratorio en el cual la superficie a la que se realiza la medida de velocidad no presenta curvatura, como ocurre en el blanco rotatorio. Este montaje pretende simular el comportamiento del sistema con blancos con un movimiento de traslación real. De acuerdo con los cálculos presentados en el apartado I.5.5 un blanco así produce un menor ensanchamiento espectral en la luz dispersada y, por tanto, la medida de frecuencia puede hacerse con mayor resolución.

Tal y como ya se avanzaba en el capítulo II.3, la construcción del blanco lineal se ha realizado empleando el tramo lineal de una correa que conecta dos poleas. Un efecto no previsto, como es la vibración de esta correa, incluso a pequeñas velocidades, provoca continuos saltos en la frecuencia Doppler medida. Como se verá, la magnitud de estos saltos supera con creces al ensanchamiento anteriormente descrito.

Esto invalida a este blanco de laboratorio para modelar blancos reales que se trasladen linealmente sin presentar estas vibraciones. No obstante, sí que resulta interesante como simulador de otro tipo de blancos, como cables que se enrollan o desenrollan o las mismas correas que transmiten el movimiento en un sistema mecánico. Una aplicación de la medida de velocidad de cables se presenta en el capítulo IV.2.

Todas las medidas se han realizado con el láser SIEMENS como transmisor, debido a los bajos valores de relación señal a ruido obtenidas empleando el láser UNIPHASE.

4.5.2.1. Medidas a pequeña velocidad.

Al igual que con el blanco rotatorio, se han realizado inicialmente medidas a baja velocidad, con las poleas girando a unas 400 rpm, que suponen una velocidad de la correa de unos 2,5 m/s. A esta velocidad el ensanchamiento Doppler predicho por la ecuación (I.101) es pequeño y las vibraciones de la correa son moderadas. Por ello el nivel de potencia observado en el analizador de espectros es mayor y nos permite un margen de distancias de funcionamiento también mayor que si elevamos esta velocidad.

En la figura II.41 pueden verse las medidas y cálculos de potencia recibida para los ángulos $\varphi = 30^\circ$, 45° y 60° , a diferentes distancias del blanco. Los picos observados en el analizador de espectros no sólo cambian en frecuencia, sino también en potencia. Por tanto se ha representado, para cada distancia, las potencias máxima y mínima medidas.

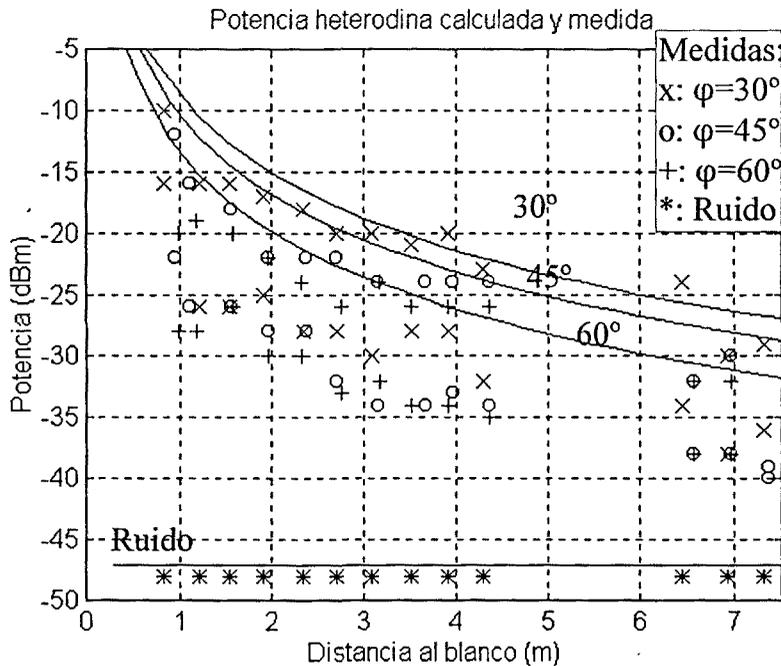


Figura II.41. Potencias de señal y ruido detectadas para el blanco lineal a baja velocidad (≈ 400 r.p.m.) empleando el láser SIEMENS.

Como se puede colegir de la comparación entre unos y otros, los valores medidos máximos se aproximan razonablemente a los calculados, mientras que los valores mínimos quedan notablemente por debajo.

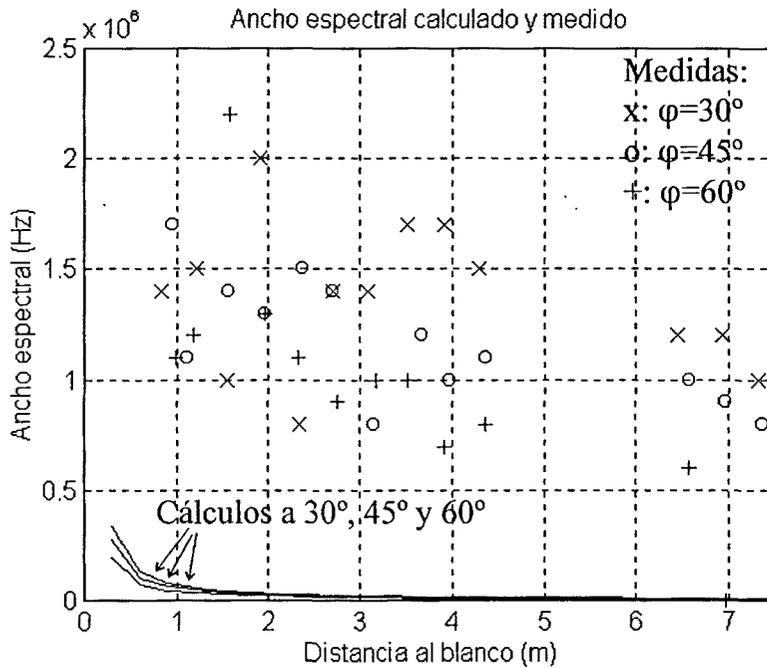


Figura II.42. Frecuencias de la señal Doppler para el blanco lineal a baja velocidad (≈ 400 r.p.m.) empleando el láser SIEMENS.

En la figura II.42 se representan los valores calculados y medidos de ensanchamiento espectral. Ya se ha comentado que la vibración de la cinta es un fenómeno no previsto, de carácter aleatorio que no hemos sido capaces de modelar. Los valores medidos son el resultado de restar las frecuencias máxima y mínima medidas y, como se comprueba de su comparación con los valores calculados, quedan bastante por encima de éstos. Además, se trata de valores bastante elevados en comparación con las frecuencias Doppler esperadas, que son de unos 4 MHz para $\varphi = 30^\circ$, $5,6$ MHz para $\varphi = 45^\circ$ y $6,9$ MHz para $\varphi = 60^\circ$.

4.5.2.2. Medidas a alta velocidad.

En las figuras II.43 y II.44 se representan las medidas de, respectivamente, nivel de potencia y ensanchamiento espectral, obtenidas con el blanco lineal, para una velocidad angular nominal del motor que hace girar las poleas, unas $1\ 900$ rpm, que suponen una velocidad lineal de la correa de, aproximadamente, $11,9$ m/s. Como se puede apreciar el alcance se ha visto notablemente reducido por el ensanchamiento espectral producido.

En la figura II.43 se muestra la comparación entre los valores de nivel de potencia máximo y mínimo y el valor calculado. Los valores teóricos quedan apreciablemente por encima de los de laboratorio, incluso de los máximos.

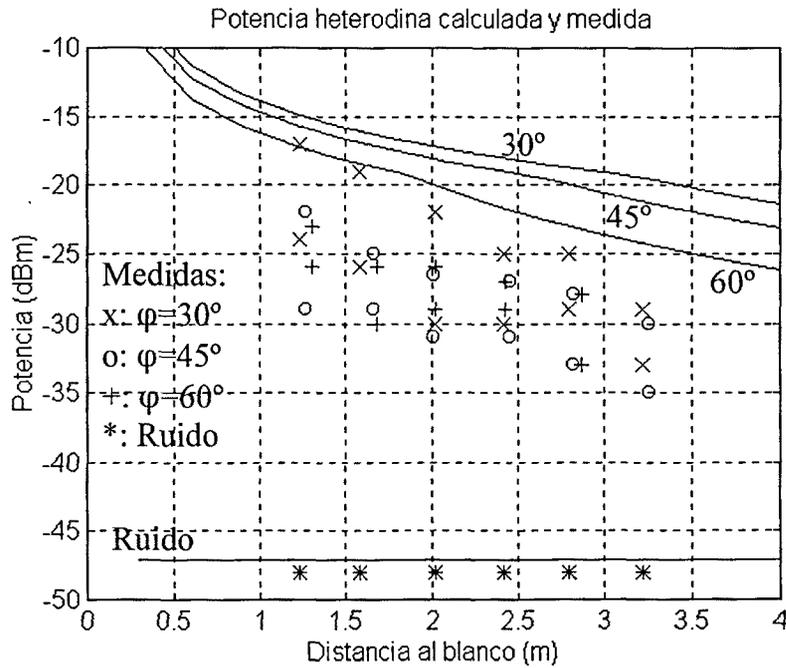


Figura II.43. Potencias de señal y ruido detectadas para el blanco lineal a alta velocidad ($\approx 2\ 000\ r.p.m.$) empleando el láser SIEMENS.

En la figura II.44 se representan los valores medidos y calculados del ensanchamiento espectral. De la comparación entre los valores teóricos y los experimentales, se aprecia que aún éstos quedan bastante por encima de aquéllos, una vez más debido a la vibración de la correa. No obstante, la componente de este ensanchamiento debida a los fenómenos descritos en el apartado I.5.5 comienza a tener mayor peso en el valor total.

4.5.3. Conclusiones.

De la comparación de los resultados teóricos y experimentales llevada a cabo en el presente apartado cabe deducir lo siguiente:

A bajas velocidades con el blanco rotatorio:

- los valores medidos de nivel de potencia de señal Doppler son, de manera general, inferiores a los calculados, pero siguen la tendencia de evolución con la distancia predicha por los cálculos;
- los valores de ensanchamiento espectral superan a los calculados, si bien la evolución con la distancia se mantiene;
- los valores predichos de tolerancia en distancia resultan un tanto optimistas frente a los medidos, si bien a distancias medias (en torno a los 5 m) proporcionan valores bastante razonables para la operatividad del sistema;

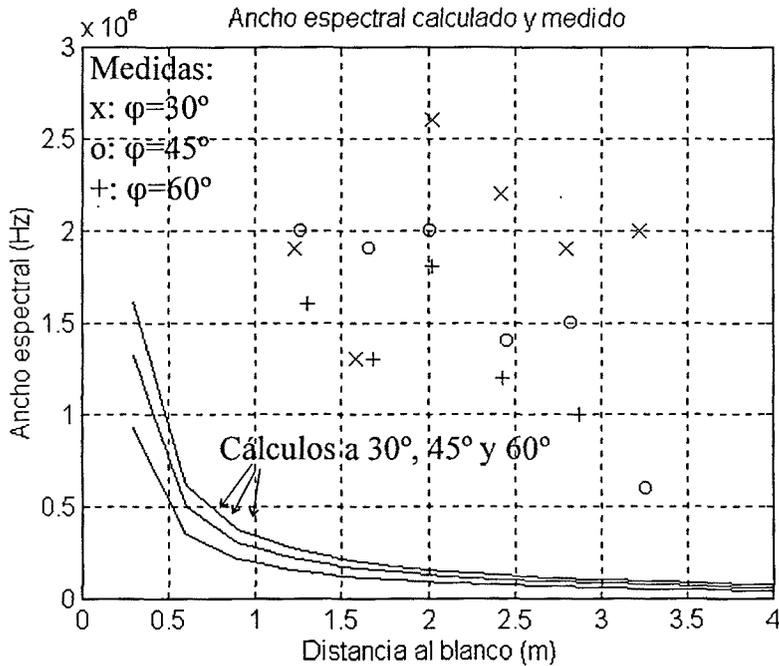


Figura II.44. Frecuencias de la señal Doppler para el blanco lineal a alta velocidad (≈ 2000 r.p.m.) empleando el láser SIEMENS.

-la influencia de la perturbación por turbulencia atmosférica se puede cuantificar en una pérdida media de unos 5 dB en la potencia de la señal Doppler, que hemos atribuido a la reducción en el diámetro de coherencia atmosférico.

A altas velocidades con el blanco rotatorio:

-el ensanchamiento espectral medido tiene un valor algo menor que el calculado, lo que resulta en que el nivel de potencia de señal Doppler medida supera al calculado.

Con el blanco lineal:

-la vibración de la correa introduce variaciones no previstas en el desplazamiento Doppler de la radiación dispersada que produce un comportamiento aleatorio y una disminución bastante apreciable en el nivel de potencia recibida.

5. Desarrollo de un Subsistema de Adquisición y Medida de Frecuencia.

En este capítulo se justifica la necesidad de disponer de un subsistema específico que nos permita cuantificar el desplazamiento Doppler sufrido por la señal óptica dispersada por el blanco. La gran cantidad de ruido presente en la señal eléctrica detectada hace necesaria el empleo de un subsistema *buscador de portadora*, basado en técnicas espectrales. Posteriormente se detalla la construcción de un subsistema contador de frecuencia y el procedimiento de adquisición y procesado de los datos.

5.1. EFECTOS DEL RUIDO EN LA MEDIDA DE FRECUENCIA.

En las figuras recogidas en el capítulo II.4. puede apreciarse cómo la señal Doppler es fácilmente distinguible respecto del ruido si se emplea un analizador de espectros. Empleando este instrumento, y seleccionando cuidadosamente su modo de funcionamiento, la señal de interés se observa con relaciones señal a ruido que exceden los 20 dB . El parámetro de mayor importancia en este caso es el ancho de banda de resolución del analizador; el valor seleccionado, por ser el que proporciona una mejor visibilidad del pico Doppler, es 100 kHz .

Sin embargo, a la hora de automatizar las medidas y, sobre todo, a la hora de *contar* la frecuencia de la señal eléctrica obtenida surgen varios problemas. El principal es que el ancho de banda del contador de frecuencia empleado debe ser igual al margen de frecuencias Doppler que se desea medir. En nuestro caso este valor es de unos *100 MHz*. Esto implica que la potencia de ruido a la entrada al contador es *30 dB* superior al medido en el analizador de espectros funcionando como arriba se ha indicado, mientras que la potencia de señal no experimenta un incremento apreciable. El efecto de esta disminución de la relación señal ruido es drástica.

Papoulis [Papoulis, 80] describe el proceso de medida de frecuencia de una señal sin componente continua (la salida del módulo fotodetector no está acoplada en continua, como puede comprobarse en la tabla II.3) como una cuenta de cruces por cero. La tasa de cruces por cero λ_0 , en cruces por segundo, de una señal $x(t)$ se puede calcular como:

$$\lambda_0 = \frac{1}{\pi} \sqrt{\frac{R_x''(0)}{R_x(0)}} \quad (\text{II.34})$$

donde $R_x(\tau)$ es la función de autocorrelación de $x(t)$ y $R_x''(\tau)$ su segunda derivada. También se puede expresar a partir de la correspondiente densidad espectral de potencia de $x(t)$, $S_x(\omega)$:

$$\lambda_0^2 = \frac{1}{\pi^2} \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \omega^2 S_x(\omega) d\omega}{\int_{-\infty}^{\infty} S_x(\omega) d\omega} \quad (\text{II.35})$$

Trabajaremos con el caso de una señal sinusoidal normalizada, que presenta dos cruces por cero en cada período, a la que se suma un ruido blanco gaussiano aditivo paso bajo $n(t)$:

$$x(t) = \text{sen}(2\pi f_0 t) + n(t) \quad (\text{II.36})$$

$S_x(\omega)$ será igual la suma de los términos debidos a señal y ruido:

$$S_{\text{señal}}(\omega) = \frac{1}{4} [\delta(\omega - \omega_0) + \delta(\omega + \omega_0)] \quad (\text{II.37})$$

$$S_{\text{ruido}}(\omega) = \begin{cases} \frac{N_0}{2} & |\omega| \leq BW \\ 0 & |\omega| > BW \end{cases} \quad (\text{II.38})$$

donde BW es el ancho de banda del sistema. Al estar la señal sinusoidal normalizada en amplitud, se cumple la siguiente relación:

$$N_0 BW = \frac{1}{2 SNR} \quad (\text{II.39})$$

donde SNR es la relación señal a ruido.

La densidad de cruces por cero de la señal $x(t)$ será igual a:

$$\begin{aligned} \lambda_0^2 &= \frac{1}{\pi^2} \frac{\int_{-BW}^{BW} \omega^2 \left\{ \frac{N_0}{2} + \frac{1}{4} [\delta(\omega - \omega_0) + \delta(\omega + \omega_0)] \right\} d\omega}{\int_{-BW}^{BW} \left\{ \frac{N_0}{2} + \frac{1}{4} [\delta(\omega - \omega_0) + \delta(\omega + \omega_0)] \right\} d\omega} = \\ &= \frac{1}{\pi^2} \frac{\frac{BW^3}{3} N_0 + \frac{\omega_0^2}{2}}{BW N_0 + \frac{1}{2}} = \frac{1}{\pi^2} \frac{\frac{BW^2}{6 SNR} + \frac{\omega_0^2}{2}}{\frac{1}{2 SNR} + \frac{1}{2}} \end{aligned} \quad (\text{II.40})$$

Como se puede ver en la expresión (II.40), para valores pequeños de SNR el número de cuentas deja de depender de la frecuencia de la señal, tendiendo a un valor constante igual a $BW/\sqrt{3}\pi$. En la figura II.45 se ha representado la *tasa de cruces por cero por período*, esto es $\lambda_0 f_0$, para diferentes frecuencias de la señal sinusoidal en función de la relación señal a ruido, para un ancho de banda $BW = 100 \text{ MHz}$ y diferentes valores de frecuencia de señal. Este número debería ser igual a 2 en todo caso. Como puede apreciarse, esto sólo se produce para una relación señal a ruido superior a 20 dB . También se puede apreciar en la figura que son las frecuencias menores las más afectadas por el ruido, sobre todo si éstas son inferiores a 30 MHz .

Para frecuencias superiores a unos 50 MHz se da una situación falsament privilegiada, ya que la cuenta tiende a $2 \text{ cruces por período}$. Sin embargo se trata de una simple casualidad, ya que el valor límite de (II.40) para valores de SNR pequeñas coincide con el valor buscado.

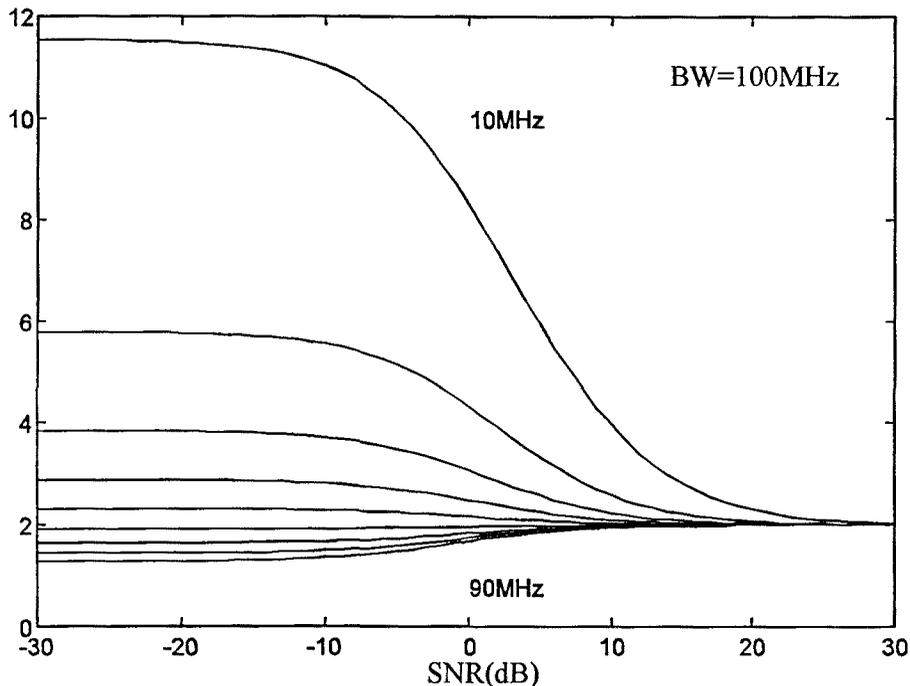


Figura II.45. Variación de la tasa de cruces por cero con la relación señal a ruido para $BW=100$ MHz y diferentes frecuencias [Mesalles, 98].

Una aparente solución podría ser alargar el tiempo de cuenta. Sin embargo al incrementarse éste, no sólo se incrementa el número de cruces por cero debidos a la señal, sino también los debidos al ruido.

Otro problema adicional es la aparición de componentes espectrales no deseadas de gran potencia, como la producida por el giro en la polarización de la luz del láser o la interferencia entre los modos longitudinales contiguos. Estas señales están fuera del ancho de banda de entrada pero, si los filtros empleados no tienen una elevadísima selectividad, aparecerán en la entrada al contador, falseando la medida.

5.2. SUBSISTEMA BUSCADOR DE PORTADORA.

Ya hemos visto que es posible identificar la frecuencia de la señal Doppler con relativa facilidad empleando un analizador de espectros, pero que no es posible hacerlo con un contador de frecuencia. La solución propuesta [Aguasca, 96] está inspirada en el funcionamiento del analizador de espectros y es una modificación de un concepto propuesto en las referencias [Kamas, 77] y [Mirsky, 78]: el medidor de frecuencia heterodino. Se trata de construir un analizador de espectros *ad hoc*, con un barrido ajustado a la banda de interés. Detectando los picos que se producen en la señal que correspondería a la salida de video del analizador de espectros y deteniendo el oscilador de barrido, será la frecuencia de este último la que será medida con un contador de frecuencia convencional. El diagrama lógico del subsistema construido aparece en la figura II.46.

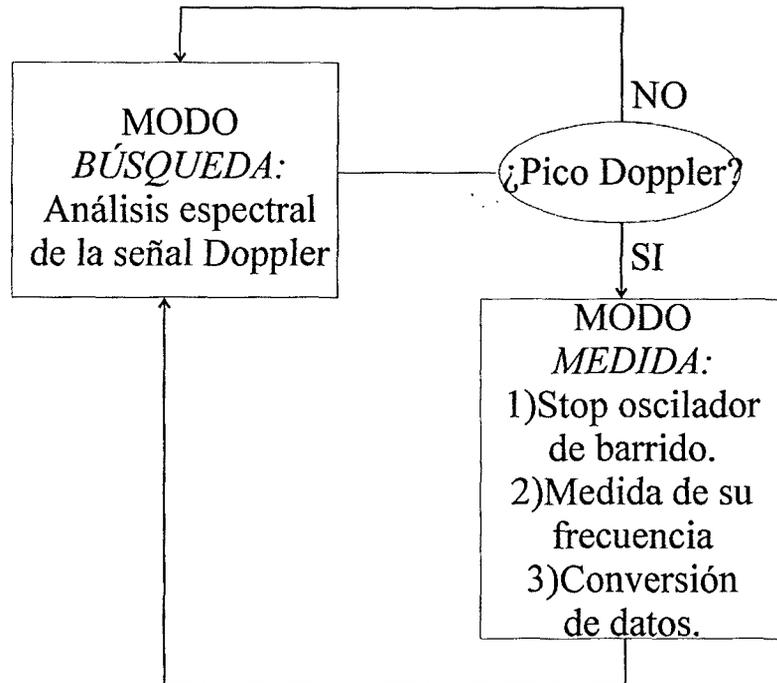


Figura II.46 Diagrama lógico del subsistema buscador de portadora [Mesalles, 98].

El subsistema presenta dos modos de funcionamiento: *búsqueda* y *medida*. En el modo *búsqueda*, el sistema analiza la señal Doppler, buscando la posición de su pico espectral. Al localizarlo, pasa al modo *medida*, en el que detiene el barrido del oscilador de análisis y procede a contar su frecuencia, que estará relacionada, obviamente, con la de la señal Doppler.

En la figura II.47 puede verse el esquema funcional del subsistema, del que nos ayudaremos para realizar una descripción algo más detallada del funcionamiento.

La señal Doppler (obtenida al detectar la mezcla óptica en el subsistema descrito en el capítulo II.4) se introduce en un bloque *analizador de espectros*. En el modo *búsqueda*, el oscilador de barrido del analizador es controlado externamente por un generador de onda triangular (NE566, que produce dos señales en fase: una triangular y otra cuadrada). Esto implica que el barrido frecuencial se hace en los dos direcciones: de valores menores a mayores y viceversa. La frecuencia de la señal del generador de barrido puede ser medida en un contador de frecuencia que, habitualmente, está inhibido.

Cuando en la señal de video del analizador de espectros aparece un pico, el biestable cambia su estado a "1", conmutando al modo *medida*, en el que producen varios efectos: el integrado de muestreo y retención retiene el valor correspondiente de la tensión de control del oscilador de barrido; se pone a cero el contador módulo-3, que cuenta semiperíodos de la señal triangular de control del barrido y se habilita el contador de frecuencia. En esta situación, y durante el intervalo de tiempo resultante de sumar el resto semiperíodo de la señal triangular y un período completo

de la señal, el contador de frecuencia mide la frecuencia del oscilador de barrido, que guarda una relación conocida con la de la señal Doppler.

Una vez transcurrido el intervalo descrito, el contador módulo-3 lanzará un pulso a la señal de *clear* del biestable, que volverá a su estado cero. En este punto se conmuta de nuevo al modo búsqueda y se reiniciará el barrido en frecuencia, en el sentido contrario de aquél en el que se produjo la detección del pico.

En el apéndice A.4 puede verse el esquema eléctrico del subsistema.

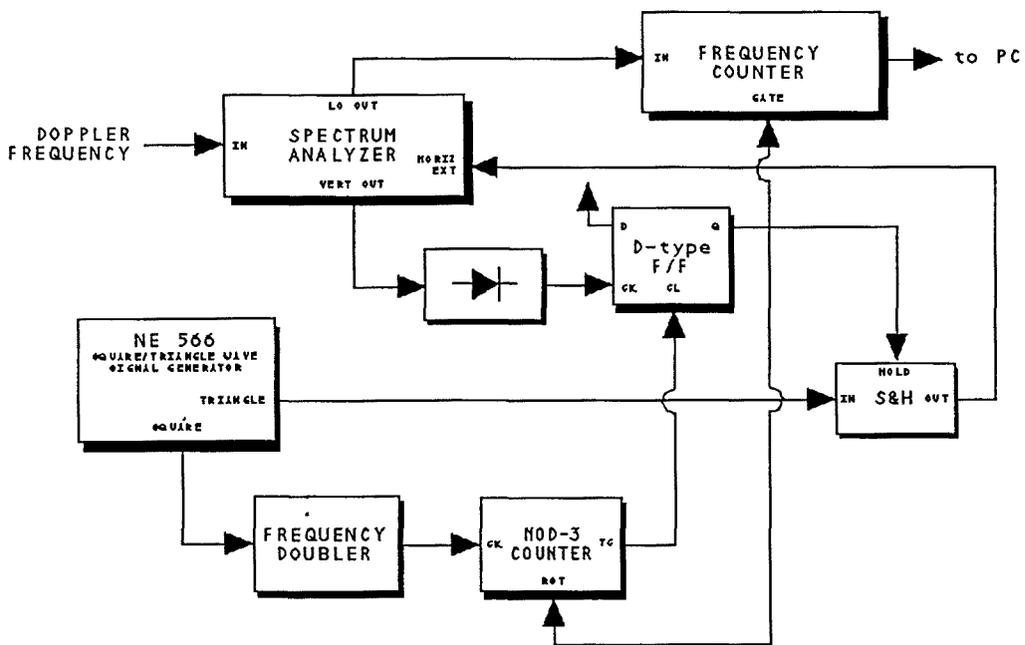


Figura II.47 Esquema funcional del subsistema buscador de portadora [Mesalles, 98].

En la figura II.48 pueden verse todas las señales implicadas en el control del subsistema buscador de portadora: la señal triangular y su correspondiente derivada (producidas ambas por el NE 566), una señal cuadrada de la misma frecuencia; esta última es doblada en frecuencia y llevada al contador módulo-3 que, consecuentemente, cuenta semiperíodos de la señal triangular; la señal “vert out” es el espectro de la señal eléctrica Doppler, en la que aparecen picos correspondientes a la señal detectada; estos picos paralizan el barrido en frecuencia para posibilitar la medida de ésta.

El proceso puede ser monitorizado en un osciloscopio en modo XY: la señal X será la triangular recortada por la aparición de los picos Doppler y la Y será la señal de video del analizador de

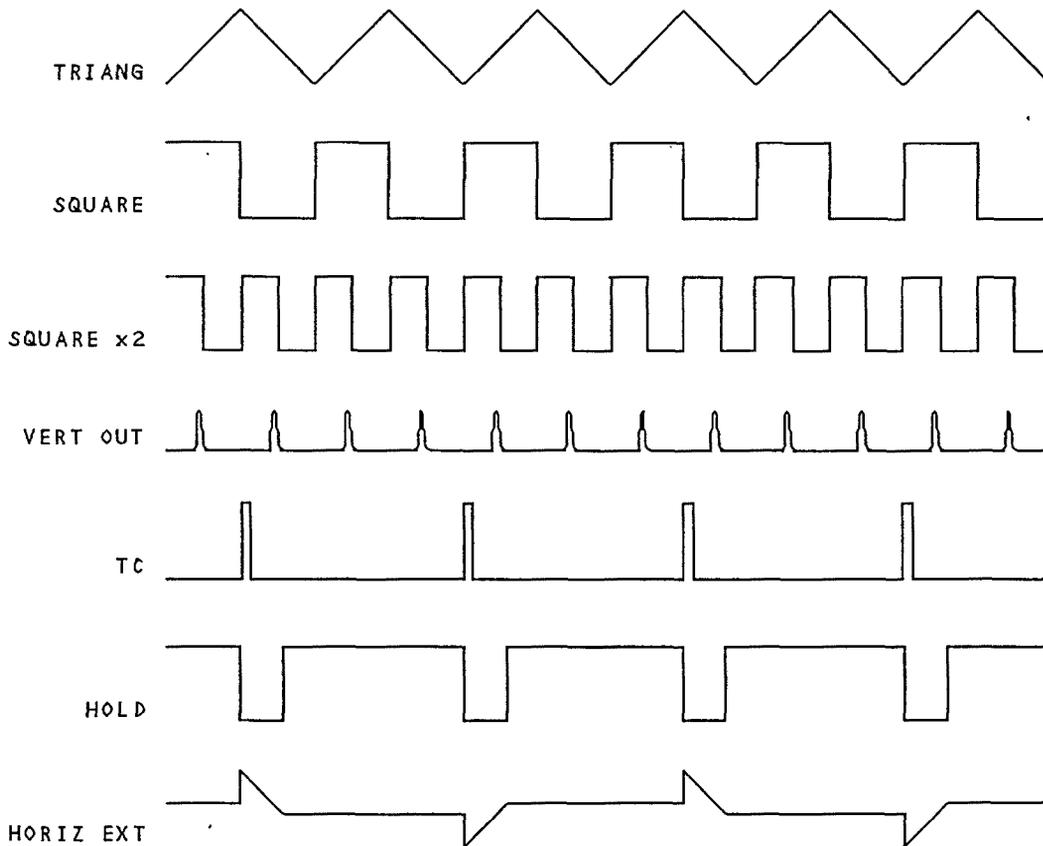


Figura II.48 Diagrama de tiempos de las señales de control del subsistema buscador de portadora.

espectros.

Las señales triangular y de control del VCO, así como la señal detectada a la salida del analizador de espectros, están accesibles a fin de poder monitorizar el comportamiento del sistema. Combinando ambas en un osciloscopio se puede obtener la presentación que correspondería a un analizador de espectros.

Para encontrar más detalles sobre la construcción del subsistema, puede consultarse la referencia [Mesalles, 98].

5.2.1. Bloque analizador de espectros.

El bloque analizador de espectros aparece descrito en la figura II.49. Como se puede apreciar trabaja con una frecuencia intermedia de 150 MHz . Al producirse una diferencia de este valor entre las frecuencias de la señal a la entrada y del oscilador de barrido, la señal de mezcla pasa por el filtro paso banda. Posteriormente esta banda de FI es trasladada a banda base mediante una nueva mezcla con un oscilador fijo a 150 MHz .

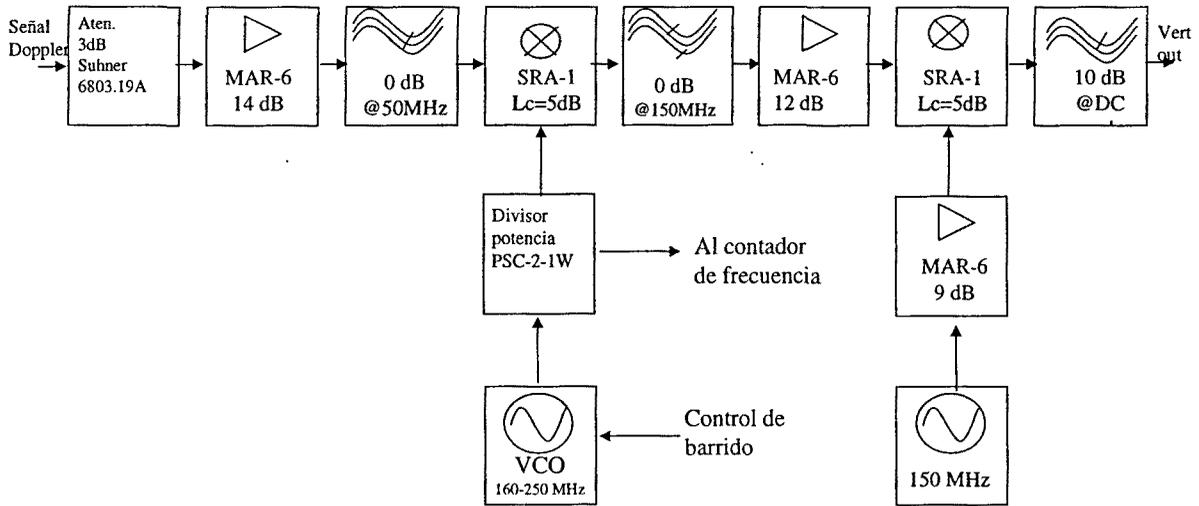


Figura II.49. Bloque analizador de espectros [Mesalles, 98].

Como se indica en el esquema, es la frecuencia del oscilador de barrido la que es contada. Esto implica que, entre la frecuencia de la señal Doppler, $f_{Doppler}$, y la correspondiente del VCO, f_{VCO} , hay una relación:

$$f_{Doppler} = f_{VCO} - 150 \text{ MHz} \quad (\text{II.41})$$

El ancho de banda de resolución RBW resultante del bloque analizador de espectros es el doble del del filtro paso bajo. El valor elegido es de $RBW = 600 \text{ kHz}$. Las razones para haber aumentado este valor respecto del valor empleado en las medidas incluidas en el capítulo II.4 son:

- Para velocidades altas, el ancho del pico Doppler llega a ser de hasta 1 MHz , como se aprecia, por ejemplo, en la figura II.39, con lo que gran parte de la potencia detectada quedaría fuera del ancho de banda de resolución.

- Reducir el retardo del filtro paso bajo, que impone un período mínimo de la señal triangular de barrido en frecuencia y, por tanto, la velocidad de renovación de información. El valor mínimo de este período de barrido, $T_{\Delta, \min}$, se puede calcular a partir de la expresión:

$$\frac{T_{\Delta, \min}}{2} = 5 \tau_{res} \frac{BW}{RBW} = \frac{5}{\pi} \frac{BW}{RBW^2} \quad (\text{II.42})$$

donde $5 \tau_{res}$ es el tiempo de establecimiento del filtro de resolución, BW es el ancho de banda total del sistema de medida y RBW es al ancho de banda de resolución equivalente paso banda. Para $BW = 100 \text{ MHz}$ y $RBW = 100 \text{ kHz}$ el período mínimo implica una frecuencia máxima de la señal de barrido de unos 30 Hz y la velocidad resultante de renovación de información sería de

unos 20 Hz, en el caso de que en todos los barridos sea detectado un pico Doppler.

Esta velocidad puede ser algo lenta para algunas aplicaciones, teniendo en cuenta que cada medida de frecuencia se realiza (como se describirá más adelante) en 0,5 ms. En el caso de trabajar en situaciones en las que la relación señal a ruido sea lo suficientemente alta, si se desea poder barrer más rápido, es posible aumentar el ancho de banda de resolución a un valor de unos 600 kHz, que nos lleva a un valor mínimo del período de la señal de barrido del orden de 1 ms, lo que a su vez implica una velocidad de renovación de información de unos 666 Hz. La ganancia global del bloque analizador de espectros es de 28 dB.

5.2.2. Bloque contador de frecuencia.

El esquema general del bloque contador de frecuencia puede verse en la figura II.50. Consta de un reloj de referencia, que contiene un oscilador a cristal a una frecuencia $f_{ref} = 2,018 \text{ MHz}$, que sirve de patrón de tiempos de todo el bloque.

El circuito generador de intervalos genera un pulso de duración 507,4 μs , equivalente a 1024 pulsos del reloj de referencia. Este intervalo será el tiempo de cuenta del sistema, que arranca al recibir del buscador de portadora la señal (*hold*) que indica que se ha detenido el barrido del oscilador por haberse localizado un pico Doppler.

El divisor de frecuencia (*prescaler*) recibe la señal del oscilador de barrido. Realiza una división por 10, aceptando a su entrada una señal sinusoidal de frecuencia máxima de unos 600 MHz. La salida tiene formato TTL, apta para atacar el contador.

El contador cuenta los flancos ascendentes de la señal procedente del *prescaler* durante el intervalo que la señal *gate* está activa, es decir, el marcado por el generador de intervalos. Su capacidad es de 14 bits, por lo que la frecuencia máxima observable es de 320 MHz, antes de ser dividida por el *prescaler*. Este valor marca las prestaciones máximas del contador de frecuencia.

Cuando concluye el intervalo de cuenta, se proporciona una señal al subsistema de adquisición que indica que la cuenta está lista para ser transferida.

En el apéndice A.5 puede verse el esquema eléctrico del bloque contador de frecuencia.

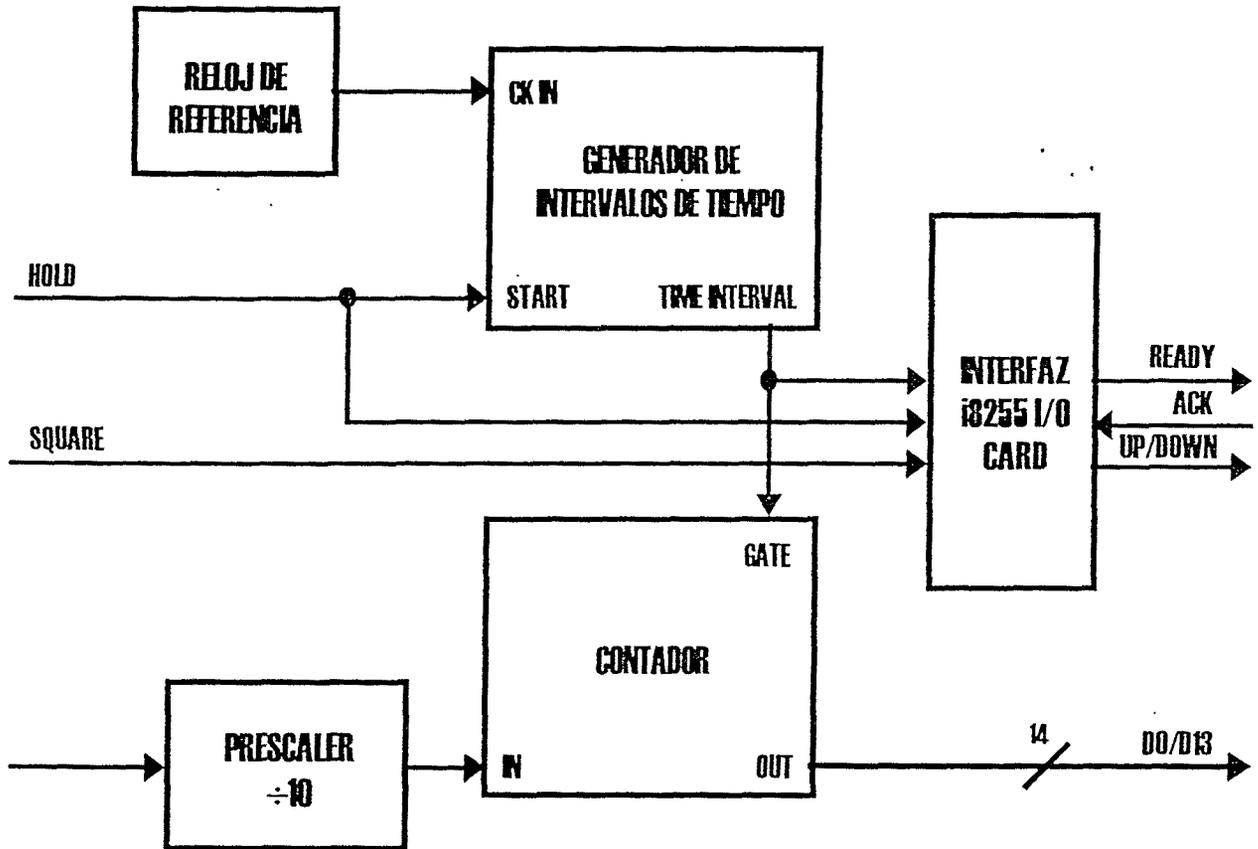


Figura II.50. Esquema funcional del bloque contador de frecuencia [Mesalles, 98].

5.3. ADQUISICIÓN, PROCESADO Y PRESENTACIÓN DE DATOS.

La adquisición de las medidas de frecuencia obtenidas se realiza mediante una tarjeta de propósito general, modelo FPC-024. Esta tarjeta está basada en el integrado 8255. Está conectada a un ordenador personal tipo *PENTIUM™* a 166 MHz, con 32 MB de memoria RAM.

La adquisición, procesado y presentación de las medidas se han realizado en entorno *LabView™*, de National Instruments. Este entorno permite realizar una programación gráfica de “instrumentos virtuales” que resultan de la integración de instrumentos reales, cuyas medidas son adquiridas, con instrumentos programados. En la figura II.51 puede verse la carátula de presentación al usuario. El programa realizado en *LabView™* se incluye en el apéndice A.6.

El proceso de adquisición de datos es muy sencillo: al concluir cada intervalo de cuenta, los puertos A2 y B2 de la tarjeta FPC-024 realizan la lectura del contador y el dato es archivado en una posición de memoria. Posteriormente se realiza su conversión a frecuencia y se le resta el valor de la frecuencia intermedia, de acuerdo con la siguiente expresión:

$$f_{medida} = 19707 N - 150 \cdot 10^6 \text{ (Hz)} \quad (\text{II.43})$$

donde N es el valor decimal de la cuenta.

El procesado básico de las medidas es descrito a continuación. Experimentalmente se ha comprobado que las medidas realizadas en los semiperíodos ascendentes de la señal triangular que controla el oscilador de barrido quedan por debajo de la frecuencia real, mientras que las realizadas en los semiperíodos descendentes quedan por encima. Esto podría provocar un sesgo en caso de que el número de lecturas procedentes de semiperíodos ascendentes y descendentes no coincidan. Esta situación puede producirse debido a que el buscador no “caza” en todos los barridos la portadora.

El sistema de presentación solicita al usuario el intervalo de tiempo en el que se desean hacer medidas. Durante este intervalo, el sistema opera alternativamente en los modos de *búsqueda* y *medida*, obteniendo lecturas que se van almacenando. Este intervalo, debido a las limitaciones propias del LabView™ no puede ser inferior a unos *50 ms*. El filtrado de las lecturas se realiza como sigue: se promedian las lecturas obtenidas en los semiperíodos ascendentes y descendentes por separado y luego se obtiene la media aritmética de ambos promedios, que es la lectura ofrecida al usuario.

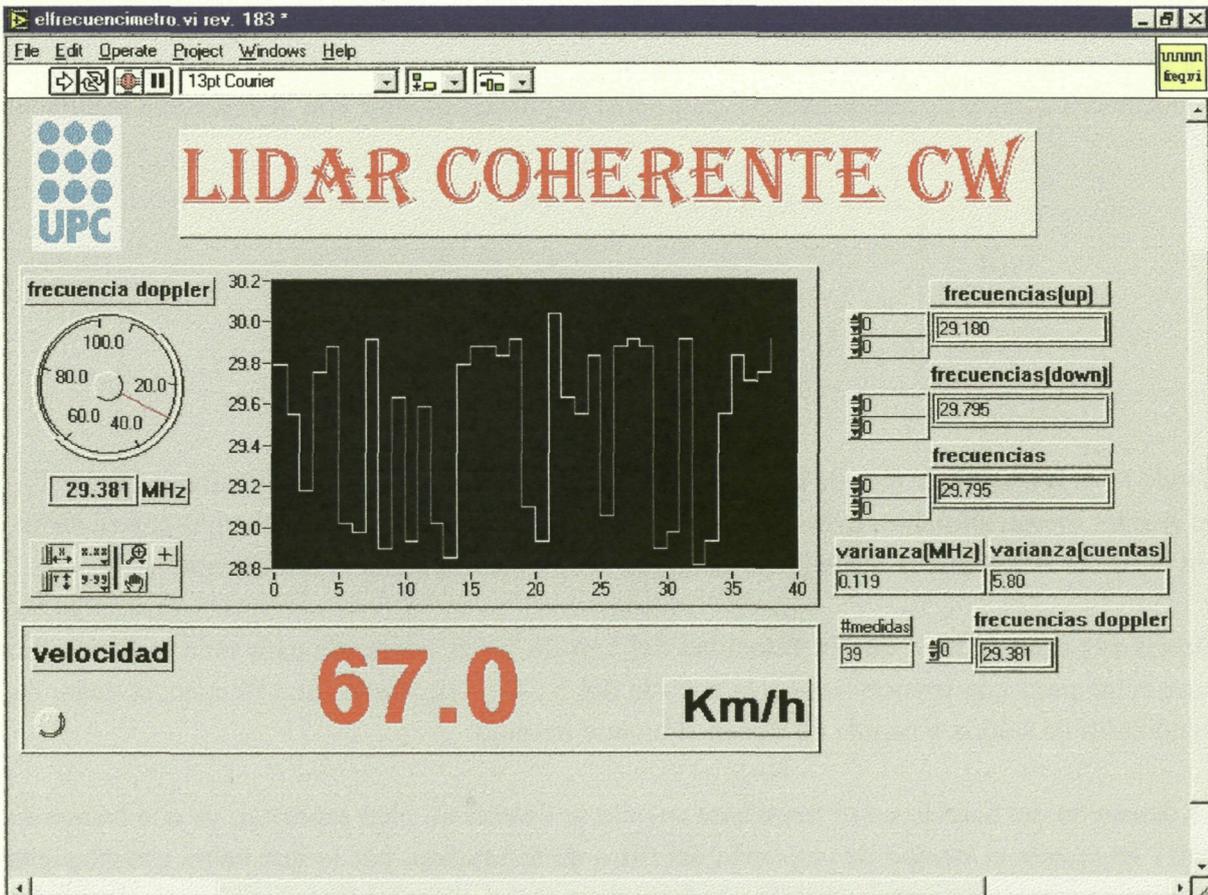


Figura II.51. Carátula de presentación al usuario.

A partir del número de medidas y del número de semiperíodos en modo *búsqueda* en que ha estado el sistema, se puede calcular la *probabilidad de detección* para un solo barrido en frecuencia, p_{d1} . La *probabilidad de detección del sistema*, P_{ds} , se obtiene, sin embargo, para el intervalo de medida descrito en el párrafo anterior, por lo que va asociada a un valor determinado del intervalo temporal. Para realizar una estimación de P_{ds} , se repite el proceso reiteradamente. De igual manera pueden estimarse la *probabilidad de falsa alarma* para un solo barrido frecuencial, p_{fal} , y la *probabilidad de falsa alarma del sistema*, p_{fas} , para el intervalo de medida elegido por el usuario.

Se presentan al usuario, asimismo, la distribución de las medidas obtenidas, así como la evolución temporal de la lectura proporcionada al usuario.

5.4. CALIBRACIÓN DEL SUBSISTEMA.

En la calibración del subsistema de adquisición y medida de frecuencia debemos buscar dos fuentes posibles de error sistemático: los retardos debido al filtro paso bajo, ya comentado, y al resto de elementos del buscador de portadora así como la no idealidad de la señal triangular de barrido en frecuencia. Intentaremos caracterizar esta última.

La señal triangular $v_{\Delta}(t)$ generada por el integrado NE 566 procede de la carga y descarga de un condensador a través de una resistencia. Esta señal se puede describir con la expresión siguiente:

$$v_{\Delta}(t) = \begin{cases} \frac{V_p}{2} t + V_p \tau \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}} \right) + V_{DC} & 0 \leq t < \frac{T_{\Delta}}{2} \\ -\frac{V_p}{2} (t - T_{\Delta}) + V_p \tau e^{-\frac{t - \frac{T_{\Delta}}{2}}{\tau}} + V_{DC} & \frac{T_{\Delta}}{2} \leq t < T_{\Delta} \end{cases} \quad (\text{II.44})$$

donde V_p es la tensión de pico de la oscilación, τ es la constante de tiempo del circuito RC y V_{DC} es el valor medio, ajustables todos estos según la velocidad y amplitud del barrido que se desee. En la figura II.XX puede verse la variación de la tensión triangular con el tiempo.

De (II.44) cabe deducir que la velocidad del barrido no es constante para toda la banda. En particular para una tensión dada a la entrada del VCO y, por tanto, una frecuencia dada, las pendientes de subida y bajada no tienen el mismo módulo.

La detención del barrido no es inmediata cuando se detecta un pico espectral, ya que hemos de tener en cuenta el tiempo de respuesta del filtro de resolución, por lo que habrá una pequeña desviación entre la frecuencia medida y la frecuencia real de la señal Doppler. Si las velocidades

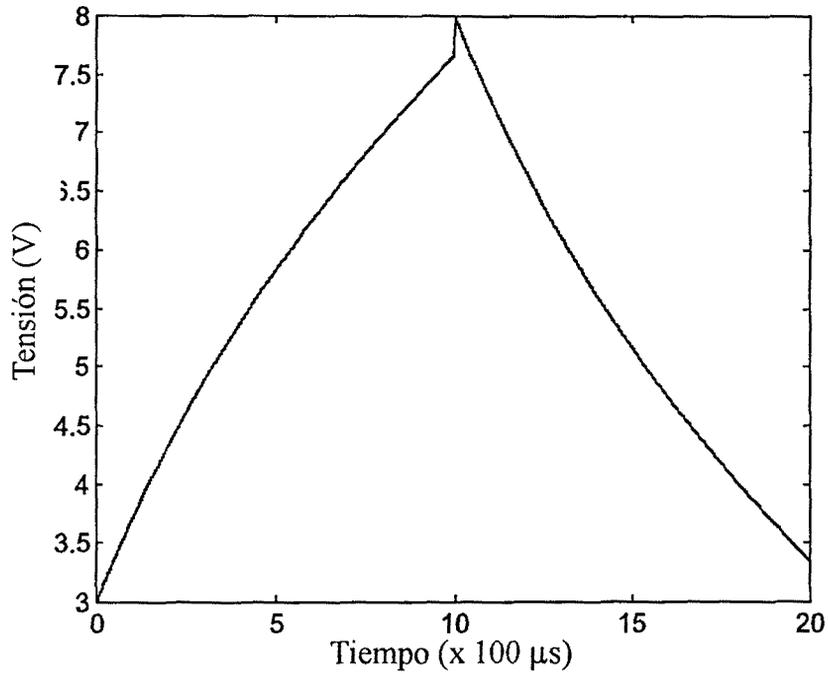


Figura II.52 Señal triangular de control del oscilador de barrido [Mesalles, 98].

de barrido fueran iguales a la subida y a la bajada, estos dos efectos se compensarían.

Vamos a calcular la diferencia en frecuencia Δf_{medida} debida a este retardo:

$$\Delta f_{medida} = \tau \frac{df_{vco}(t)}{dt} \tag{II.45}$$

Sabemos que $f_{vco}(t) = k_{vco} v_{\Delta}(t)$. La velocidad de variación de la frecuencia $\frac{df_{vco}(t)}{dt}$ se puede calcular como:

$$\frac{df_{vco}}{dt} = k_{vco} \times \begin{cases} \frac{V_p}{2} + V_p e^{-\frac{t}{\tau}} & 0 \leq t < \frac{T_{\Delta}}{2} \\ -\frac{V_p}{2} - V_p e^{-\frac{t - \frac{T_{\Delta}}{2}}{\tau}} & \frac{T_{\Delta}}{2} \leq t < T_{\Delta} \end{cases} \tag{II.46}$$

En la figura II.53 puede verse la variación de esta velocidad con el tiempo.

La diferencia de velocidad del barrido para una misma frecuencia entre la subida y la bajada se puede calcular como:

$$\begin{aligned} \Delta \frac{df_{VCO}}{dt}(t) &= \left| \frac{df_{VCO}(t)}{dt} \right| - \left| \frac{df_{VCO}(T_{\Delta} - t)}{dt} \right| = \\ &= k_{VCO} V_p \left(e^{-\frac{t}{\tau}} - e^{-\frac{T_{\Delta}-t}{\tau}} \right) \quad 0 \leq t < \frac{T_{\Delta}}{2} \end{aligned} \quad (II.47)$$

que aparece representada en la figura II.54.

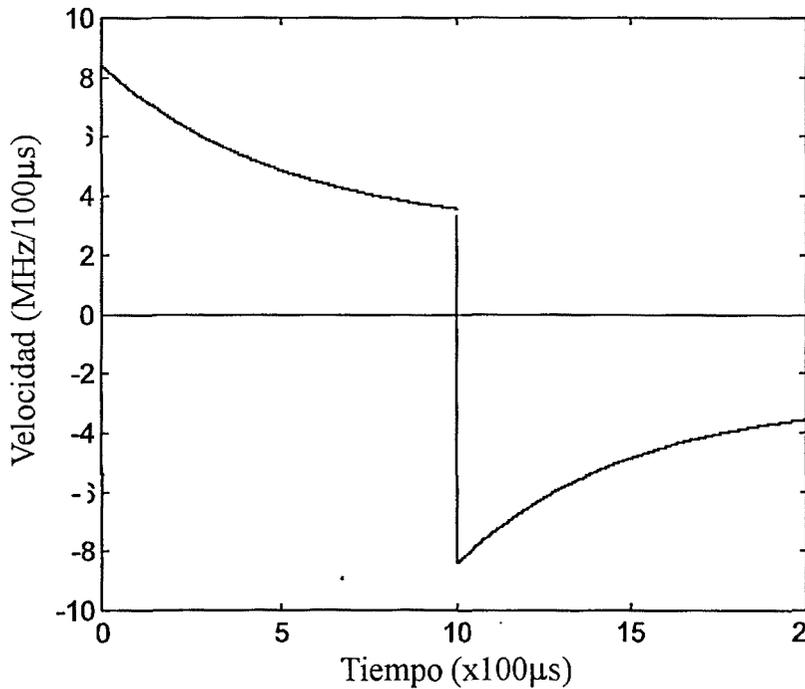


Figura II.53 Variación de la velocidad de barrido de frecuencia (en MHz/s) con el tiempo [Mesalles, 98].

El error que cometemos al atribuir al valor medido de frecuencia, f_{medida} , el valor medio entre los valores medidos en la subida f_u y en la bajada f_d , respecto del valor verdadero $f_{doppler}$ se puede escribir a partir de la expresión:

$$\begin{aligned} f_{medida} &= \frac{f_u + f_d}{2} = \frac{f_{doppler} + \Delta f_u + f_{doppler} + \Delta f_d}{2} = \\ &= f_{doppler} + \frac{\Delta f_u + \Delta f_d}{2} = f_{doppler} + \epsilon \end{aligned} \quad (II.48)$$

donde Δf_u y Δf_d son los errores cometidos en la subida y en la bajada y ϵ el error global, que se puede calcular como:

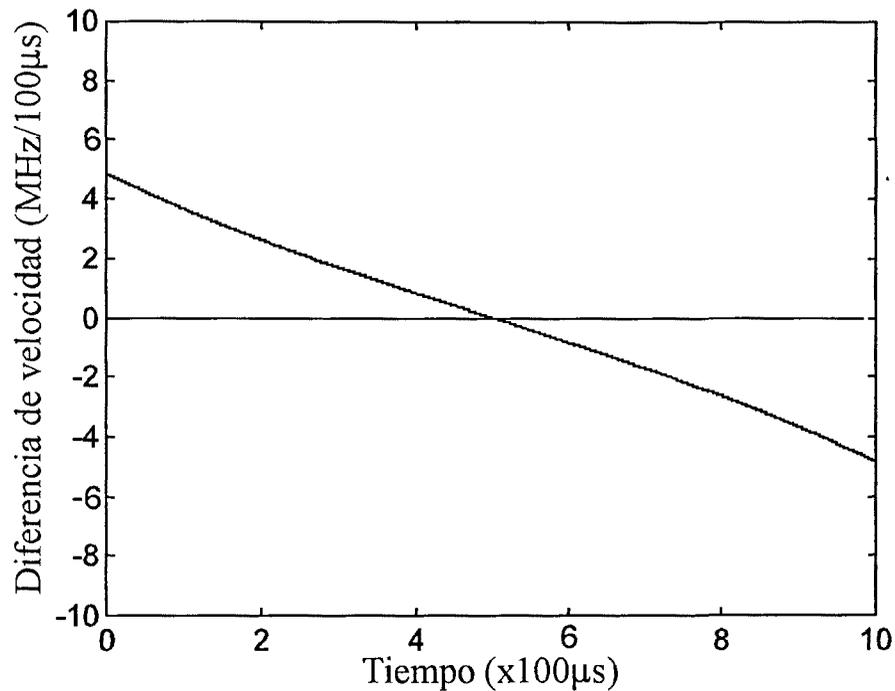


Figura II.54 Diferencias entre velocidad de subida y bajada frente al tiempo [Mesalles, 98].

$$\epsilon = \tau \Delta \frac{df_{vco}(t)}{dt} = \tau k_{vco} V_p \left(e^{-\frac{t}{\tau}} - e^{-\frac{\frac{T_{\Delta}-t}{2}}{\tau}} \right) \quad 0 \leq t < \frac{T_{\Delta}}{2} \quad (\text{II.49})$$

Intentaremos ajustar esta curva a partir de medidas realizadas en el laboratorio. Para ello supondremos que hay una correspondencia unívoca entre la variable t y la frecuencia f y que por lo tanto el error, en función de la frecuencia se puede expresar mediante la expresión siguiente:

$$\epsilon(f) = C e^{-\frac{f}{\sigma}} - C e^{-\frac{F-f}{\sigma}} \quad 0 \leq f < F \quad (\text{II.50})$$

donde C , σ y F son parámetros a determinar minimizando la diferencia cuadrática media $(\epsilon(f) - \epsilon_{med}(f))^2$ entre el error calculado y el medido. La obtención de los valores más adecuados de los parámetros de la curva se ha realizado a partir de medidas del sistema de frecuencias conocidas y empleando la rutina *leastsq* de la TOOLBOX™ de optimización de MATLAB™. Las medidas realizadas son las que aparecen en la tabla II.7.

De los resultados de la ejecución de la rutina *leastsq* se obtienen los siguientes valores:

$$C = 0,5339 \text{ MHz}$$

$$\sigma = 46,3230 \text{ MHz}$$

$$F = 106,4118 \text{ MHz}$$

La curva de calibración queda, por tanto, con la siguiente expresión:

$$\epsilon(f) = 0,5339 \text{ MHz} e^{-\frac{f}{46,3230 \text{ MHz}}} - 0,5339 \text{ MHz} e^{-\frac{106,4118 \text{ MHz} - f}{46,3230 \text{ MHz}}} \quad (\text{II.51})$$

con $0 \leq f \leq 106,4118 \text{ MHz}$. Esta curva ha sido representada en la figura II.55. Hay que destacar que este ajuste sólo es válido para el barrido indicado en frecuencia, que es el más habitual, ya que cubre todo el espectro de interés.

Frecuencia Generada (MHz)	Frecuencia Medida (MHz)
20,000	20,243
25,000	25,219
30,000	30,212
35,000	35,164
40,000	40,097
45,000	45,010
50,000	49,988
55,000	54,970
60,000	59,960
65,000	64,956
70,000	69,904
75,000	74,830
80,000	79,788
85,000	84,756
90,000	89,684
95,000	94,636
100,000	99,622

Tabla II.7. Medidas para calibración del buscador de portadora.

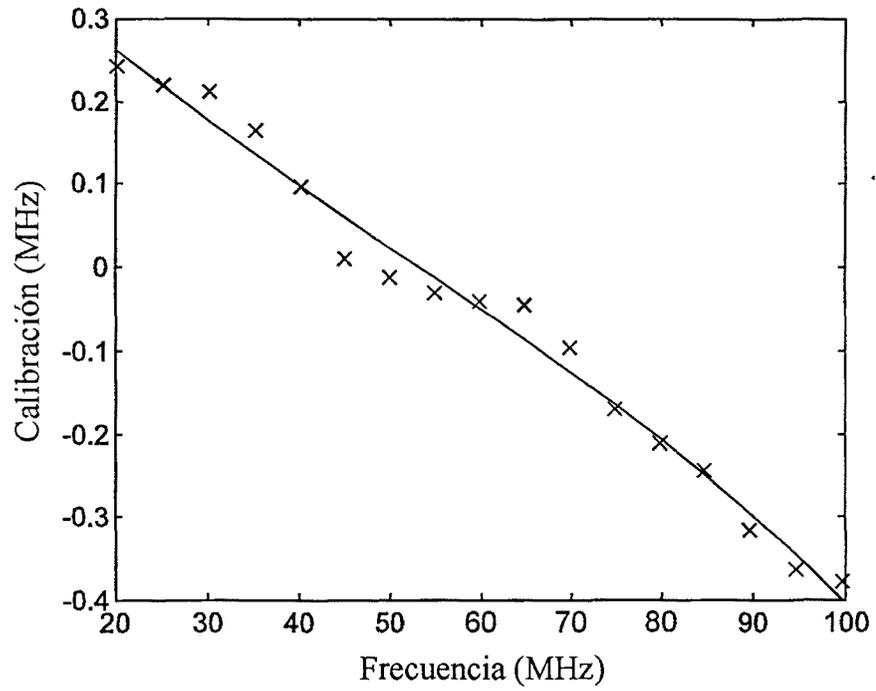


Figura II.55 Curva de calibración $\epsilon(f)$ y valores medidos $\epsilon_{med}(f)$ [Mesalles, 98].

6. Medidas Sistemáticas y Análisis de los Resultados.

En este capítulo se presentan las medidas sistemáticas realizadas con el prototipo lidar coherente de laboratorio descrito en esta parte del trabajo, empleando asimismo el subsistema de adquisición y medida de frecuencia. Todas ellas se han llevado a cabo empleando el láser SIEMENS que es el que proporciona un mejor resultado, como se ha podido comprobar en el capítulo II.4.

La estructuración del capítulo responde a diferentes aspectos previamente señalados. Primero se presentan las medidas obtenidas con el blanco rotatorio y posteriormente las del blanco lineal. Dentro de las medidas correspondientes a cada uno de los blancos, se presentan medidas para tres velocidades, correspondientes a los valores extremos y medio de tensión de alimentación de los motores que los mueven. En concreto, se ha elegido realizar medidas para tensiones de alimentación de 3,5, 9 y 12 V. Estas medidas se han realizado en un margen de distancias que varían desde 1 m hasta el alcance máximo del sistema (diferente en cada ocasión). Asimismo se ha variado el ángulo de incidencia sobre la superficie móvil de los blancos y se presentan medidas realizadas a 30, 45 y 60°. Como ya se comentó en el apartado II.4.5 de medidas preliminares,

estos valores son *nominales*; un desajuste del eje del haz transmitido hace que el ángulo de incidencia real no pueda ser medido con precisión. Intentaremos, a partir de las medidas de velocidad obtenidas, estimar este error de ángulo.

Con el fin de cuantificar la tolerancia en distancia del sistema, se han realizado medidas con el blanco "enfocado", esto es con la cintura del haz transmitido situada sobre su superficie, y con el blanco desplazado de esta posición una distancia, acercándolo y alejándolo del lidar, del orden de magnitud del valor calculado en el apartado II.4.4. Se debe señalar que la tolerancia calculada en ese apartado estaba definida con un criterio de relación señal a ruido. En las medidas presentadas en este capítulo comprobaremos la influencia de esa tolerancia en las prestaciones del sistema completo.

El procedimiento por el cual se han realizado las medidas es el que se describe a continuación. Tal y como se indicó en el capítulo II.5 cada *medida individual* (las que son presentadas al usuario y aquí) procede de un promedio entre *medidas elementales* (las sucesivas cuentas de frecuencia). Este promedio se realiza siempre, debido al sesgo que experimentan las medidas elementales según hayan sido obtenidas cuando el buscador de portadora barre desde frecuencias menores a mayores o en sentido contrario. Este sesgo se puede apreciar en el histograma de la figura II.56, en la que se han representado las medidas elementales obtenidas con el blanco giratorio a velocidad constante. En este histograma se han descartado medidas espurias que aparecen por encima de *100 MHz*, asociadas a picos espectrales de ruido a altas frecuencias. Este promediado permite, además, presentar al usuario cada cierto tiempo una medida fiable de velocidad.

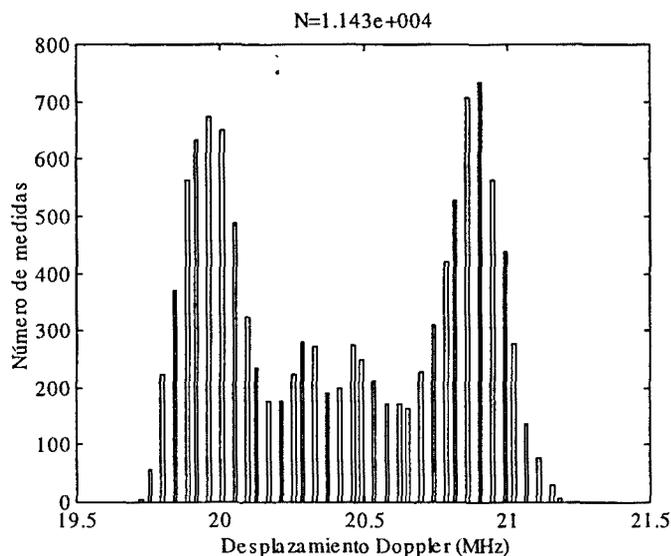


Figura II.56. Histograma de las medidas elementales obtenidas con el blanco giratorio a una tensión de 3,5 V. Número total de medidas: N=11430.

El procedimiento de promediado es como sigue:

- Se adquieren medidas elementales a lo largo de un cierto intervalo de observación (se han empleado intervalos de 50, 100 y 500 ms y de 1 s).
- Se agrupan según hayan sido obtenidas en barridos crecientes o decrecientes.
- Se calcula la media de cada uno de los grupos anteriores.
- Se promedian los dos valores obtenidos en el paso anterior.

En el caso de que en un intervalo dado:

- no se haya obtenido ninguna medida ;
- alguno de los grupos (medidas en barrido creciente/decreciente) esté vacío

el promedio resultante (y por lo tanto el dato) se denota con un *NaN* (*not a number*) y se considera que no ha habido detección de velocidad.

Las medidas individuales se han repetido un número estadísticamente relevante de veces, lo cual nos ha permitido obtener histogramas de éstas, así como estimar *probabilidades de detección* en cada caso. Se ha definido una *probabilidad de detección* (P_d) como el complemento a 1 de la probabilidad de que en el intervalo de observación no haya habido detección de velocidad según los criterios enunciados más arriba. Así, la probabilidad de detección presentada se ha estimado como el cociente entre el número de medidas consideradas correctas (no descartadas) entre el número total de intervalos de observación empleados en cada caso. Se trata por tanto de una probabilidad de detección definida en función de la cantidad de información que se puede mostrar al usuario del sistema.

También han sido descartadas las medidas individuales que se encuentran a más de 2 MHz de la moda estadística. Estas medidas se consideran detecciones erróneas, fuera de rango. Son consecuentemente descontadas en el momento de calcular la probabilidad de detección. En la figura II.57 pueden verse varios histogramas que incluyen medidas descartadas. Como se aprecia, se hace muy difícil distinguir la distribución de las medidas obtenidas, por estar concentradas en su mayoría en intervalos reducidos, mientras que la cantidad de medidas situadas fuera de estos intervalos es despreciable.

La misma figura II.57 nos sirve para describir la forma de presentar los resultados. Cada figura corresponde a una situación concreta de distancia al blanco, ángulo de incidencia, velocidad y tolerancia de distancia. Las dos primeras aparecen denotadas tal cual en la leyenda de la figura. La velocidad está determinada por la tensión de alimentación del motor, ya sea del blanco rotatorio o del lineal. No se dispone de un instrumento que nos permita medir simultáneamente

a la medida con lidar la velocidad angular del motor por otro procedimiento. En el caso del blanco rotatorio, la velocidad angular ha sido medida empleando un dispositivo contador de vueltas que, sin embargo, no permite una monitorización en tiempo real de las medidas realizadas con el lidar. Los resultados de esta medida para el blanco rotatorio se recogen en la tabla II.8. Como se puede apreciar para 12 V (tensión nominal de alimentación del motor) no se consiguen las 2 000 r.p.m. prometidas por el fabricante, seguramente debido al elevado valor del momento de inercia del disco y la superficie cilíndrica que constituyen el blanco rotatorio

Los valores de *tolerancia* en distancia corresponden a desplazamientos del blanco respecto de la posición óptima, en una cantidad dada por los valores teóricos obtenidos en apartado 4.4. Un valor positivo implica mayor distancia al blanco y uno negativo menor distancia al blanco que cuando éste está en la posición óptima. No siempre ha sido posible mantener la operatividad del sistema para estos valores de tolerancia y así en algunos casos, sobre todo para intervalos de observación cortos, no se ha obtenido ninguna medida, lo que se ha reflejado en una ausencia del histograma correspondiente (ver por ejemplo las figuras II.69, II.74, II.80 y II.83).

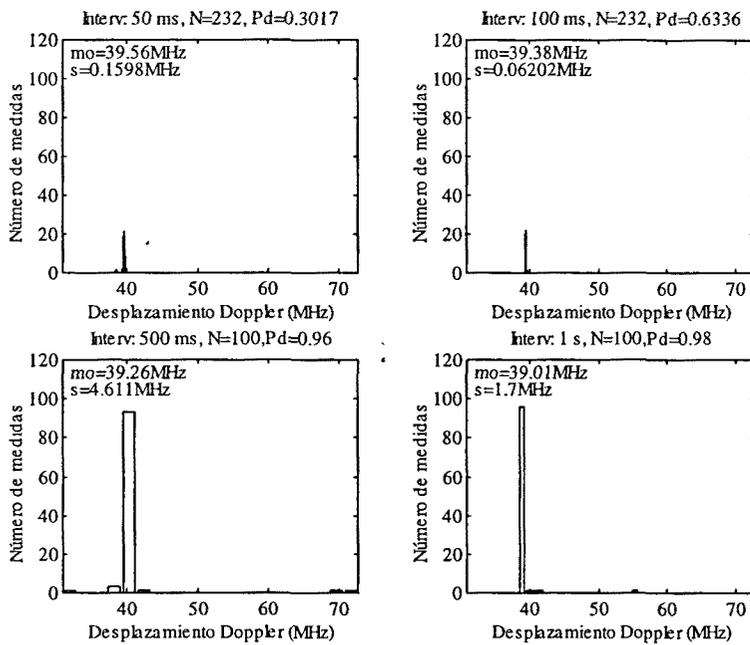


Figura II.57. Histogramas que incluyen medidas descartadas, correspondientes a las presentados en la figura II.64. Distancia al blanco: 3 m; ángulo: 60°; tensión motor: 3,5 V; tolerancia: 0.

Cada uno de los histogramas de cada figura incluye una leyenda donde aparece el intervalo de observación (*Interv*), el número total de intentos de realizar medidas individuales realizadas (*N*), y la probabilidad de detección (*Pd*) estimada. Se agrupan de cuatro en cuatro, correspondiendo cada uno a un intervalo de observación diferente para una situación idéntica de distancia al blanco, tolerancia respecto del punto de enfoque (ver apartado II.4.4), ángulo de incidencia y velocidad del blanco.

Tensión motor	Velocidad angular
3,5 V	390 r.p.m.
9 V	960 r.p.m.
12 V	1410 r.p.m.

Tabla II.8. Velocidad angular medida del blanco rotatorio en función de la tensión de alimentación del motor.

Igualmente se incluyen en las leyendas de los histogramas los valores de media (m) y desviación típica (s) estimados a partir de los datos presentados. En el caso de los histogramas de la figura II.57 se presenta, en lugar de la media, la *moda* (mo), ya que hemos considerado que se trata de un estadístico más adecuado en una distribución con valores fuera de rango como ésta.

En ocasiones se producen variaciones en los valores típicos de velocidad para situaciones a priori idénticas. Esto es debido a que el montaje de laboratorio no garantiza la repetitividad en el ajuste de la posición del blanco, tanto en su distancia al sistema lidar como en el ángulo de incidencia.

6.1. MEDIDAS CON EL BLANCO ROTATORIO.

Con las medidas realizadas con el blanco rotatorio pretendemos caracterizar el comportamiento del sistema, tanto en las situaciones más favorables, como en las extremas. Las características y el comportamiento del blanco rotatorio ya han sido descritos en los capítulos II.3 y II.4.

Se presentan medidas a distancias de 3 m, 6 m y 7 m a velocidad constante. Se puede considerar que la primera es una distancia a la cual el sistema está plenamente operativo. La segunda, 6 m, es la máxima distancia para la cual el sistema es capaz de funcionar razonablemente dentro de los márgenes de tolerancia previstos (± 80 cm) si bien en algún caso (sobre todo para intervalos de observación de 50 ms) las prestaciones se reducen notablemente. A la tercera distancia considerada, 7 m, solamente se han conseguido mantener las prestaciones del sistema si el blanco se encuentra en la posición de la cintura del haz, reduciéndose drásticamente aquéllas al apartar el blanco de esta posición.

Se presentan también las medidas obtenidas con el blanco rotatorio variando su velocidad dinámicamente.

6.1.1. Medidas a velocidad constante a 3 m.

Las medidas realizadas a velocidad constante a 3 m de distancia aparecen recogidas en las figuras II.58 a II.69. Según los cálculos del apartado II.4.4., la tolerancia en distancia para este caso es del orden de unos 50 cm, para velocidades altas. De acuerdo con este cálculo, el blanco se ha desplazado respecto de la posición óptima hasta 30 cm en ambos sentidos, manteniéndose las

prestaciones del sistema para casi todos los casos.

Las figuras II.58 a II.60 incluyen medidas realizadas con un ángulo de incidencia de 30° , cuando el motor del blanco rotatorio es alimentado a 3,5 V. Puede observarse cómo la probabilidad de detección, de acuerdo con la definición anterior, se mantiene en valores muy aceptables (el valor estimado es la unidad) para intervalos de observación largos (500 ms y 1 s), incluso en posiciones desplazadas de la óptima (figuras II.59 y II.60). Sin embargo para intervalos de observación cortos (50 y 100 ms), la estimación de probabilidad de detección cae aproximadamente a la mitad al separar el blanco de la posición óptima.

En todas las figuras se puede apreciar un efecto de disminución de la media de la distribución obtenida al incrementar el intervalo de observación. Hemos atribuido esta deriva al menor peso relativo para intervalos largos de *medidas elementales* fuera de rango.

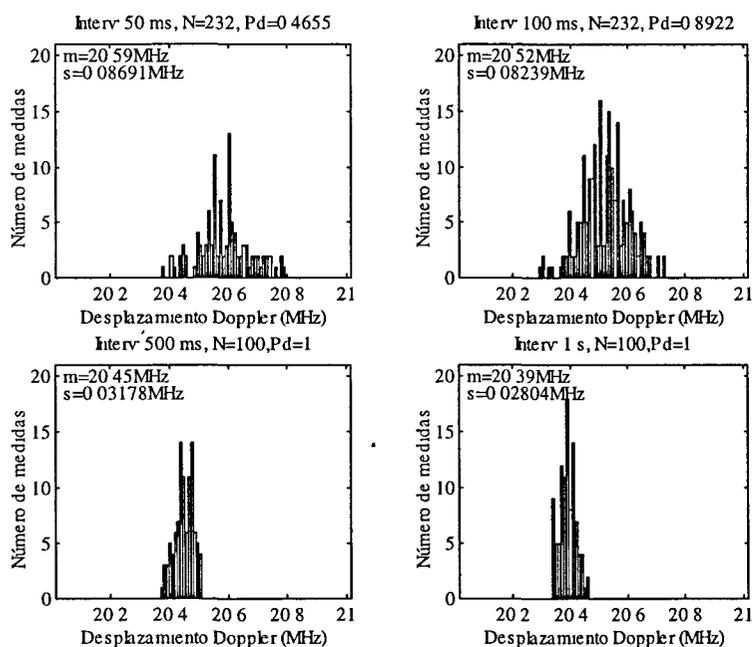


Figura II.58. Histogramas correspondientes a: Distancia: 3 m; Ángulo: 30° ; Tensión motor: 3,5 V; tolerancia: 0.

Se debe destacar el pequeño valor de desviación típica (mejor que 0,1 MHz para todos los intervalos) de la distribución de las medidas obtenidas, que nos permite resolver variaciones en la velocidad del blanco que impliquen cambios en el desplazamiento Doppler de tan sólo algunas décimas de MHz, correspondientes a incrementos de velocidad radial inferiores a 5 cm/s.

El valor calculado de desplazamiento Doppler, Δf_{Dopp} , para esta situación es de:

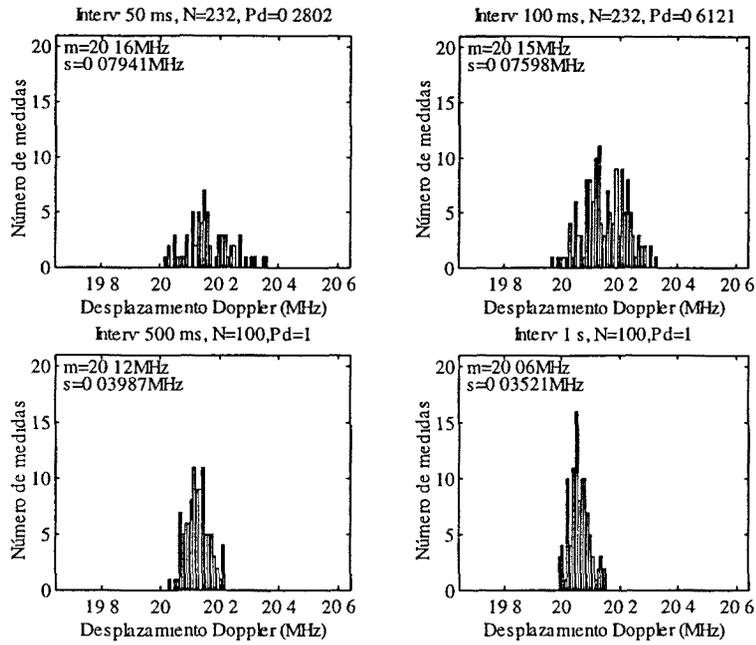


Figura II.59. Histogramas correspondientes a: Distancia: 3 m; Ángulo: 30°; Tensión motor: 3,5 V; tolerancia: +15 cm.

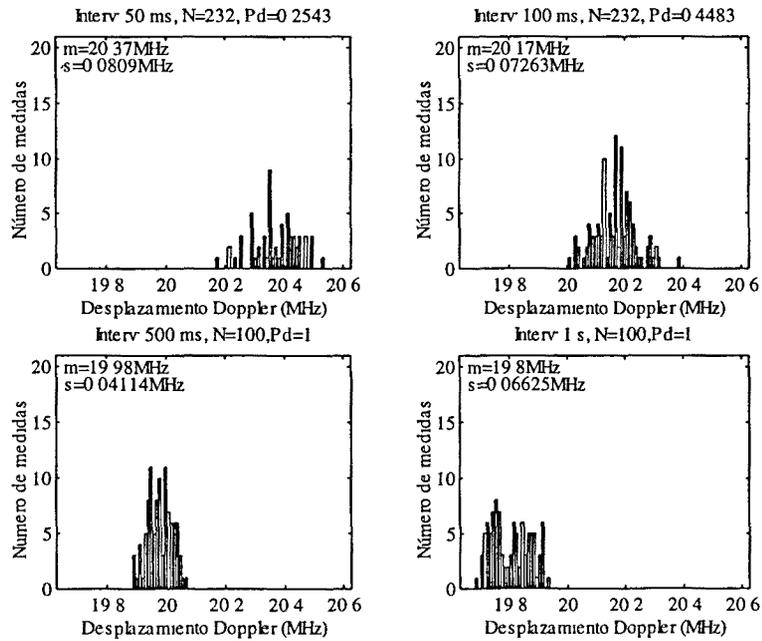


Figura II.60. Histogramas correspondientes a: Distancia: 3 m; Ángulo: 30°; Tensión motor: 3,5 V; tolerancia: -25 cm.

$$\Delta f_{Dopp} = 2 \frac{v_r}{\lambda_0} = 2 \frac{\Omega r \sin\varphi}{\lambda_0} = 2 \frac{\frac{390}{60} \text{ Hz } 2 \pi 0,25 \text{ m } \sin 30^\circ}{633 \cdot 10^{-9} \text{ m}} = 16,13 \text{ MHz} \quad (\text{II.52})$$

donde:

- v_r : componente radial de la velocidad del blanco;
- λ_0 : longitud de onda de la portadora;
- Ω : pulsación de rotación del blanco;
- r : radio del blanco rotatorio;
- φ : ángulo de incidencia.

El valor medio de desplazamiento Doppler medido se sitúa en el entorno de los 20 MHz , que supone una variación del orden de un 25% más respecto del valor calculado. Atribuyendo esta diferencia al error en la determinación del ángulo de incidencia, podemos considerar que el valor real de éste es de unos $38,5^\circ$.

En las figuras II.61 a II.63 se presentan los histogramas de las medidas obtenidas cuando, respecto de la situación anterior, la alimentación del motor del blanco es elevada hasta 12 V . La primera diferencia observable respecto de las tres anteriores es el incremento en la desviación típica de las medidas obtenidas, si bien no en la medida que cabría esperar por el incremento de la velocidad del blanco (del orden del 480%). Esto nos lleva a pensar que estos valores de dispersión son debidos, fundamentalmente al proceso de adquisición de medidas

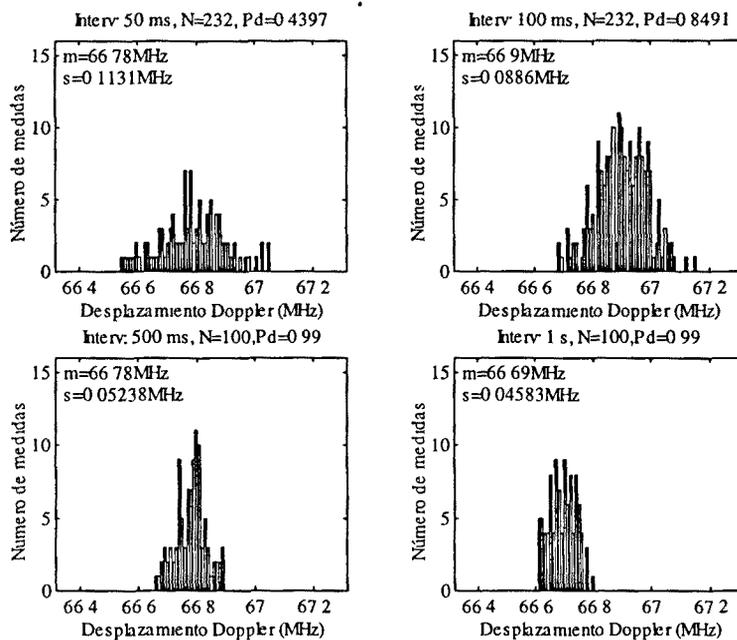


Figura II.61. Histogramas correspondientes a: Distancia: 3 m ; Ángulo: 30° ; Tensión motor: 12 V ; tolerancia: 0 .

En los histogramas de la figura II.62 se aprecia una caída drástica de la probabilidad de detección para intervalos de observación de 50 y 100 ms, debida a la variación en la posición del blanco respecto de la posición óptima, que lo aleja del lidar. Hemos atribuido esta caída al mayor ancho de banda de la señal Doppler detectada (ver apartados I.5.5 y I.4.5), que resulta en una disminución de su densidad espectral de potencia. En esta situación el sistema es claramente no operativo y en sucesivas medidas se ha reducido la velocidad máxima del blanco a la que corresponde a una tensión de alimentación de 9 V. Cabe recordar en este punto que la tolerancia en distancia del sistema es pequeña a distancias cortas, creciendo con la distancia.

Para esta situación, el desplazamiento Doppler esperado es:

$$\Delta f_{Dopp} = 2 \frac{\frac{1300}{60} \text{Hz} \cdot 2 \pi \cdot 0,25 \text{ m} \cdot \text{sen}30^\circ}{633 \cdot 10^{-9} \text{m}} = 53,7 \text{ MHz} \quad (\text{II.53})$$

lo que, comparado con el valor medio de las medias obtenidas (entre 66,5 y 67 MHz) supone que el ángulo de incidencia real, para la situación en que el blanco está en la posición óptima, vuelve a ser de 38,5° y algo menor para las posiciones desenfocadas.

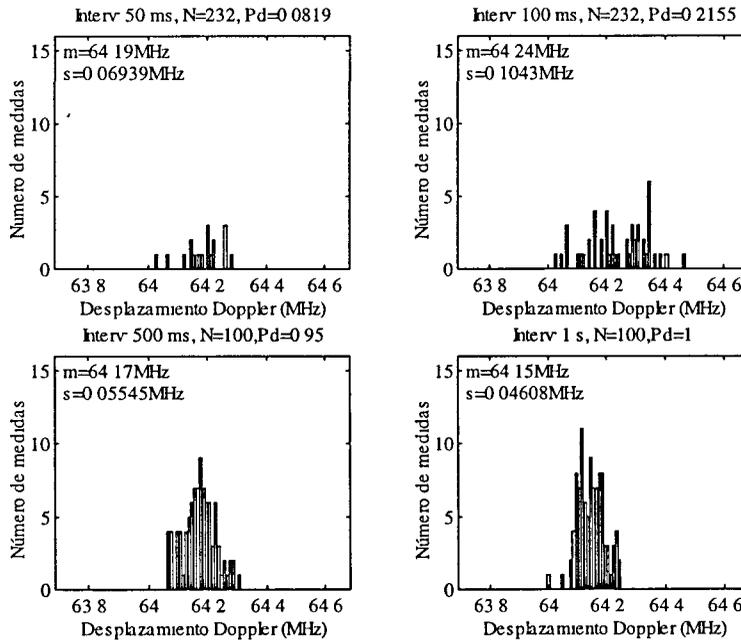


Figura II.62. Histogramas correspondientes a: Distancia: 3 m; Ángulo: 30°; Tensión motor: 12 V; tolerancia: +15 cm.

En los histogramas de las figuras II.64 a II.69 se han repetido las medidas anteriores para el caso de que el ángulo de incidencia sea de 60°. Así en las figuras II.64 a II.66 se presentan las medidas para baja velocidad (tensión del motor de 3,5 V) y en las II.67 a II.69 las medidas a alta velocidad (que en este caso ha correspondido a una tensión del motor de 9 V).

De manera genérica puede decirse que las probabilidades de detección disminuyen para intervalos de observación cortos en todas las situaciones medidas, comparados con sus correspondientes a 30° , si bien aún se mantiene dentro de los márgenes de operatividad del sistema, para el blanco situado en la posición óptima.

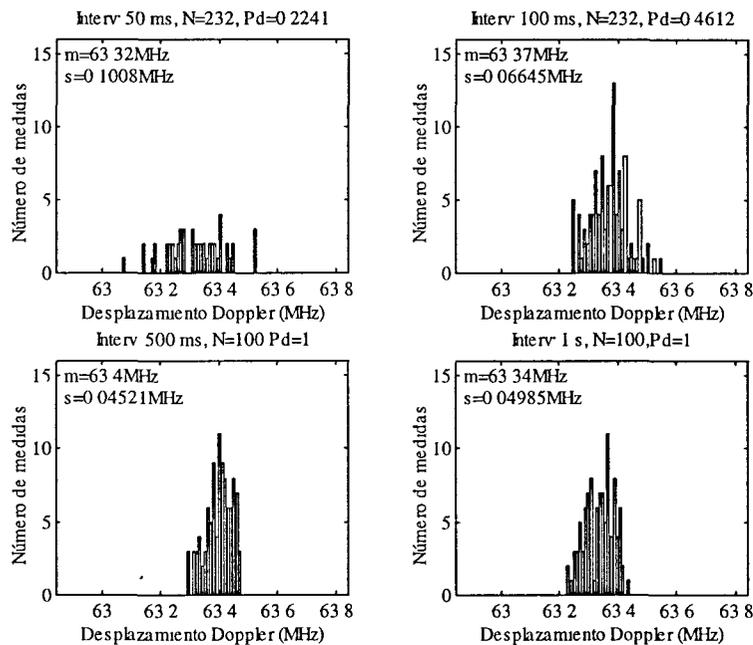


Figura II.63. Histogramas correspondientes a: Distancia: 3 m; Ángulo: 30° ; Tensión motor: 12 V; tolerancia: -25 cm.

Sin embargo se debe destacar la menor tolerancia en distancia del sistema cuando funciona con un ángulo de incidencia de 60° : en todos los casos se ha apartado el blanco de la posición óptima distancias similares a las recogidas en las leyendas de las figuras II.59, II.60, II.62 y II.63, pero la caída de la probabilidad de detección es muy grande, sobre todo para intervalos de observación cortos. Hemos atribuido esta menor tolerancia en distancia para $\varphi=60^\circ$, prevista en la figura II.30, a la disminución de la reflectividad del blanco y, por tanto, de la potencia de la señal Doppler recibida. Estos bajos valores de probabilidad comprometen la operatividad del sistema, tanto que en la situación recogida en la figura II.69 no ha sido posible conseguir ninguna medida cuando el intervalo de observación era de 50 ms y tan pocas en el resto que la probabilidad de detección estimada no es relevante.

Debido a estos resultados, el ángulo de incidencia de 60° ha sido descartado en las medidas presentadas en los próximos apartados, empleando en lo sucesivo sólo 30° y 45° .

Comparando los cálculos de frecuencia Doppler esperada con los valores medios estimados, se

puede calcular que el valor real del ángulo de incidencia es de unos $68,2^\circ$; este resultado es consistente con el obtenido para el caso del valor nominal 30° , en el que la desviación del valor real era de unos $8,5^\circ$.

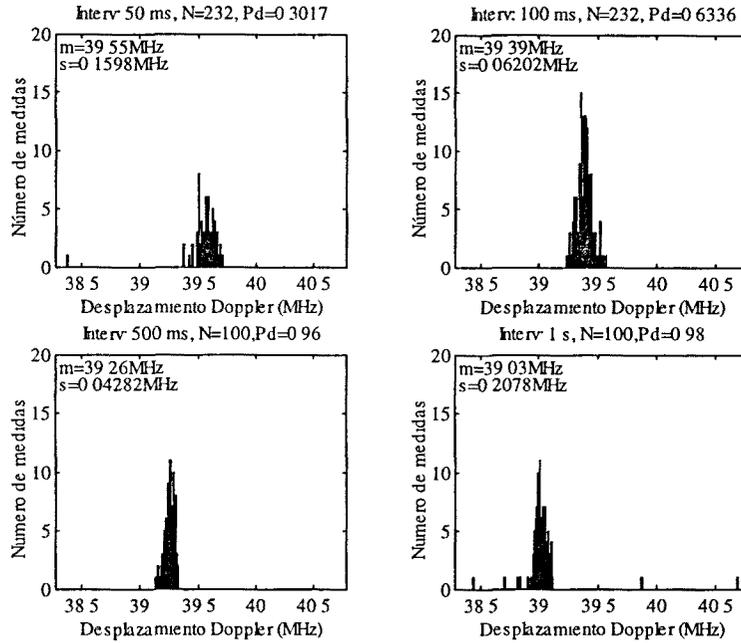


Figura II.64. Histogramas correspondientes a: Distancia: 3 m; Ángulo: 60° ; Tensión motor: 3,5 V; tolerancia: 0.

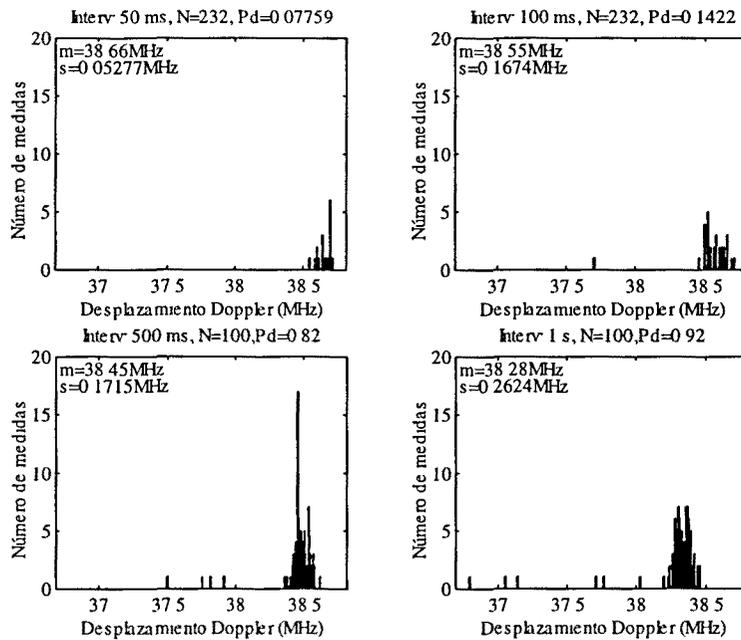


Figura II.65. Histogramas correspondientes a: Distancia: 3 m; Ángulo: 60° ; Tensión motor: 3,5 V; tolerancia: +30cm.

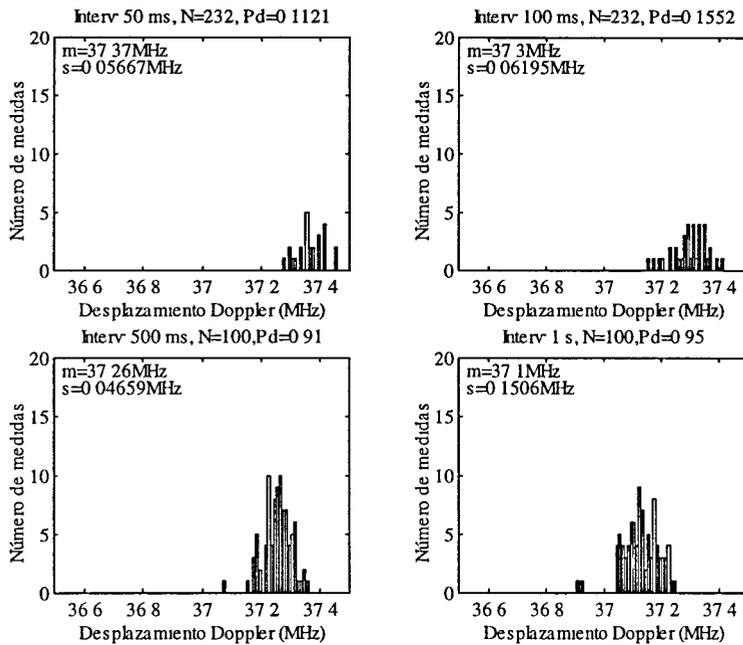


Figura II.66. Histogramas correspondientes a: Distancia: 3 m; Ángulo: 60°; Tensión motor: 3,5 V; tolerancia: -30 cm.

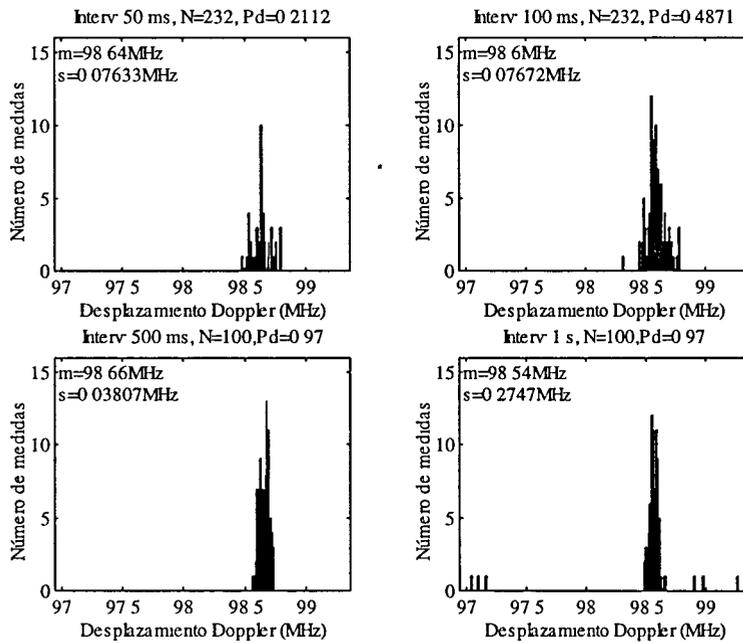


Figura II.67. Histogramas correspondientes a: Distancia: 3 m; Ángulo: 60°; Tensión motor: 9 V; tolerancia: 0.

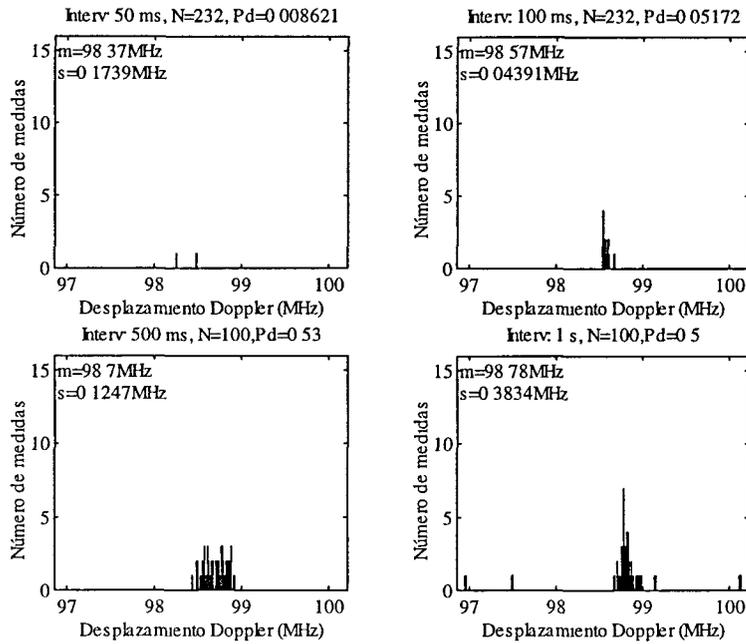


Figura II.68. Histogramas correspondientes a: Distancia: 3 m; Ángulo: 60°; Tensión motor: 9 V; tolerancia: +30 cm.

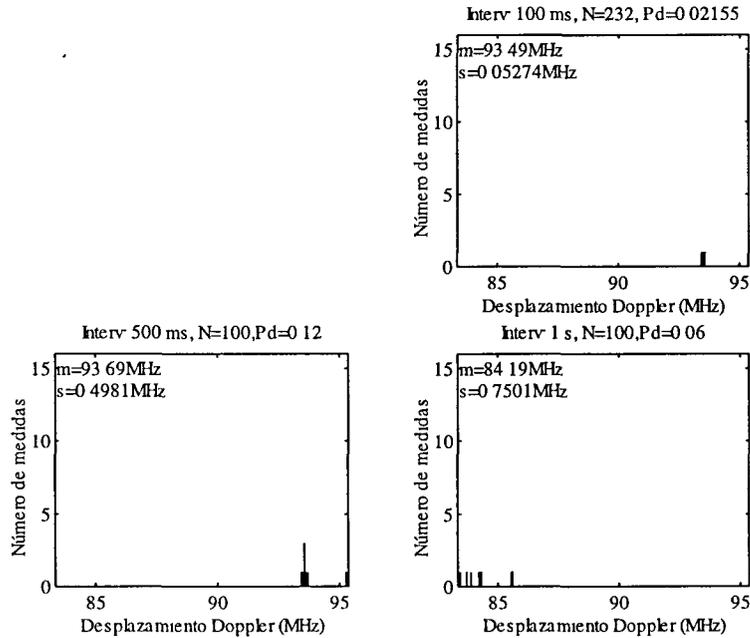


Figura II.69. Histogramas correspondientes a: Distancia: 3 m; Ángulo: 60°; Tensión motor: 9 V; tolerancia: -30 cm.

6.1.2. Medidas a velocidad constante a 6 m.

Como se podrá apreciar en las medidas presentadas en este apartado, 6 m es una distancia a la cual el sistema se mantiene operativo para un número razonable de situaciones. Cabe destacar que los valores extremos de ángulo y velocidad del blanco han sido reducidos, respectivamente, a 45° y a la correspondiente a una tensión en el motor de 9 V.

Las figuras II.70 a II.72 recogen los histogramas de las medidas realizadas para un ángulo de incidencia de 30° y baja velocidad. Se puede comprobar que las prestaciones del sistema se mantienen razonablemente en la posición óptima y cuando el blanco es acercado hacia el lidar. Comparando las tres figuras se pone de manifiesto que el valor medio de la frecuencia Doppler detectada es diferente en cada uno de ellos; esto obedece a que, como se comentó en la introducción al capítulo, el montaje de laboratorio no nos permite repetir exactamente los valores de distancia y ángulo de incidencia.

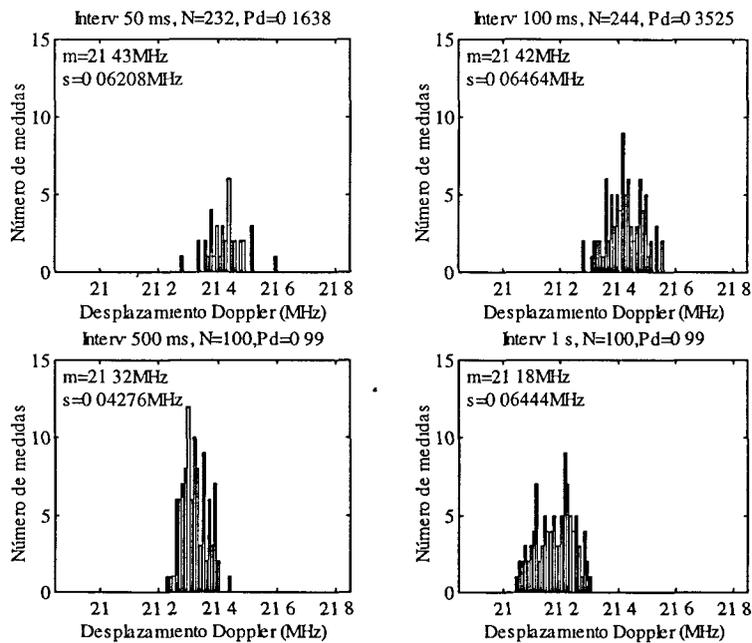


Figura II.70. Histogramas correspondientes a: Distancia: 6 m; Ángulo: 30°; Tensión motor: 3,5 V; tolerancia: 0.

Las figuras II.73 y II.74 recogen las medidas realizadas con $\varphi=30^\circ$ y alta velocidad. Se observa que la tolerancia en distancia del sistema sólo queda garantizada para intervalos de observación largos (500 ms y 1 s), mientras que la probabilidad de detección se resiente seriamente del desenfoque para intervalos cortos. De hecho, en el caso de medidas de alta velocidad y desplazamiento del blanco hacia el sistema, las prestaciones han quedado tan comprometidas que no ha sido posible obtener ninguna medida.

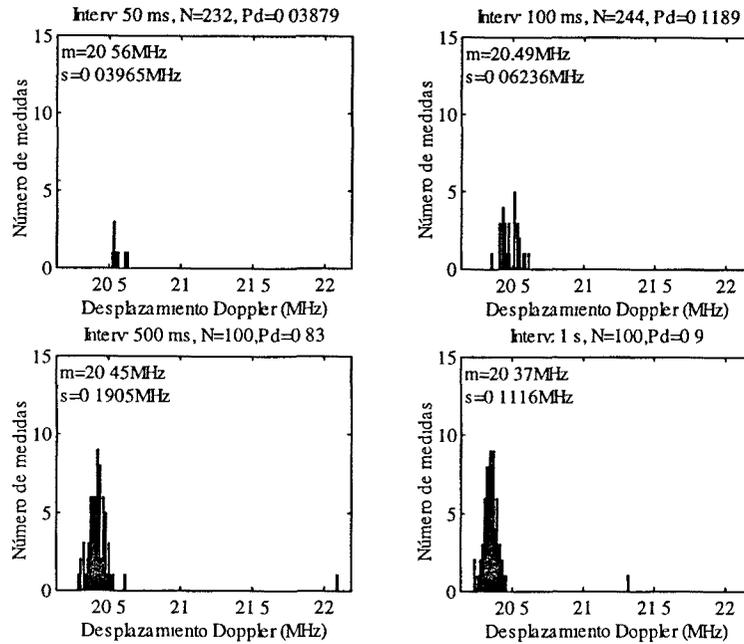


Figura II.71. Histogramas correspondientes a: Distancia: 6 m; Ángulo: 30°; Tensión motor: 3,5 V; tolerancia: +80 cm.

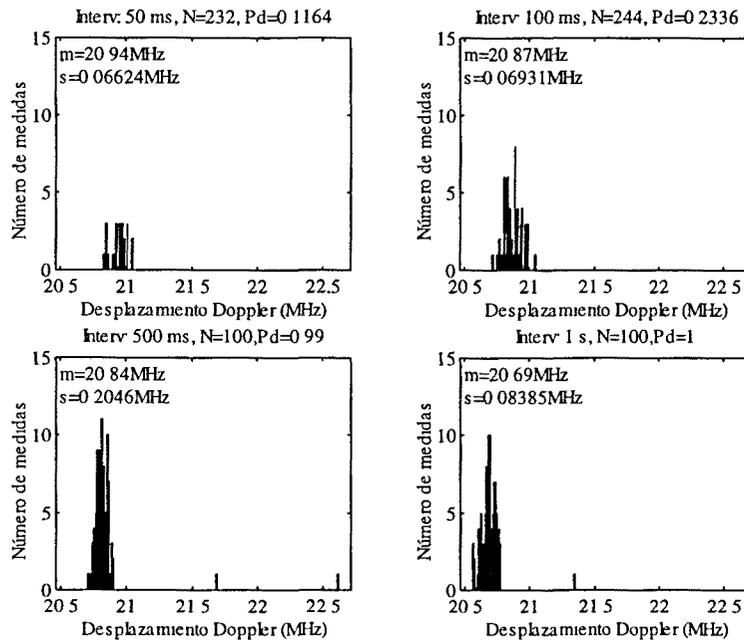


Figura II.72. Histogramas correspondientes a: Distancia: 6 m; Ángulo: 30°; Tensión motor: 3,5 V; tolerancia: -80 cm.

Debe ponerse de manifiesto que la tolerancia en distancia calculada en el apartado II.4.4 para esta distancia al blanco es muy alta, del orden de 80 cm. Es razonable considerar que en bastantes aplicaciones la distancia del blanco se pueda determinar con una tolerancia notablemente inferior.

Parte II: Desarrollo de un Lidar Coherente

Por todo esto se ha considerado que 6 m es la máxima distancia operativa del sistema para este valor del ángulo de incidencia, si bien excluyendo inicialmente las aplicaciones que requieran tiempos de observación cortos, en los que no se puede garantizar operatividad total.

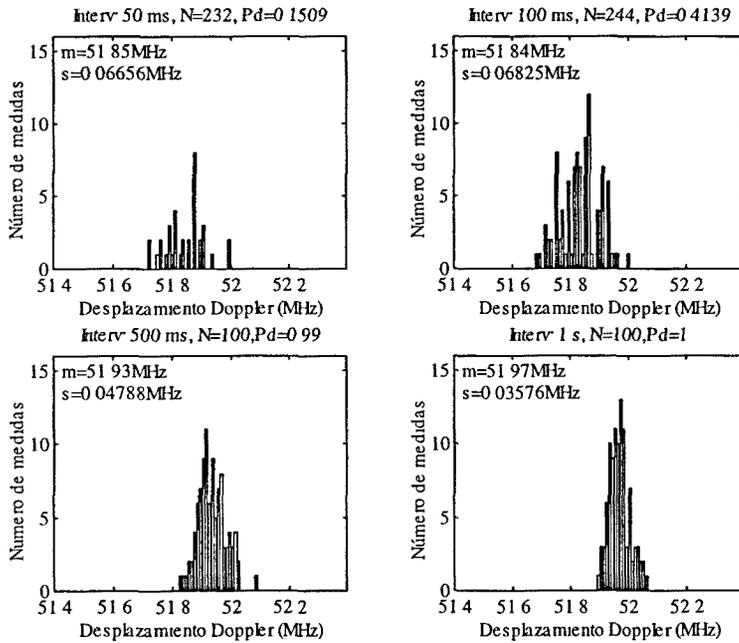


Figura II.73. Histogramas correspondientes a: Distancia: 6 m ; Ángulo: 30° ; Tensión motor: 9 V ; tolerancia: 0 .

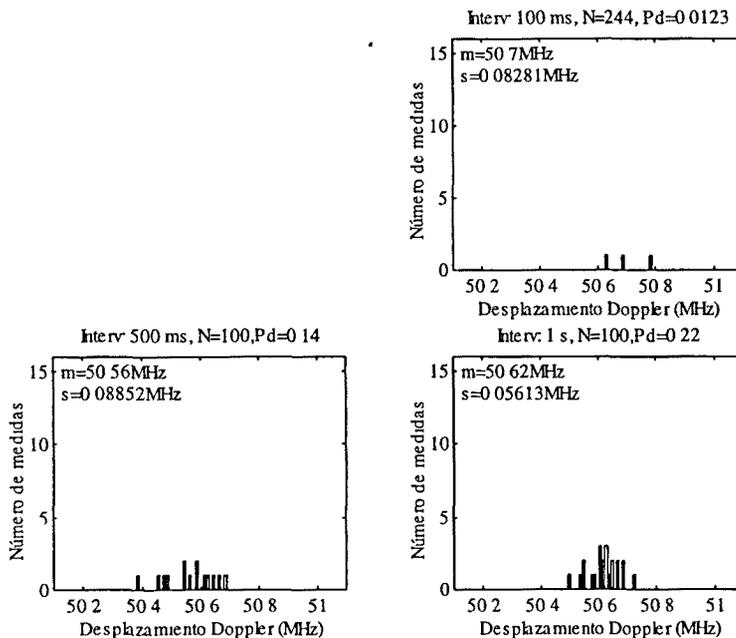


Figura II.74. Histogramas correspondientes a: Distancia: 6 m ; Ángulo: 30° ; Tensión motor: 9 V ; tolerancia: $+80\text{ cm}$.

En la figura II.74 se aprecia la influencia del ensanchamiento espectral de la señal Doppler a altas velocidades (apartados I.5.5 y II.4.3) que, unida al desenfoque, provoca una bajada drástica en la probabilidad de detección.

Las figuras II.75 a II.80 recogen los histogramas de las medidas obtenidas para un ángulo de incidencia de 45° . Como se puede comprobar, se han reducido notablemente los valores de tolerancia en distancia respecto del caso de $\varphi=30^\circ$, ya que los cálculos correspondientes así lo indicaban. El sistema presenta, por tanto, una mayor sensibilidad del sistema al desenfoque.

Examinando genéricamente las medidas obtenidas con el blanco situado a 6 m , cabe destacar que los valores de desviación típica de las medidas presentadas son semejantes a los obtenidos en las medidas realizadas a 3 m , manteniéndose en la mayor parte de los casos por debajo del límite de $0,1\text{ MHz}$ señalado en el apartado anterior. Aunque en alguno de los histogramas incluidos en las figuras II.76 y II.78 la desviación típica supera este valor, la presencia de algunas medidas individuales espurias que no han sido rechazadas justifica este incremento inesperado en el estimador de dispersión.

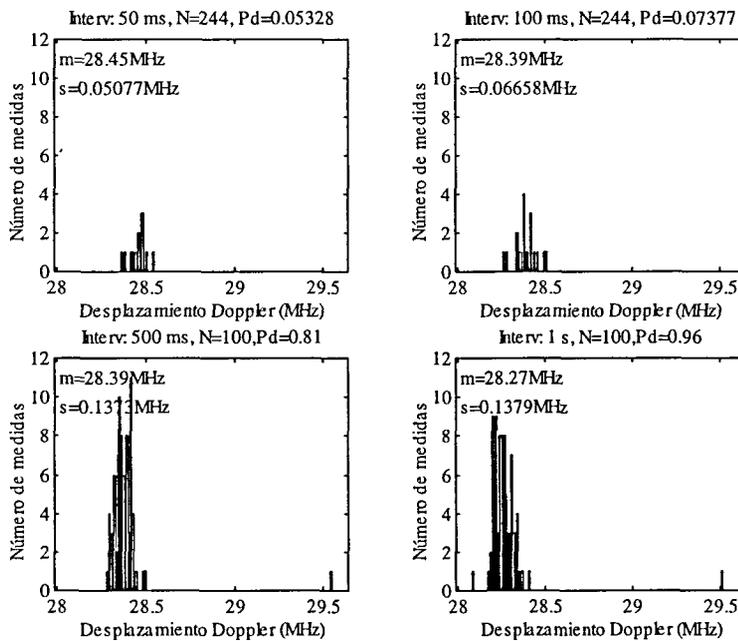


Figura II.75. Histogramas correspondientes a: Distancia: 6 m ; Ángulo: 45° ; Tensión motor: $3,5\text{ V}$; tolerancia: 0 .

El extraño aspecto del histograma correspondiente a un intervalo de observación de 50 ms de la figura II.77 responde a la presencia de dos únicas detecciones correctas, que la rutina de generación del gráfico ha considerado representativas de un amplio intervalo de frecuencias.

Parte II: Desarrollo de un Lidar Coherente

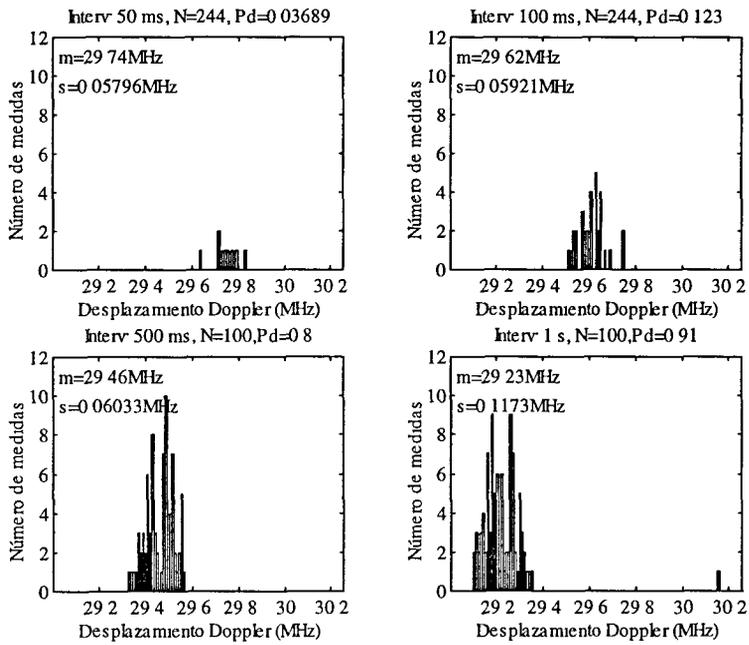


Figura II.76. Histogramas correspondientes a: Distancia: 6 m; Ángulo: 45°; Tensión motor: 3,5 V; tolerancia: +40 cm.

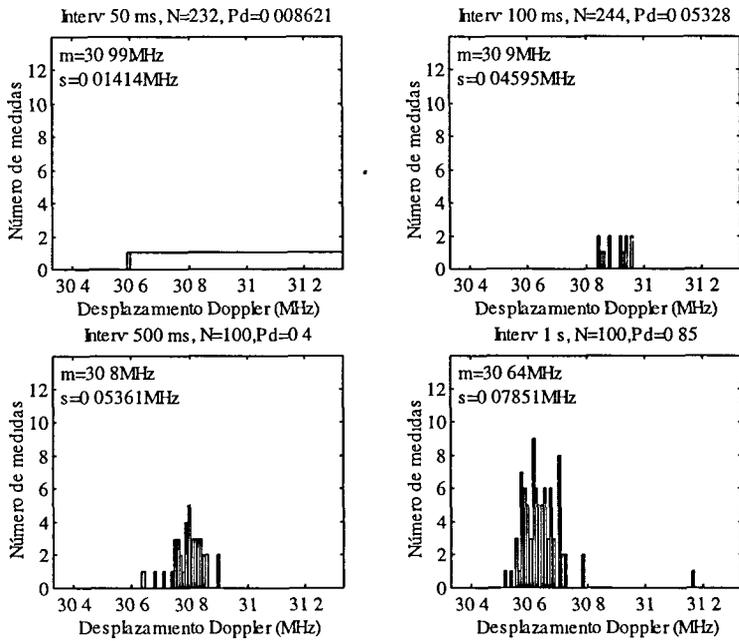


Figura II.77. Histogramas correspondientes a: Distancia: 6 m; Ángulo: 45°; Tensión motor: 3,5 V; tolerancia: -40 cm.

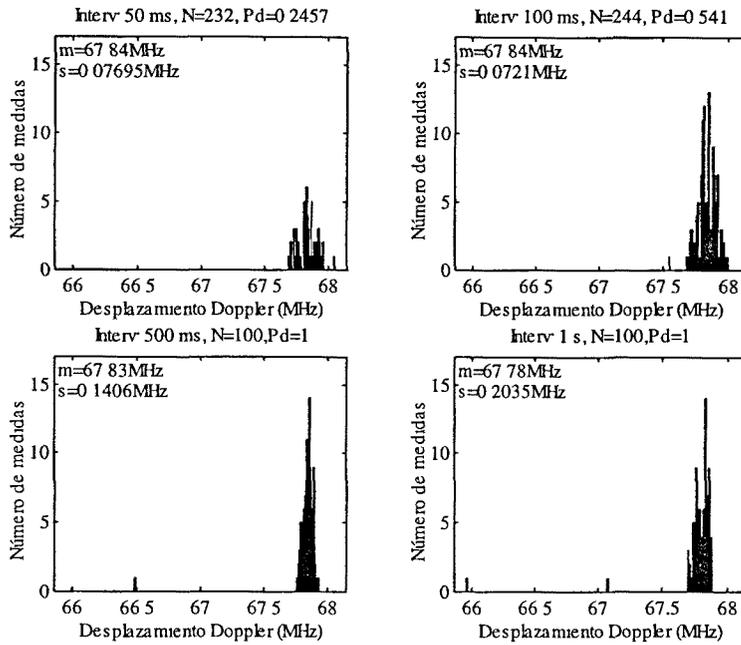


Figura II.78. Histogramas correspondientes a: Distancia: 6 m; Ángulo: 45°; Tensión motor: 9 V; tolerancia: 0.

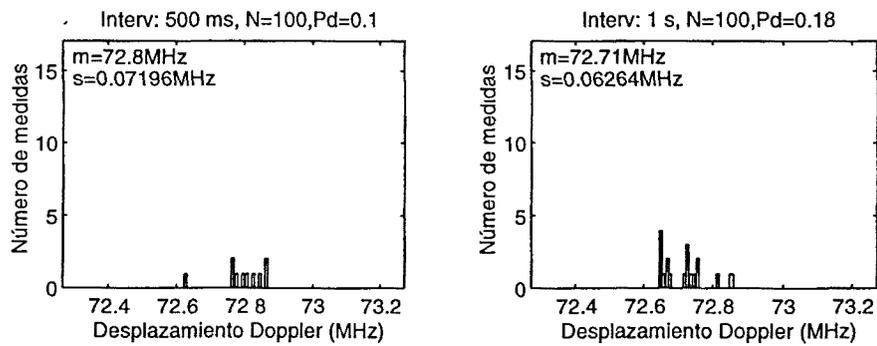


Figura II.79. Histogramas correspondientes a: Distancia: 6 m; Ángulo: 45°; Tensión motor: 9 V; tolerancia: +40 cm.

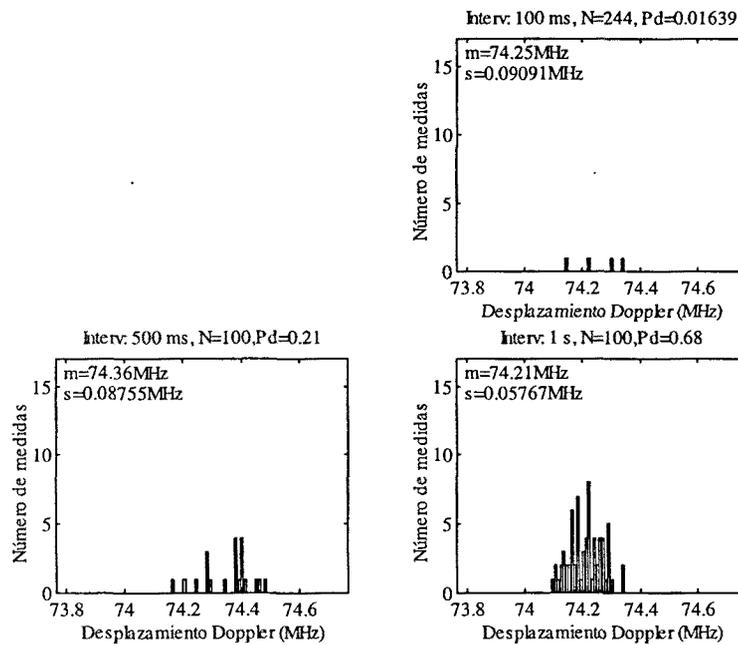


Figura II.80. Histogramas correspondientes a: Distancia: 6 m; Ángulo: 45°; Tensión motor: 9 V; tolerancia: -40 cm.

6.1.3. Medidas a velocidad constante a 7 m.

Las medidas que se presentan en este apartado han sido obtenidas con el blanco rotatorio situado a 7 m del prototipo lidar.

Una primera precisión a realizar es que no se puede considerar que el sistema sea operativo a esta distancia, ya que no se ha conseguido mantener las mínimas prestaciones cuando el blanco ha sido apartado ligeramente de la posición óptima, por lo que la tolerancia en distancia del sistema puede considerarse nula. En este sentido, las figuras II.81 a II.86 recogen histogramas con medidas obtenidas con el blanco situado en la posición óptima para cada caso, para ángulos de incidencia de 30, 45 y 60° y velocidades del blanco rotatorio correspondientes a tensiones de 3,5 y 9 V.

A esta distancia cualquier factor mínimamente adverso resulta muy perjudicial. Así, en la situación reflejada en la figura II.82 (ángulo de incidencia de 30° y alta velocidad), se produce una caída drástica de prestaciones que hemos atribuido a una disminución de la potencia óptica producida por el láser SIEMENS, en la que se han conseguido sólo dos medidas en el caso de emplear un intervalo de observación de 1 s. Mientras, los resultados presentados en las figuras II.84 y II.86 (ángulos de 45 y 60°, respectivamente, y alta velocidad) son manifiestamente los mejores, en contra de lo previsto en el capítulo II.4.

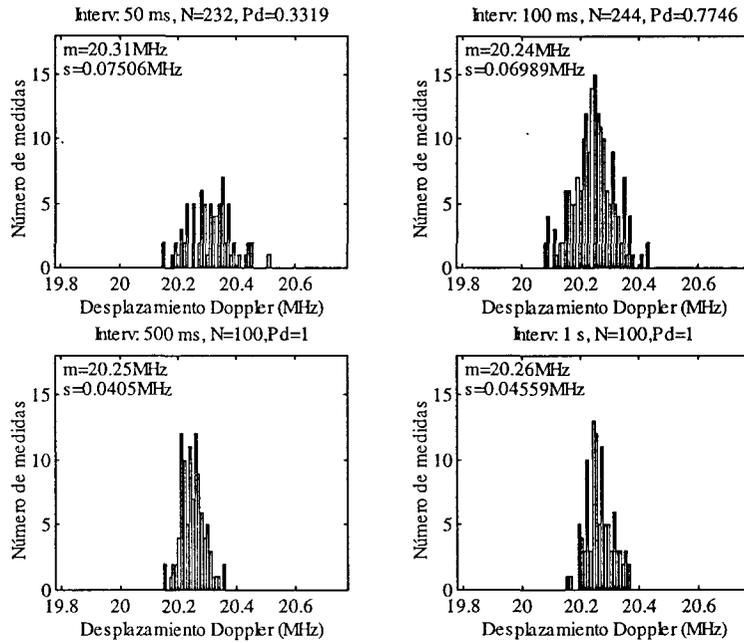


Figura II.81. Histogramas correspondientes a: Distancia: 7 m; Ángulo: 30°; Tensión motor: 3,5 V; tolerancia: 0.

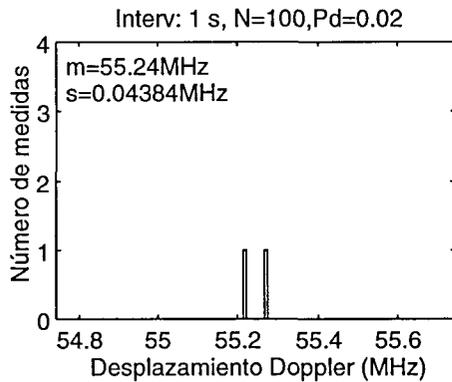


Figura II.82. Histograma correspondiente a: Distancia: 7 m; Ángulo: 30°; Tensión motor: 9 V; tolerancia: 0.

Parte II: Desarrollo de un Lidar Coherente

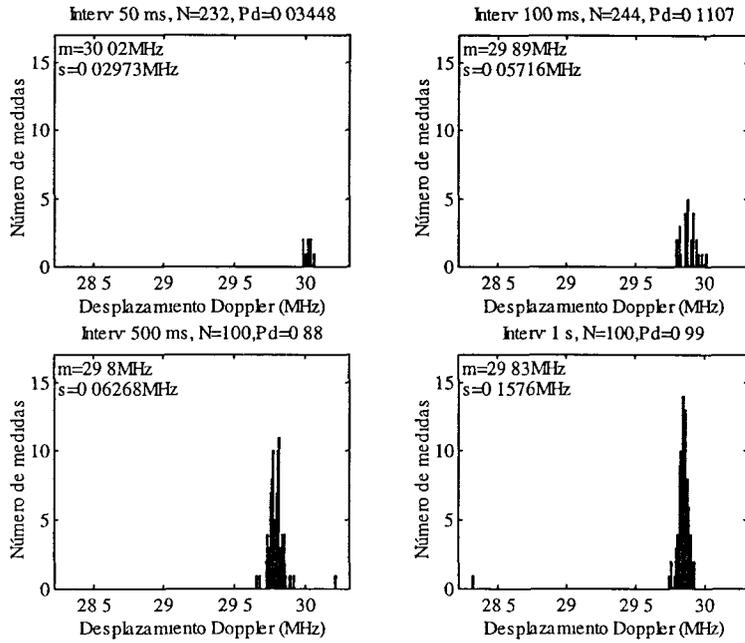


Figura II.83. Histogramas correspondientes a: Distancia: 7 m; Ángulo: 45°; Tensión motor: 3,5 V; tolerancia: 0.

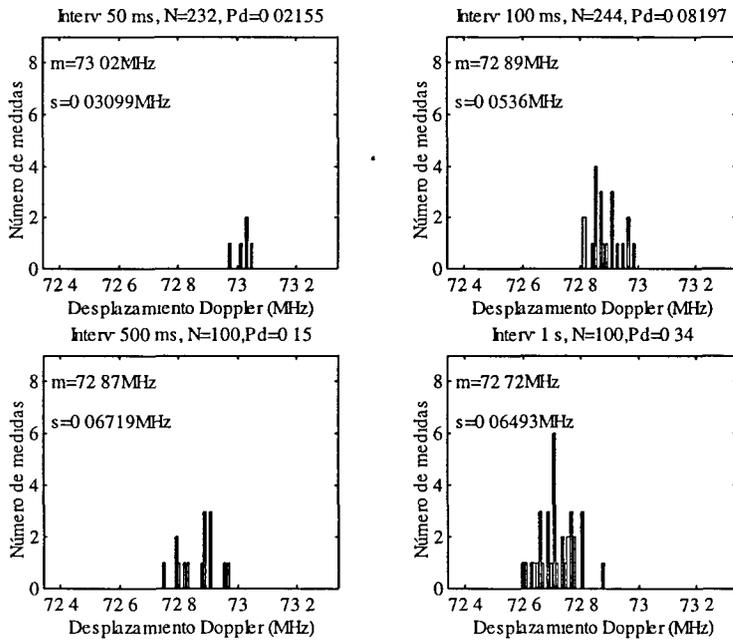


Figura II.84. Histogramas correspondientes a: Distancia: 7 m; Ángulo: 45°; Tensión motor: 9 V; tolerancia: 0.

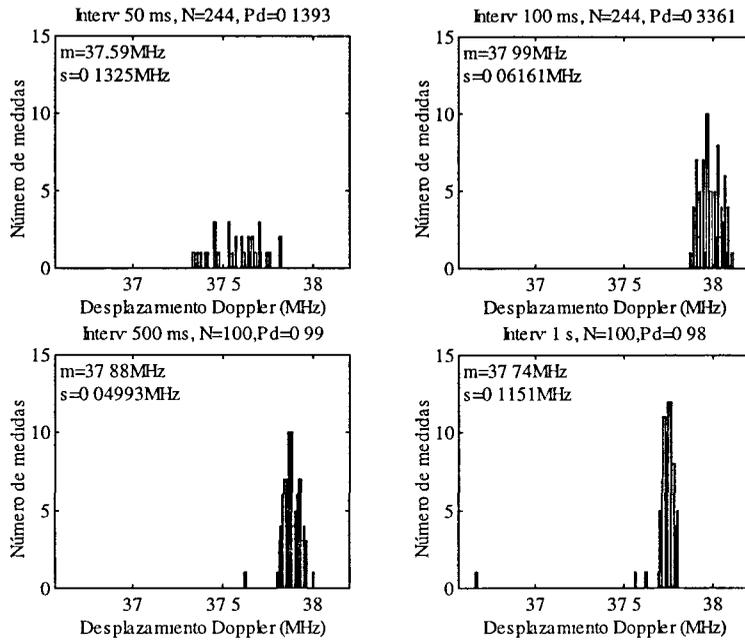


Figura II.85. Histogramas correspondientes a: Distancia: 7 m; Ángulo: 60°; Tensión motor: 3,5 V; tolerancia: 0.

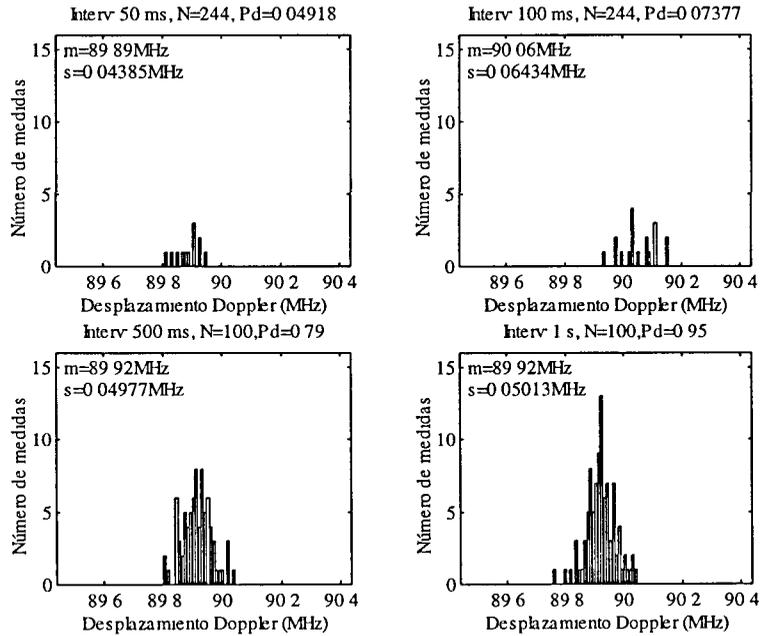


Figura II.86. Histogramas correspondientes a: Distancia: 7 m; Ángulo: 60°; Tensión motor: 9 V; tolerancia: 0.

6.1.4. Medidas con velocidad variable.

En la figura II.87 se presenta una secuencia de medidas obtenidas variando la velocidad del blanco rotatorio. El pie de figura presenta la distancia al blanco (3 m), ángulo de incidencia (30°) y posición óptima. También se incluye una leyenda que indica el intervalo de observación empleado (*Interv*), el número total de intentos de medida (*N*) y la probabilidad de detección (*Pd*). Esta última se ha definido como la probabilidad de obtener medidas válidas en un intento y se ha calculado como el cociente entre el número de medidas válidas y el número total de intentos, i.e., análogamente a la empleada para medidas a velocidad constante.

Inicialmente, se ha llevado la tensión del motor desde 0 V hasta su tensión nominal (12 V). El elevado valor del momento de inercia del blanco rotatorio hace necesario realizar esta evolución de manera lenta y progresiva, controlando manualmente el mando de tensión de su fuente de alimentación; de ahí las irregularidades que pueden apreciarse en la primera subida que se muestra. Posteriormente se ha apagado la fuente de tensión y se ha permitido que el blanco disminuya su velocidad hasta su total detención. La siguiente subida se ha realizado ajustando en vacío la fuente de tensión a 12 V y conectándola al motor con el blanco inicialmente detenido. Como se puede comprobar en el gráfico, la propia regulación de corriente de la fuente impide que el motor alcance su régimen nominal, a pesar de que se le permita actuar durante un intervalo de tiempo largo (pueden encontrarse más detalles sobre la dinámica de los motores eléctricos de corriente continua en cualquier libro de electrotecnia básica como, por ejemplo, [Herranz, 80]). La última bajada se ha obtenido volviendo a desconectar la fuente de alimentación.

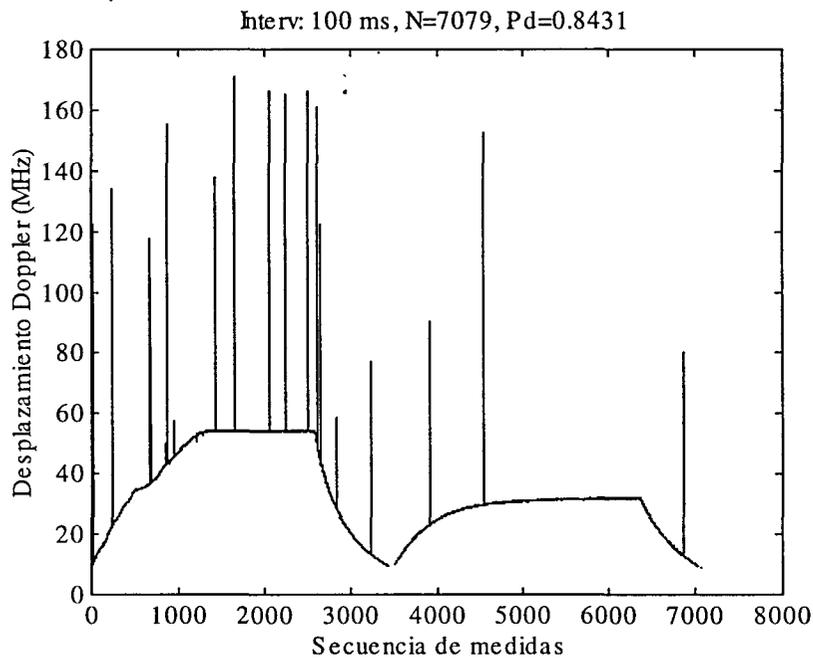


Figura II.87. Secuencia de medidas obtenidas del blanco rotatorio con velocidad variable: Distancia: 3 m ; Ángulo: 30° ; tolerancia: 0 .

En el gráfico presentado sólo se han excluido las detecciones erróneas provocadas por un desplazamiento Doppler inferior a unos 9 MHz , fuera del alcance del subsistema de adquisición y medida de frecuencia, descontándolas del número total de *intentos*, N . En el cálculo de la probabilidad de detección se han incluido como medidas erróneas aquellas que están por encima de 60 MHz , que en la figura II.87 aparecen como picos aislados. La probabilidad de detección resultante es del $84,3\%$.

6.2. MEDIDAS CON EL BLANCO LINEAL.

Todas las medidas obtenidas con el blanco lineal que se presentan se han realizado con el blanco lineal a 1 m de distancia, empleando un ángulo de incidencia de 60° . No se ha pretendido, por tanto, caracterizar el sistema sino examinar el efecto que las vibraciones de la cinta ya comentadas en el apartado II.4.5.2 tienen sobre las medidas adquiridas. De ahí la elección de una distancia que permite obtener un número de detecciones válidas lo suficientemente alto, así como un ángulo que permita que el desplazamiento Doppler producido por la rueda (de por sí bastante bajo por el pequeño diámetro de las poleas, ver capítulo II.3) sea suficiente para ser detectado.

6.2.1. Medidas a velocidad constante a 1 m .

En primer lugar se presentan, en las figuras II.88 a II.90 medidas obtenidas con el blanco moviéndose a velocidad constante. Ya se ha comentado la elección de la distancia y del ángulo. Debe comentarse, asimismo, que el desplazamiento Doppler correspondiente a la velocidad del motor cuando es alimentado a $3,5\text{ V}$ no supera los 9 MHz , por lo que no se ha presentado ninguna medida correspondiente a esta situación.

Puede comprobarse que la desviación típica de las medidas presentadas es relativamente alta para intervalos de observación cortos (de hasta $0,13\text{ MHz}$ para una tensión de 12 V en el intervalo de 50 ms , figura II.90), aunque mucho menor que la que cabía esperar de las señales observadas en el analizador de espectros, cuyos anchos de banda se presentan en las figuras II.42 y II.44). Hemos atribuido al promediado de las medidas individuales esta reducción.

También puede observarse en las figuras presentadas una deriva de la media de los histogramas conforme variamos el intervalo de observación. En la figura II.88 la deriva es decreciente con un valor de casi $0,4\text{ MHz}$, mientras que en la figura II.89 es creciente de unos $0,3\text{ MHz}$ y en la figura II.90 casi inapreciable. Estas derivas son, en cualquier caso, mucho mayores que las de las medidas correspondientes al blanco rotatorio, por lo que las atribuimos a la evolución de las características de la vibración de la cinta para los diferentes valores de velocidad.

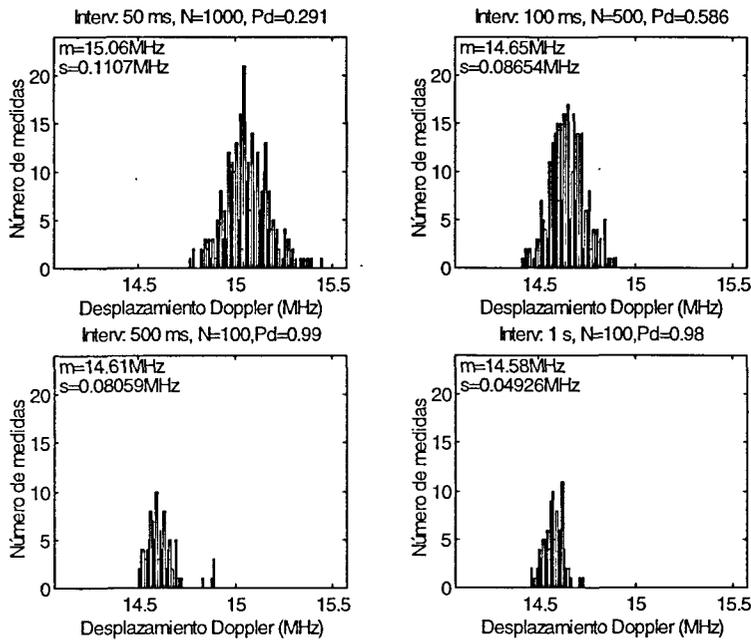


Figura II.88. Histogramas correspondientes a: Distancia: l m; Ángulo: 60° ; Tensión motor: 6 V; tolerancia: 0 .

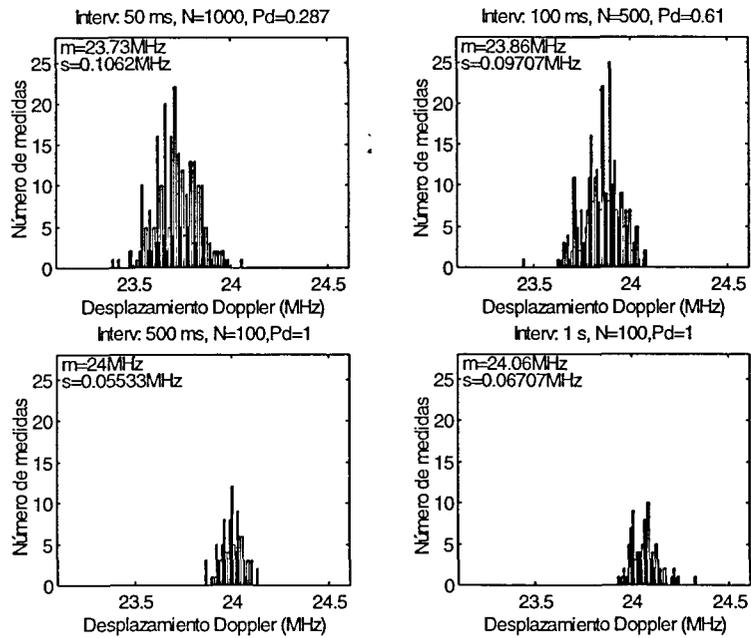


Figura II.89. Histogramas correspondientes a: Distancia: l m; Ángulo: 60° ; Tensión motor: 9 V; tolerancia: 0 .

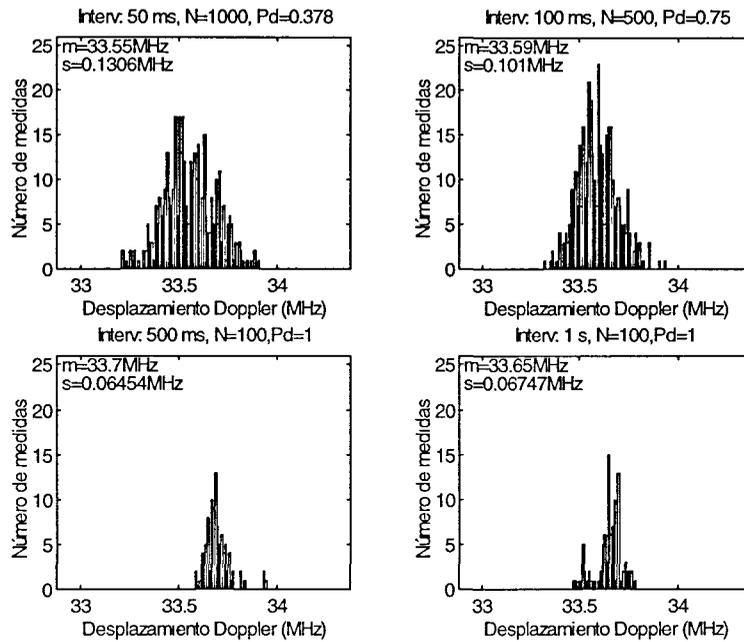


Figura II.90. Histogramas correspondientes a: Distancia: 1 m; Ángulo: 60°; Tensión motor: 12 V; tolerancia: 0.

Ya se ha comentado que no se dispone de ningún dispositivo paralelo para medir la velocidad del blanco lineal. A partir de las dimensiones del mismo, de los ángulos reales estimados en el apartado II.6.1.1 y de los desplazamientos Doppler medios obtenidos, se ha calculado aproximadamente la velocidad angular del motor, obteniéndose los valores recogidos en la tabla II.9. Como se puede apreciar, son unos valores mucho más cercanos a los nominales del motor empleado (ver apartado II.3.2) que en el caso del blanco rotatorio.

Tensión motor	Velocidad angular
6 V	810 r.p.m.
9 V	1 300 r.p.m.
12 V	1 825 r.p.m.

Tabla II.9. Velocidad angular de las poleas del blanco lineal, estimada a partir de las medidas realizadas con el prototipo lidar.

6.2.2. Medidas con velocidad variable.

En la figura II.91 se presenta una secuencia de medidas de velocidad obtenidas para diferentes evoluciones. Los parámetros incluidos en el pie y la leyenda de la figura son los mismos que los que se han comentado en el apartado II.6.1.4 para la figura II.87. El aspecto punteado de la gráfica se debe a períodos en los que no se han producido detecciones. Cabe destacar que las variaciones de velocidad son relativamente mucho más rápidas que en el caso del blanco rotatorio, debido al menor momento de inercia del lineal. El criterio de descarte de medidas fuera de rango es que sean superiores a 40 MHz . La probabilidad de detección resultante es de un $61,9\%$.

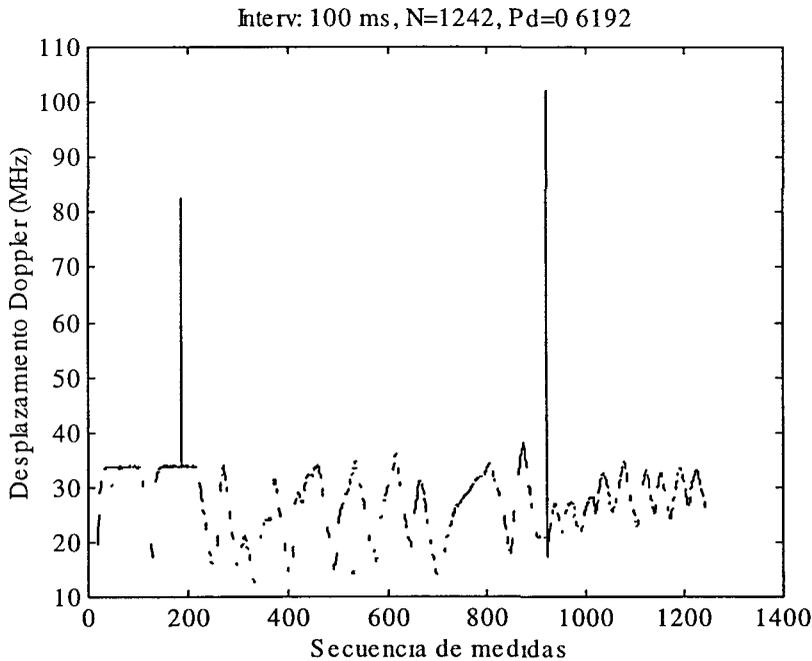


Figura II.91. Secuencia de medidas obtenidas del blanco lineal con velocidad variable: Distancia: 1 m ; Ángulo: 60° , tolerancia: 0 .

Parte III:

*Diseño y Construcción de un Sistema Lidar
Pulsado Incoherente.*

1. *Presentación del Sistema.*

En esta parte del trabajo se describe el proceso de diseño y construcción de un prototipo de sistema lidar pulsado incoherente. El sistema debe ser capaz de medir distancias empleando el método del *tiempo de vuelo* de pulsos de luz producidos por el mismo y que son dispersados por el blanco que se desea detectar.

Las medidas sucesivas de posiciones variables dará lugar a la medida de la velocidad radial del blanco. Ello implica que este sistema sólo será capaz de medir velocidades de blancos cuya posición respecto al sistema cambie de manera efectiva. No obstante, el proceso de adquisición de medidas y cálculo de la velocidad queda fuera de los objetivos del trabajo.

Los parámetros fundamentales en un sistema pulsado son los que se detallan a continuación [Skolnik, 80]:

- *Duración del pulso*, τ : en el caso de trabajar con blancos puntuales, determina la resolución en distancia del sistema, ΔR_{12} , esto es, la mínima diferencia de distancia a que deben estar dos blancos diferentes para ser distinguidos por el sistema, según la expresión:

$$\Delta R_{12} = \frac{c \tau}{2} \quad (\text{III.1})$$

donde c es la velocidad de la luz.

- *Tiempo de subida/bajada del pulso, $\tau_u \tau_d$* : en sistemas como el que nos ocupa, en el que los blancos pueden ser considerados extensos, determinan la máxima precisión alcanzable del sistema en la determinación de distancias, ΔR :

$$\Delta R = \max \left\{ \frac{c \tau_u}{2}, \frac{c \tau_d}{2} \right\} \quad (\text{III.2})$$

En el sistema presentado, por tanto, es posible trabajar con pulsos relativamente largos, pero con valores pequeños de ΔR , siempre que los tiempos de subida y bajada sean los suficientemente cortos.

- *Período de pulso / Frecuencia de repetición de pulsos, T / PRF* : determinan la máxima velocidad de renovación de información, pero también el llamado *alcance máximo no ambiguo*, R_{MNA} , de acuerdo con la expresión:

$$R_{MNA} = \frac{c T}{2} = \frac{c}{2 PRF} \quad (\text{III.3})$$

- *Potencia transmitida de pico, P_p* : determinará el alcance del sistema, R_{max} , de acuerdo con la ecuación lidar (I.7).

- *Ancho de haz transmitido, θ_T* : determinará la zona del espacio iluminada por el haz transmitido. En sistemas basados en diodos láser, como el presentado, aparecerán dos valores de ancho del haz transmitido, por tratarse de haces elípticos astigmáticos [Yariv, 89].

- *Campo de visión del receptor, θ_R* : determina la zona del espacio de la cual el receptor es capaz de obtener potencia óptica dispersada. Se trata de un cono de ángulo θ_R . El valor del campo de visión se puede calcular a partir de la distancia focal de la óptica de recepción, f , y del diámetro del fotorreceptor, D (ver, por ejemplo[Born&Wolf, 80]):

$$\theta_R = \frac{D}{f} \quad (\text{III.4})$$

Generalmente, una desadaptación entre el ancho de haz transmitido y el campo de visión redundará en una pérdida de potencia y, por tanto, bajo rendimiento del sistema. No obstante, la

presencia de aberraciones ópticas puede hacer irrelevantes estos cálculos, como se verá en el capítulo III.4.

Las probabilidades de falsa alarma y detección pueden ser estimadas de acuerdo con la teoría clásica de radar [Skolnik, 80] y también ser medidas, de acuerdo con las prestaciones del sistema. En este trabajo serán estimadas a partir de los datos de señal y ruido disponibles en el receptor. Se distinguirá entre las probabilidades asociadas a un pulso y las acumuladas para un cierto número de pulsos integrados.

1.1. CONSIDERACIONES SOBRE SEGURIDAD.

Como se justificará en el capítulo III.2, el sistema trabaja en una longitud de onda ubicada en el infrarrojo cercano, 810 nm . Los requisitos legales sobre seguridad ocular son muy estrictos para el margen de longitudes de onda comprendido entre el ultravioleta y 1400 nm , tal y como comentábamos en el apartado II.1.1. [Rupérez, 93].

La alta disponibilidad, valores de potencia óptica adecuados y bajo precio de las fuentes láser en el entorno de 800 nm ha hecho, sin embargo, elegir este tipo de emisor. Enseguida comprobaremos que las condiciones de trabajo del sistema permiten considerar que el sistema cumple los requisitos arriba mencionados.

El sistema trabaja en régimen pulsado, con un ciclo de trabajo que no supera el $0,02 \%$. De acuerdo con la referencia [Sliney, 80] la limitación de densidad energía por pulso $E_{T,max}$ para garantizar la seguridad ocular a 810 nm se puede calcular como:

$$E_{t,max} = 1,8 C_p C_A t^{\frac{3}{4}} \text{ mJ/cm}^2 \quad (\text{III.5})$$

donde t es el tiempo de exposición en segundos, C_A es un factor de corrección de valor $\sim 1,5$ para la longitud de onda de trabajo y $C_p = 0,06$ es el factor de corrección debido a la frecuencia de repetición de pulsos máxima del sistema (20 kHz , ver capítulo III.2). El valor máximo de energía por pulso es, por tanto, para un tiempo de exposición del orden de 1 s de unos $0,16 \text{ mJ/cm}^2$.

La energía de un pulso óptico de la fuente empleada en el sistema (que proporciona potencias de pico de alrededor de 1 W) es de unos 10^{-5} mJ para un pulso de 10 ns . Ello implica que el sistema será seguro ocularmente a partir de una distancia para la cual la superficie de la zona iluminada por el transmisor sea superior a $6,2 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^2$. Podemos considerar que el sistema es seguro a unos 10 cm de distancia si el haz transmitido presenta una divergencia superior a unos $0,9 \text{ mrad}$. Como se puede comprobar en el capítulo III.2, los valores de ancho de haz transmitido del sistema superan este valor, por lo que éste puede considerarse seguro ocularmente.

2. Selección de Componentes para el Sistema .

En este capítulo se detallan las características de los componentes elegidos para el sistema lidar incoherente pulsado. También se justifica la elección de todos ellos.

2.1. SELECCIÓN DEL TRANSMISOR.

La característica fundamental del transmisor del sistema incoherente es que debe emitir pulsos con flancos de subida lo suficientemente rápidos como para obtener una buena resolución en la medida de distancias. Ya se ha comentado en el capítulo I.2 que los diodos láser presentan una gran facilidad para ser pulsados mediante la variación de su corriente de alimentación.

Por ello el transmisor elegido está basado en un diodo láser. También son descritos el pulsador empleado y la óptica de colimación.

2.1.1. Diodo láser.

El diodo láser elegido pertenece a la serie 2100 de la casa SDL. Se trata de diodos capaces de producir altas potencias ópticas de pico. Tiene una estructura de capa activa de pozo cuántico, lo que posibilita una baja corriente umbral y operación altamente eficiente. Ha sido construido empleando la tecnología de deposición en estado gaseoso por compuestos metal-orgánicos (conocida como MOCVD).

El modelo SDL-2100-E1, cuyas especificaciones pueden encontrarse en el apéndice A.7, presenta una potencia óptica de pico típica de 1 W para una corriente de $1,5\text{ A}$. La longitud máxima del pulso es de 100 ns y un ciclo de trabajo del 1% . La longitud de onda de emisión es de 810 nm .

El encapsulado del diodo es del tipo TO-18, como se presenta en la figura III.1. Este encapsulado presenta una rosca externa que sirve de sujeción mecánica, así como de conexión eléctrica al cátodo del diodo. Una cola, aislada eléctricamente, proporciona la conexión con el ánodo. Una muesca en el encapsulado proporciona la referencia de los ángulos de divergencia del haz de salida, θ_{\parallel} y θ_{\perp} .

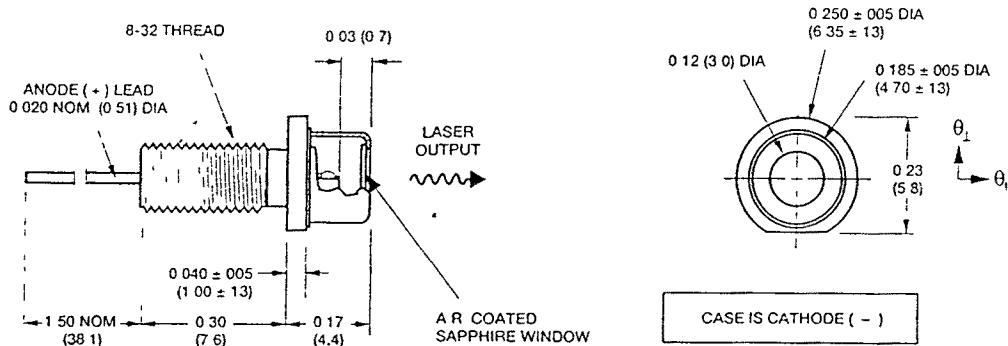


Figura III.1. Encapsulado del diodo láser SDL-2100-E1 [SDL, 94].

El fabricante advierte que se trata de un láser de clase IIIb, ya que la energía por pulso transmitido, en las condiciones estándar, puede llegar a 100 nJ en 100 ns . Como se comprobará más adelante, para conseguir una buena resolución en distancia, será interesante reducir la duración de los pulsos a valores en torno a unos pocos nanosegundos.

El ciclo de trabajo máximo del 1% establece una frecuencia de repetición de pulsos (PRF) máxima en función de la duración del pulso τ_p :

$$PRF_{\max} = \frac{0,01}{\tau} \quad (\text{III.6})$$

que es de 100 kHz para pulsos de 100 ns y de 1 MHz para pulsos de 10 ns . Como se verá inmediatamente, este valor no puede ser alcanzado por el subsistema pulsador, por lo que el diodo no verá comprometida su supervivencia.

El haz de salida del diodo láser es bastante típico. Así, según el catálogo [SDL, 94], las divergencias en los planos perpendicular y paralelo (θ_{\parallel} y θ_{\perp}), toman los valores:

$$\begin{aligned}\theta_{\parallel} &= 12^{\circ} \\ \theta_{\perp} &= 32^{\circ}\end{aligned}$$

Se trata por tanto de un haz elíptico, debido a que la apertura de emisión del diodo láser es de tipo rectangular. No obstante las medidas de laboratorio realizadas sólo confirman el primero de estos valores. Así, hemos encontrado que la divergencia en el plano \perp es de sólo $5,7^{\circ}$.

El catálogo no aporta datos sobre el más que probable astigmatismo del haz de salida del diodo láser [Yariv, 89]. Tampoco indica cuál es la longitud de la cavidad láser, dato que supondría una cota superior de su distancia astigmática, Δz . En este sentido cabe decir que los valores típicos de longitud de la cavidad láser no superan los $500\text{ }\mu\text{m}$ [Hecht, 92].

Los altos valores de los ángulos de divergencia hacen necesario el empleo de una lente esférica, a una distancia controlable de la salida del diodo láser, con el objeto de colimar este haz a unos valores suficientemente pequeños para hacerlo directivo. El dispositivo colimador será descrito en el apartado III.2.1.3.

2.1.2. Pulsador para el diodo láser.

Para obtener unos pulsos adecuados es imprescindible el empleo de una electrónica lo suficientemente rápida que proporcione corrientes altas (del orden de varios amperios). El pulsador elegido es de la casa AVTECH, incluido en la serie AVO-2. Esta serie agrupa pulsadores especialmente diseñados para trabajar con diodos láser. El modelo AVO-2W-PS presenta las características recogidas en la tabla III.1. Necesita que la frecuencia de repetición de pulsos sea marcada por una fuente externa.

Asimismo, es necesario colocar el diodo en un módulo de inserción adaptado al tipo de encapsulado del mismo, que proporcione los pulsos de corriente a partir de los pulsos de tensión producidos por el AVO-2W-PS. En concreto se ha empleado el módulo AVX-S3C, cuyas especificaciones pueden verse en la tabla III.2. Este módulo proporciona, asimismo, un terminal donde se puede monitorizar la corriente que está atravesando el diodo láser. La tensión en este terminal V_{MI} está relacionada con la corriente a través del diodo I_D por la expresión:

Amplitud del pulso (sobre 5 Ω):	0 a 10 A
Anchura del pulso:	0 a 50 ns
Tiempo de subida (bajada):	≤ 1 ns (≤ 2 ns)
PRF:	0 a 20 kHz
Impedancia de salida:	5 Ω
Polaridad:	positiva
Retardo de propagación (desde impulso de sincronismo):	≤ 200 ns
Jitter (desde impulso de sincronismo):	≤ 100 ps
Monitor de corriente, réplica de la salida principal.	
Alimentación:	240 V / 50 Hz
Dimensiones:	100 x 215 x 375 mm

Tabla III.1. Especificaciones del pulsador de diodos AVTECH AVO-2W-PS [Avtech, 95]

$$I_D = \frac{10 V_{MI}}{R_s} \quad (\text{III.7})$$

donde R_s es una resistencia en serie con el fotodiodo que en el caso del elemento suministrado por AVTECH es de 5 Ω .

Amplitud del pulso máxima:	10 A
Tensión de entrada máxima:	150 V
Anchura del pulso:	2 a 100 ns
Tiempo de subida:	0,5 ns
PRF:	0 a 10 MHz
Máxima corriente continua:	100 mA
Máxima tensión continua:	50 V
Impedancia de entrada:	25 Ω
Dimensiones:	41 x 66 x 76 mm

Tabla III.2. Especificaciones del módulo de inserción AVTECH AVXS3C [Avtech, 95].

Se han realizado en laboratorio algunas medidas preliminares de la potencia óptica obtenida para diferentes valores de la corriente de pico que atraviesa el diodo láser y para diferentes duraciones de pulso. En todos los casos, la PRF empleada ha sido 20 kHz. Como se puede comprobar, el diodo trabaja para corrientes superiores a las especificadas en el catálogo, para pulsos más cortos. La potencia media radiada $\langle P_{opt} \rangle$, obtenida con un medidor ANRITSU XXXX, tiene un valor aproximado:

$$\langle P_{opt} \rangle = \eta (I_D - I_{th}) \tau PRF \quad (III.8)$$

donde: η : Eficiencia cuántica diferencial, $0,8 (mW)/(mA)$ [SDL, 94].

I_D : Corriente por el diodo, medida a partir de la tensión V_{MI} , ver ec. (III.7).

I_{th} : Corriente umbral del diodo, $0,4 A$.

τ : Duración del pulso.

En la figura III.2. pueden verse las medidas realizadas en laboratorio. La tensión representada en abscisas es V_{MI} , cuyo valor está relacionado con I por la ecuación (III.7). Como se puede apreciar, la relación $V_{MI} - \langle P_{opt} \rangle$ no es completamente lineal, sino que presenta un cierto efecto de saturación, conforme las potencias empleadas superan los valores recomendados por catálogo.

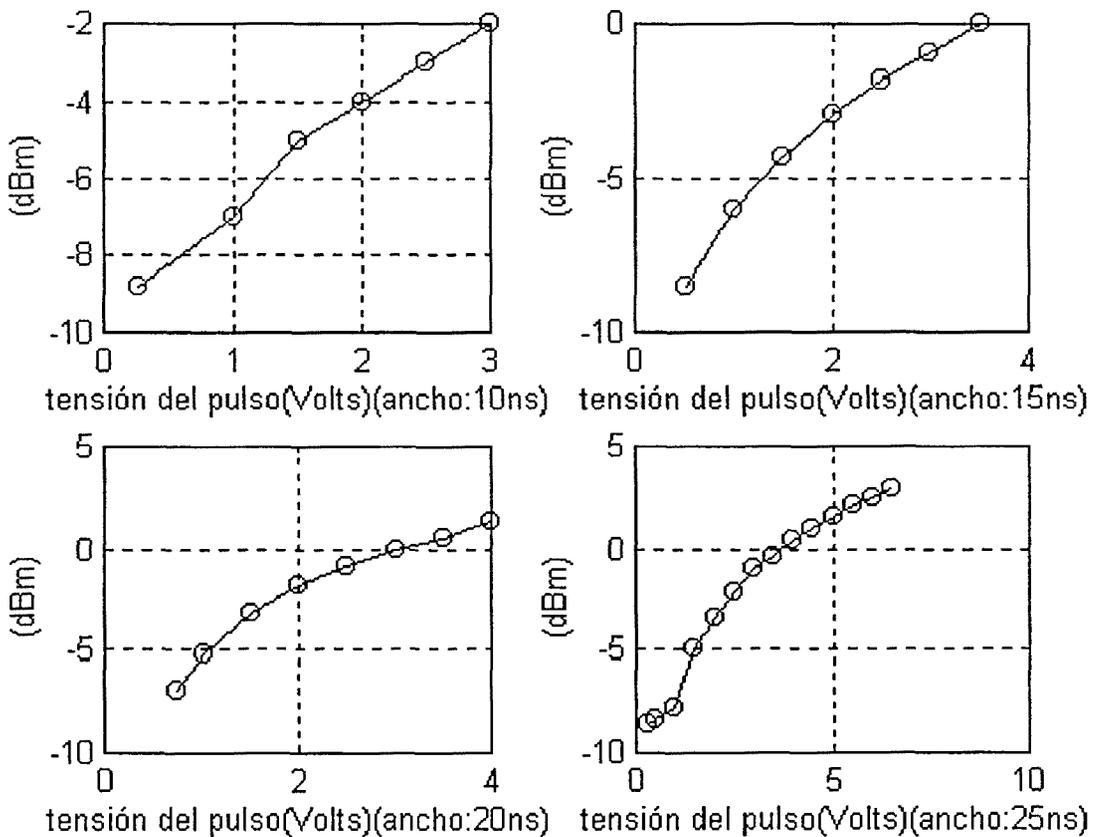


Figura III.2. Potencia óptica media frente a corriente por el diodo para diferentes duraciones de pulso [Andrés, 98]

2.1.3. Colimador.

Ya se ha comentado previamente la necesidad de colimar el haz de salida del diodo láser. Esta colimación se realiza mediante una lente esférica, de la casa Melles-Griot, modelo 01 LAG 000, cuyas características aparecen en la tabla III.3.

Distancia focal:	8,5 mm
Diámetro:	12 mm
Material:	Vidrio Crown

Tabla III.3. Características de la lente esférica
01 LAG 000 [Melles-Griot, 95]

Esta lente se debe colocar próxima al diodo láser, en torno a su distancia focal. Para ello se ha diseñado un mecanismo basado en la referencia [Ares, 95] y que puede verse en la figura III.3. Se trata de dos cilindros de aluminio que roscan uno dentro del otro. Uno de ellos está fijado a la salida del diodo láser y el otro soporta la lente. La rosca del encapsulado del diodo láser sirve para la sujeción al módulo AVX-S3C. El reducido peso de las piezas de aluminio posibilita la firmeza del conjunto.

Girando la pieza interna se consigue ajustar la posición de la lente con gran precisión, mejor que una décima de milímetro, respecto del diodo láser.

El haz colimado continúa teniendo forma elíptica ya que la divergencia inicial era diferente en los planos \parallel y \perp .

Debido al astigmatismo que presenta el haz del diodo láser, es decir, la diferencia entre los centros de fase de los frentes de onda correspondientes a los planos \parallel y \perp , no es posible colimar perfectamente con una sola lente el haz producido por un diodo láser. Sería necesario añadir, además, una lente cilíndrica que compensase el astigmatismo. No obstante, esto complicaría notablemente la mecánica del colimador. Por ello se ha elegido colimar el haz en uno de los planos y reducir la divergencia en el otro. Tras el ajuste, en el laboratorio ha sido medida la divergencia del haz a la salida del colimador según dos planos perpendiculares y el resultado es:

$$\begin{aligned}\theta_{ZX} &\approx 0,1^\circ \approx 1,75 \text{ mrad} \\ \theta_{ZY} &\approx 0,7^\circ \approx 12,2 \text{ mrad}\end{aligned}$$

El primer valor se acerca los que presentan los láseres de HeNe (ver capítulo II.2), mientras que el segundo, a pesar de ser pequeño, provocará una reducción en el rendimiento en recepción del sistema, como se describirá en el capítulo III.4.

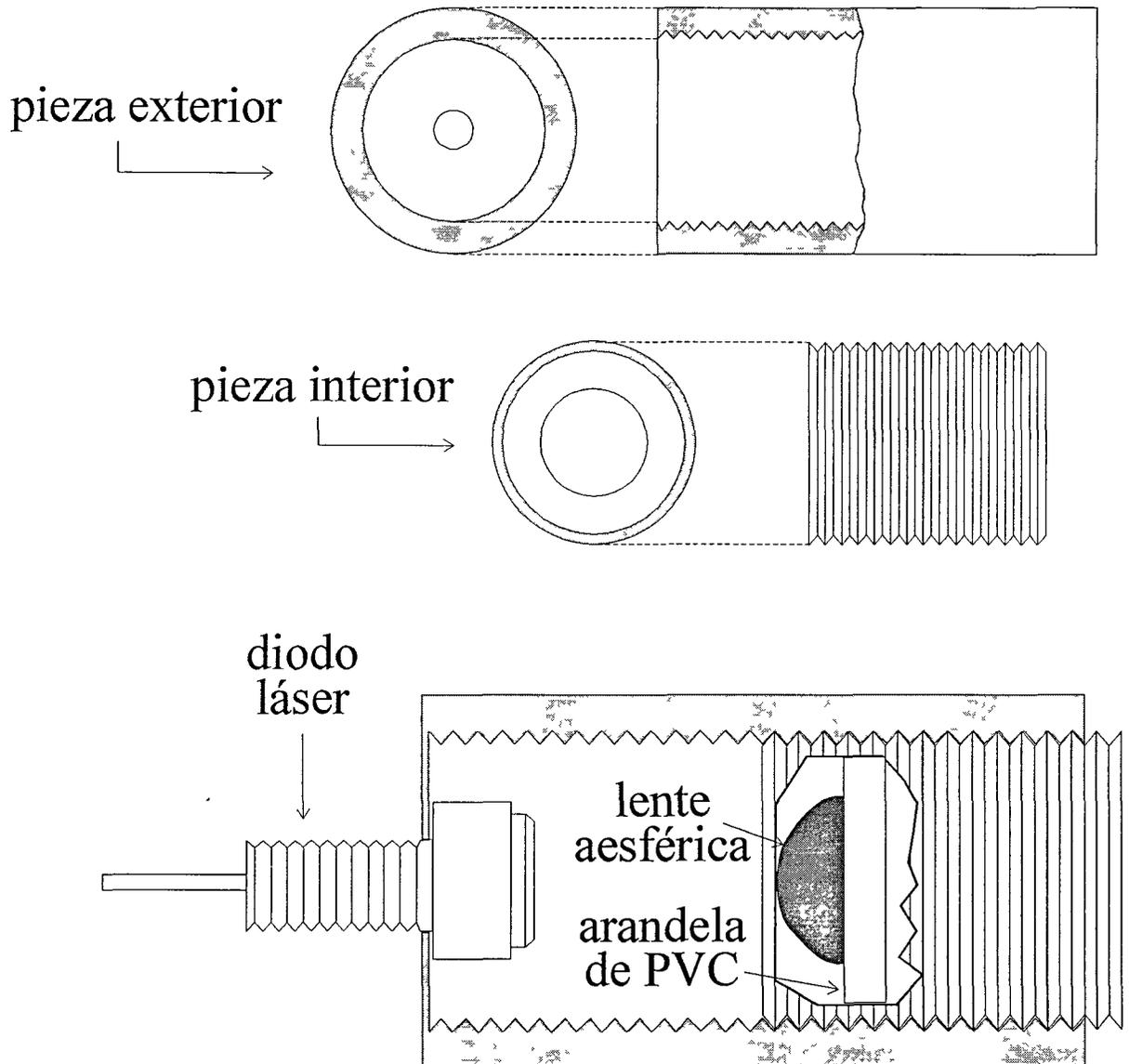


Figura III.3. Colimador para el diodo láser [Andrés, 98].

2.2. SELECCIÓN DEL FOTODETECTOR Y DEL MÓDULO PREAMPLIFICADOR.

El módulo fotodetector-amplificador seleccionado es el mismo que el empleado en el caso del sistema coherente. Se trata de la referencia de Analog Modules 713-4. Incluye un fotodiodo de avalancha EG&G modelo C30902E, seguido de un amplificador de transimpedancia, de valor $20\text{ k}\Omega$. Las características del 713-4 pueden consultarse en el capítulo II.2.

Debido a la escasa potencia detectada en los sistemas incoherentes, en los que no hay un oscilador local, los fotodiodos de avalancha presentan ventajas respecto de los PIN, por su mayor

sensibilidad. En este caso se empleará la ganancia de avalancha del C30902E en su valor nominal ($M = 150$). La responsividad en tensión resultante del sistema la nominal, $1,5 \text{ V}/\mu\text{W}$, dado que trabajamos a la longitud de onda para la cual la eficiencia cuántica del C30902E es máxima.

En el caso de trabajar en un sistema sin oscilador local es de gran interés calcular el nivel de ruido a la salida del módulo fotorreceptor, debido fundamentalmente al ruido de oscuridad del fotodiodo y térmico de la etapa amplificadora. Así, podemos calcular el valor de tensión *rms* del ruido a partir de la siguiente expresión:

$$v_{rms} = NEP \sqrt{BW} \rho_v = 0,1 \text{ pW}/\sqrt{\text{Hz}} \sqrt{300 \text{ MHz}} 1,5 \text{ V}/\mu\text{W} \approx 2,6 \text{ mV} \quad (\text{III.9})$$

3. Blancos de Laboratorio.

El principio de funcionamiento del radar pulsado hace imposible simular la velocidad de un blanco a partir del desplazamiento de una superficie, como ocurre en el caso del sistema coherente descrito en la parte II. Por ello es necesario que el blanco cambie realmente de posición para obtener una componente radial de velocidad. No obstante, pueden medirse distancias de manera estática. Los blancos estáticos empleados en el laboratorio lo han sido simplemente para evaluar las prestaciones de medida de distancia del sistema. Para ello, una vez más se ha empleado papel, cuyo coeficiente de retrodispersión caracterizamos en el capítulo II.3.

En el caso de poder disponer de blancos cooperativos, como puede ser el caso de algunas aplicaciones comentadas en la parte IV, los catadióptricos son una opción muy interesante. Se trata de elementos de muy bajo coste que son capaces de devolver gran parte de la potencia óptica incidente primordialmente en la dirección de incidencia. Este comportamiento se mantiene para un margen de ángulos de incidencia muy amplio. Debido al elevado nivel de potencia devuelto por este elemento, han sido empleado en la mayoría de las medidas relativas a retardos.

4. Prototipo de Laboratorio.

En este capítulo se describe el prototipo de Sistema Lidar Incoherente de baja potencia sometido a estudio en el presente trabajo. Las medidas preliminares han sido comunicadas en la referencia [Rodríguez, 97b]. A diferencia del sistema coherente descrito en la parte II, el subsistema de adquisición, medida y procesado queda fuera del ámbito del presente trabajo.

4.1. DESCRIPCIÓN.

En la figura III.4 puede verse el esquema general del sistema. El generador de pulsos AVTECH AVO-2W-PS, a partir de la PRF marcada por un generador externo, produce pulsos de tensión, de amplitud y duración variables, que son transformados en pulsos de corriente en el Driver AVX-S3C con los que es alimentado el diodo láser SDL-2100-E1. El driver, asimismo, produce una salida de tensión sincronizada con el pulso de corriente que atraviesa el diodo láser: la señal V_{MI} descrita en el capítulo III.2. Esta señal es utilizada como referencia de “tiempo 0”, en el osciloscopio empleado en el laboratorio.

El diodo láser produce pulsos ópticos de duración similar a la de los pulsos de corriente que le atraviesan y sincronizados con éstos. Esta radiación es introducida en el subsistema óptico de transmisión/recepción, que será descrito seguidamente. La señal óptica obtenida en recepción es dirigida al módulo APD-amplificador 713-4 de Analog Modules donde se produce la detección

electroóptica y su amplificación eléctrica. Esta señal detectada marca el final del intervalo que debe ser medido.

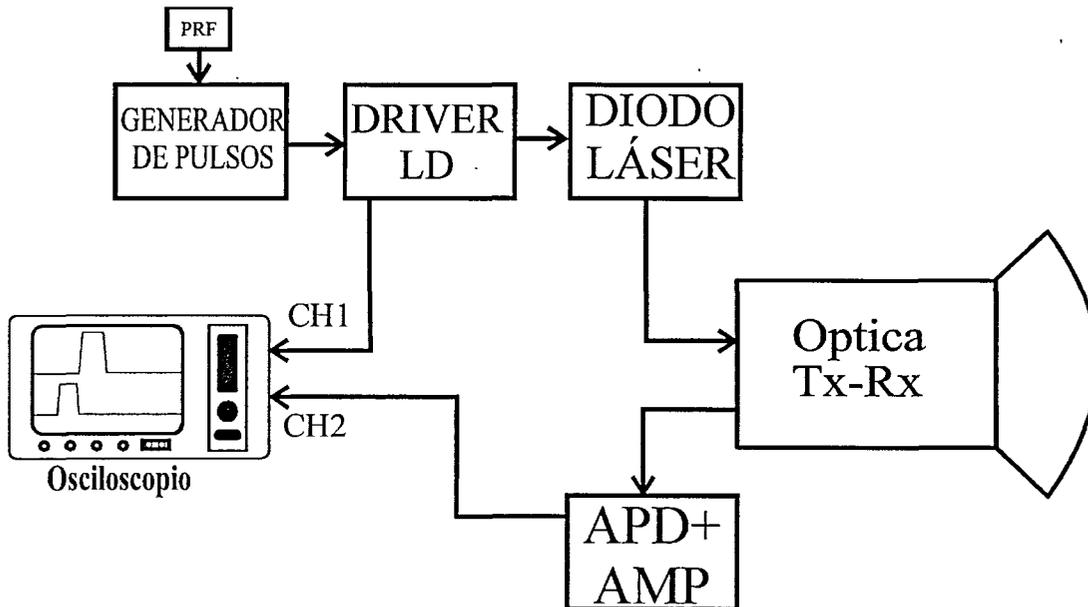


Figura III.4. Esquema funcional del sistema incoherente.

El esquema del subsistema óptico de transmisión-recepción aparece en la figura III.5. Como se puede apreciar, el haz de pulsos de luz producido por el diodo láser atraviesa el colimador, que ya ha sido comentado en el capítulo III.2, tras lo cual incide en un divisor de haz. Éste presenta una reflectividad del 70%. A partir de aquí tenemos dos haces transmitidos: el principal y el secundario, cuyas direcciones de propagación forman entre sí un ángulo de 90°. Mediante un espejo, el haz secundario es dirigido paralelamente al principal, a una distancia d . Cualquiera de los dos puede incidir sobre un blanco (en la figura, tan sólo el haz secundario lo hace). Cuando esto ocurre, la luz reflejada en el blanco vuelve por el mismo camino hacia el receptor. Si vuelve por el camino del haz secundario, la señal útil es la que atraviesa el divisor de haz, mientras que si vuelve por el camino del principal, es la que se refleja la útil.

Ambas señales son recogidas en una lente y enfocadas sobre la superficie activa del fotodiodo. Ello implica que, en el caso de que ambos haces sean interceptados por un blanco a una distancia D , la distancia medida a partir de los ecos recibidos es de D en el caso del principal y $D + d$ en el secundario. En un osciloscopio es posible distinguir ambos ecos, siempre que se cumpla la relación:

$$\tau < \frac{2d}{c} \quad (\text{III.10})$$

donde τ es la duración del pulso transmitido y c la velocidad de la luz.

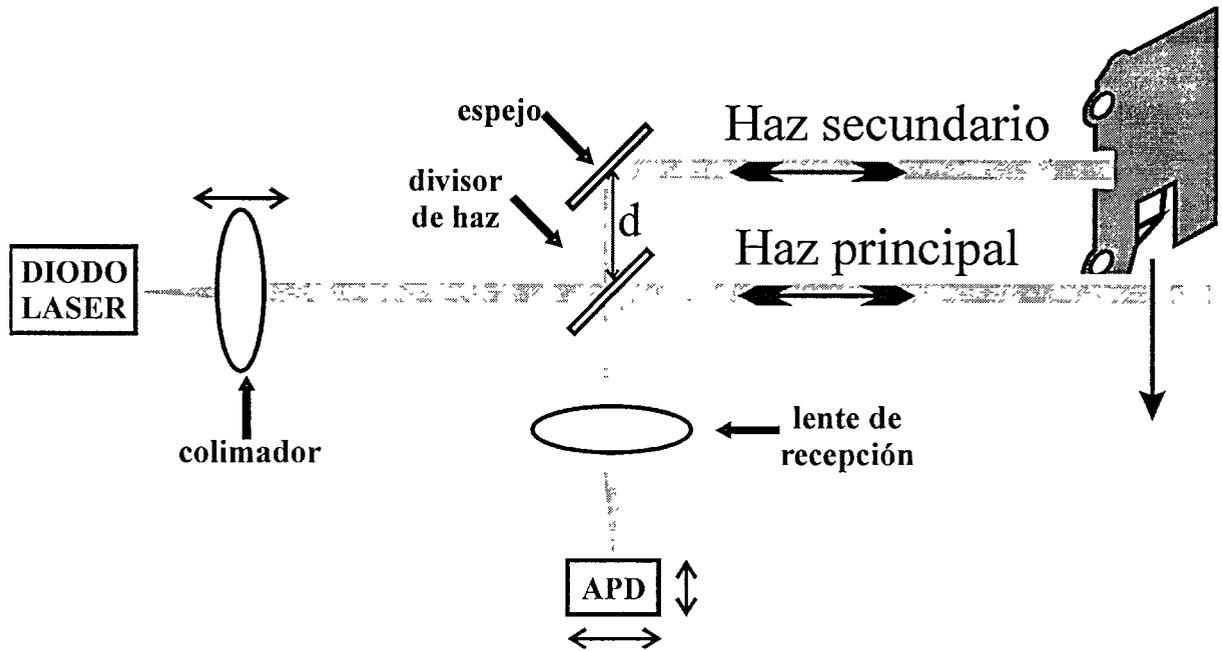


Figura III.5. Subsistema óptico de transmisión-recepción.

4.2. ANÁLISIS ÓPTICO.

En la figura III.6 puede verse el modelo que emplearemos para el análisis óptico del sistema. Emplearemos el formalismo de óptica geométrica. Disponemos de una lente, de distancia focal f y diámetro D y de un fotodetector de diámetro D_D centrado en el foco derecho de la lente. La imagen P' de un punto P situado a una distancia d_1 , a la izquierda de la lente y a una altura h sobre el eje óptico, se formará a una distancia d_2 , a la derecha de la lente. Estas dos distancias están relacionadas por la ecuación de la lente:

$$\frac{1}{d_1} + \frac{1}{d_2} = \frac{1}{f} \quad (\text{III.11})$$

La intersección del cono de luz cuyo vértice está en P' con el plano focal derecho de la lente tendrá un diámetro D_c que podemos calcular empleando el teorema de Tales:

$$\frac{D_c}{D} = \frac{d_2 - f}{d_2} \quad (\text{III.12})$$

Despejando D_c y empleando la relación (III.11) obtenemos:

$$D_c = \frac{d_2 - f}{d_2} D = \left(1 - \frac{f}{d_2} \right) D = \frac{f}{d_1} D \quad (\text{III.13})$$

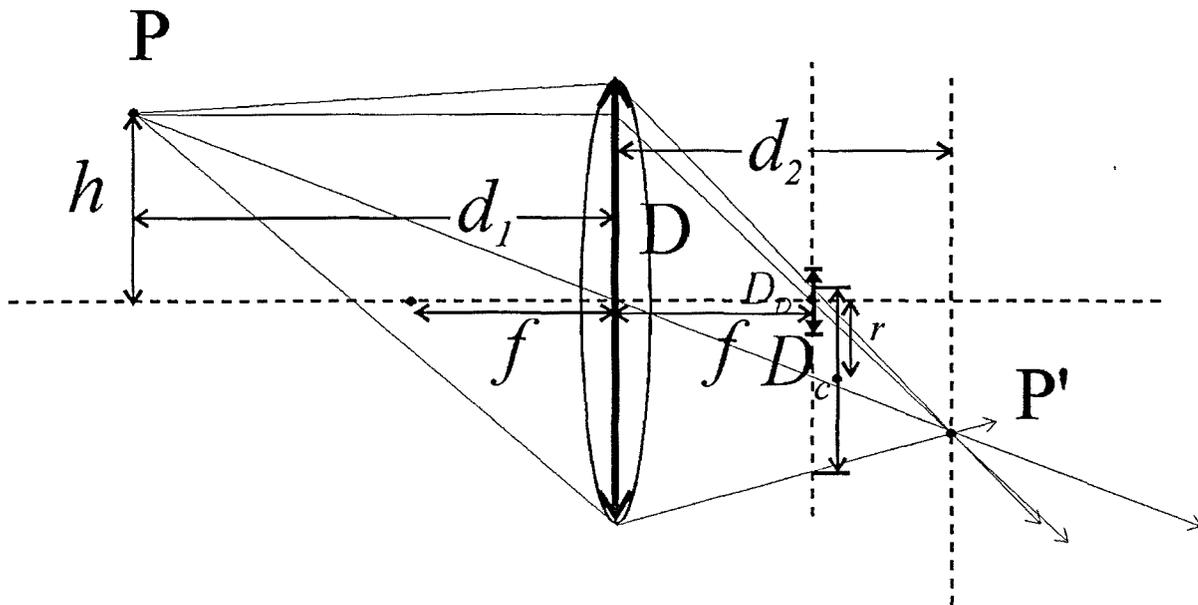


Figura III.6. Construcción empleada para el análisis óptico de la recepción [Comerón, 96].

Al círculo de diámetro D_c lo denominaremos *círculo de desenfoque*. Si el punto P es una fuente de luz, como ocurre en un punto de un blanco iluminado, de toda la potencia procedente de ese punto que la lente sea capaz de recoger, tan sólo será detectada aquella que caiga dentro del diámetro del fotodiodo. Podemos definir un cierto rendimiento η del proceso de la siguiente manera:

$$\eta = \frac{D_D}{D_c} = \frac{d_1 D_D}{f D} \quad (\text{III.14})$$

Este rendimiento se acerca a la unidad para una distancia mínima $d_{1,\min}$:

$$d_{1,\min} = \frac{f D}{D_D} \quad (\text{III.15})$$

Esto es, por debajo de esta distancia, el fotodiodo no es capaz de interceptar toda la potencia que, procedente de la fuente P, es recogida por la lente.

Hasta ahora hemos ignorado intencionadamente la posición del punto P respecto del eje óptico. Sin embargo, la posición del círculo de desenfoque dependerá de ésta, como se verá a continuación. Llamaremos r a la distancia del centro del círculo de desenfoque al eje óptico que, según la figura III.6 es igual a:

$$r = f \frac{h}{d_1} \quad (\text{III.16})$$

donde h es la distancia del punto P al eje óptico. En la figura III.7 podemos ver, en el plano focal, la superficie del detector y el círculo de desenfoque, donde $r_c = D_c / 2$ y $r_D = D_D / 2$. Redefiniremos el concepto de rendimiento de recepción como la integral de superposición de ambos círculos.

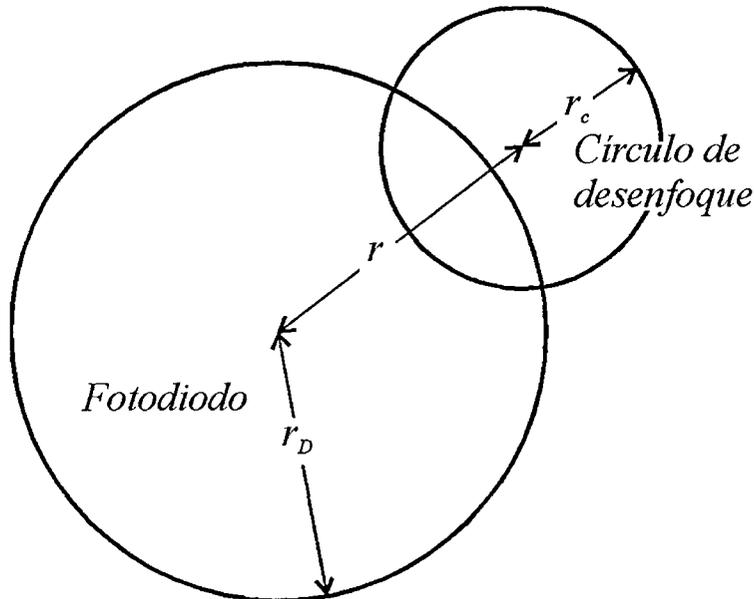


Figura III.7. Figura para el cálculo del rendimiento de recepción [Comerón, 96]

Sin embargo, hasta este momento no hemos tenido en cuenta el efecto de las aberraciones. Podemos considerar únicamente la influencia de la aberración esférica, de acuerdo con las características del sistema propuesto:

- Se trata de un sistema monocromático.
- Las zonas iluminadas del blanco se encuentran muy próximas al eje óptico (los ángulos de divergencia del haz transmitido son de 1,75 y 12,2 mrad, respectivamente). Esto hace que los valores de h sean siempre muy pequeños en relación a d_1 .

La aberración esférica aparece esquematizada en la figura III.8: los rayos que, procedentes del punto P atraviesan la lente de recepción a poca distancia del eje óptico (en la figura, ρ_1) se cortan en el punto P', donde situamos la llamada *imagen paraxial* del punto; sin embargo, los rayos que atraviesan la lente a distancias mayores del eje (en la figura, ρ_2), lo hacen a una cierta distancia dX' de la imagen paraxial. La cantidad dX' depende de la distancia al eje, ρ , según la expresión [Gaussorgues, 94]:

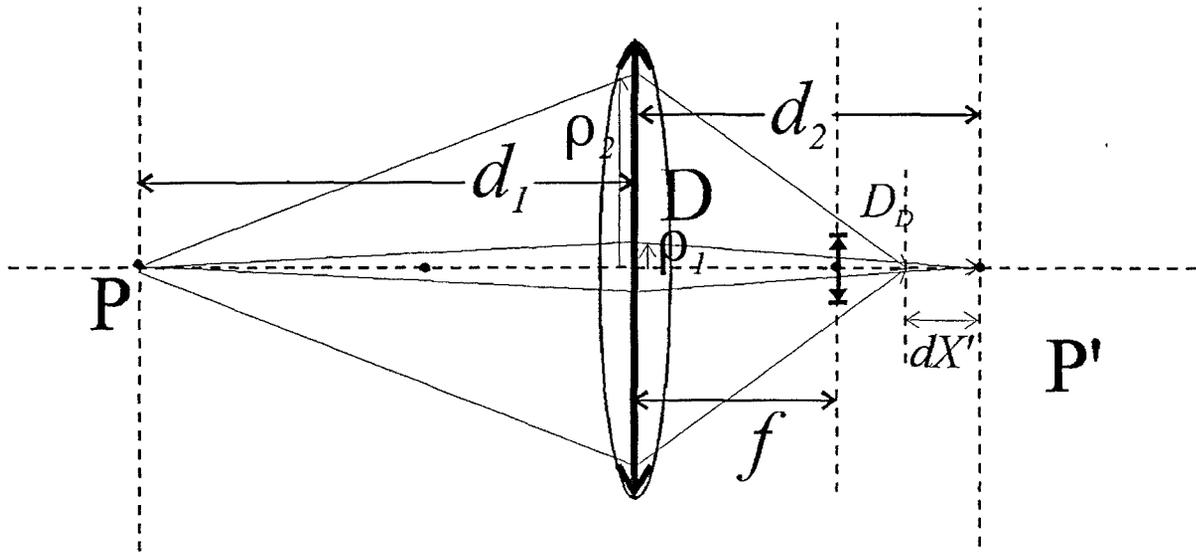


Figura III.8. Ilustración del fenómeno de aberración esférica.

$$dX' = -\frac{(d_2 \rho)^2}{8 f^3} \frac{1}{n(n-1)} \left[\frac{n+2}{n-1} q^2 + 4(n+1)q + (3n+2)(n-1)p^2 + \frac{n^3}{n-1} \right] \quad (\text{III.17})$$

donde d_2 es la distancia de la lente a la imagen paraxial; ρ , la distancia del eje óptico a la que atraviesa el rayo considerado; n el índice de refracción del material de la lente. La distancia focal f de una lente esférica real se calcula [Born&Wolf, 80]:

$$f = \left[(n-1) \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right) + \frac{(n-1)^2 t_c}{n R_1 R_2} \right]^{-1} \quad (\text{III.18})$$

donde R_1 y R_2 son los radios de curvatura de las caras de la lente y t_c su grosor. Los parámetros p y q se pueden calcular con las expresiones [Gaussorgues, 94]:

$$p = 1 - \frac{2f}{d_2} \quad (\text{III.19})$$

$$q = \frac{R_1 + R_2}{R_1 - R_2} \quad (\text{III.20})$$

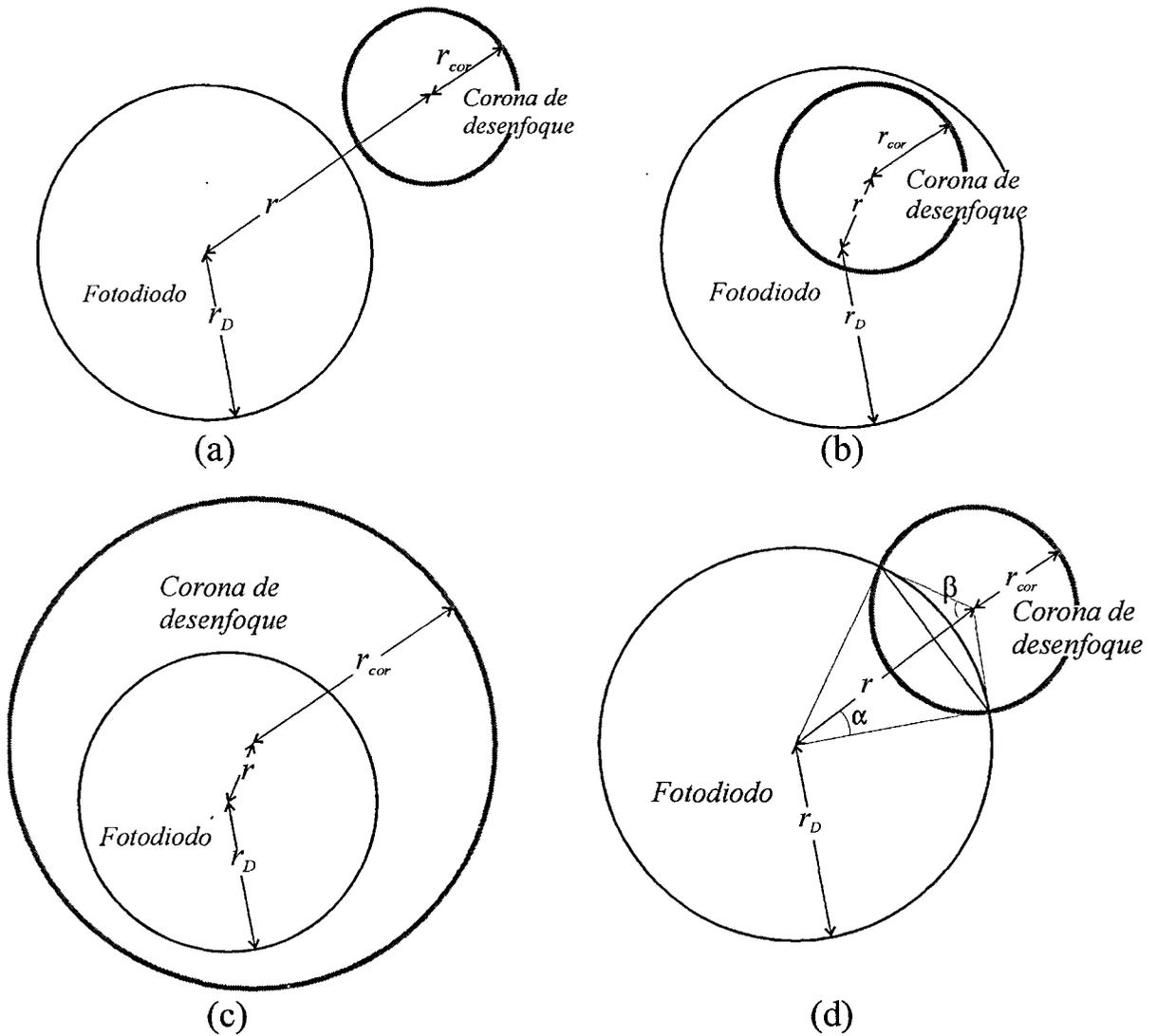


Figura III.9. Figura para el cálculo del rendimiento de recepción, incluyendo el efecto de la aberración esférica.

Ya se ha justificado previamente que, debido a los valores pequeños de divergencia del haz transmitido, podemos considerar que todos los puntos iluminados del blanco se encuentran muy próximos al eje óptico y por ello podemos considerar únicamente el efecto de la aberración esférica. Podemos considerar, como se representa en la figura III.9, que el conjunto de rayos que atraviesan la lente a una distancia ρ del eje óptico, forman una corona circular de radio ρ y espesor diferencial. Una vez refractados por la lente, forman una *corona cónica* cuyo corte con el plano focal vuelve a ser una corona circular, de espesor diferencial, que llamaremos *corona de desenfoque* y cuyo radio r_{cor} se puede calcular como:

$$r_{cor} = \rho \left(\frac{d_2 + dX' - f}{d_2 + dX'} \right) \quad (III.21)$$

Éste, a su vez, dependerá de todos los parámetros de los que dependen ρ , d_2 , dX' y f . La posición del centro de esta corona, r , es la misma que se obtiene en la ecuación (III.16). La fracción de luz $d\eta$ que atraviesa la lente en las condiciones detalladas arriba, respecto de la luz total recogida se puede expresar como:

$$d\eta = \frac{2\pi \rho}{\pi \left(\frac{D}{2}\right)^2} d\rho = \frac{8}{D^2} \rho d\rho \quad (\text{III.22})$$

El rendimiento con el que el sistema recogerá la luz contenida en esta corona circular será igual a la fracción de la circunferencia (externa o interna) comprendida en la intersección con el círculo que contiene el área activa del detector. Llamaremos \cap a esta fracción. Veamos primero los casos más sencillos posibles:

$\cap = 0$ si $r \geq r_{cor} + r_D$, pues la intersección es nula (ver figura III.9.(a));

$\cap = 1$ si $r_{cor} < r_D$, siempre que $r < r_D - r_{cor}$, ya que el fotodetector contiene completamente la corona de desenfoque (ver figura III.9.(b));

$\cap = 0$ si $r_{cor} > r_D$ y $r < r_{cor} - r_D$, pues se da la situación inversa en la que la corona de desenfoque *contiene* al fotodetector, pero la cantidad de luz recogida por el fotodetector es nula (ver figura III.9.(c)).

Si la situación es la más genérica, dibujada en la figura III.9.(d), en la que se produce una intersección parcial, procederemos de la siguiente manera:

a) Calcularemos los cosenos de los ángulos α y β de la siguiente forma:

$$r_D \text{ sen}\alpha = r_{cor} \text{ sen}\beta \quad (\text{III.23})$$

y

$$r_D \text{ cos}\alpha + r_{cor} \text{ cos}\beta = r \quad (\text{III.24})$$

de donde obtenemos:

$$r - r_D \text{ cos}\alpha = r_{cor} \text{ cos}\beta \quad (\text{III.25})$$

Elevando al cuadrado (III.23) y (III.25), sumándolas y operando llegamos a despejar:

$$\cos\alpha = \frac{r_D^2 + r^2 - r_{cor}^2}{2 r_D r} \quad (\text{III.26})$$

$$\cos\beta = \frac{r_{cor}^2 + r^2 - r_D^2}{2 r_{cor} r} \quad (\text{III.27})$$

El valor de \cap , en este caso es de:

$$\cap = \frac{\beta}{\pi} \quad (\text{III.28})$$

El *rendimiento* de recepción de la lente para toda la luz procedente de un punto P dado será igual a:

$$\eta = \frac{8}{D^2} \int_0^{\frac{D}{2}} \cap \rho \, d\rho \quad (\text{III.29})$$

Nuestros blancos no son puntuales, sino que están formados por la intersección de un haz elíptico con la superficie plana del blanco. Calcularemos ahora la potencia que, procedente de un blanco iluminado, es efectivamente captada por el fotodiodo. La potencia recibida P_{rx} es proporcional a un factor de *rendimiento de recepción* η_{rx} cuya expresión podemos calcular:

$$\eta_{rx} = \frac{8}{D^2} \int_0^{2\pi} \int_0^{r_{cor}+r_D} \int_0^{\frac{D}{2}} \cap \rho f(r, \varphi; x_0, y_0) r \, d\varphi \, dr \, d\rho \quad (\text{III.30})$$

donde hay que hacer notar que el límite $r_{cor}+r_D$ depende del valor de ρ . La función $f(r, \varphi; x_0, y_0)$ representa la distribución de intensidad en el plano focal en ausencia de desenfoque, esto es, como si la posición en el plano focal del centro de la corona de desenfoque fuese la misma que ocuparía el punto enfocado correctamente. El punto (x_0, y_0) es la posición del centroide de la imagen de la zona del blanco iluminada por el haz transmitido formada por la lente de recepción, respecto del centro del área del detector y según los ejes definidos por los planos perpendiculares entre sí, cuya intersección es el eje óptico, en los que medimos los ángulos de divergencia del haz transmitido (ver apartado III.2.1.3). Supondremos que el blanco es extenso y que, por tanto, intercepta toda la potencia del haz transmitido. Podemos calcular la distribución $f(r, \varphi; x_0, y_0)$ en función de las coordenadas asociadas a estos planos:

$$f(r, \varphi; x_0, y_0) = f(x, y; x_0, y_0) \Big|_{\substack{x=r \cos \varphi \\ y=r \sin \varphi}} \quad (\text{III.31})$$

donde hemos asociado la variable espacial x al desplazamiento en el plano ZX y la variable y al desplazamiento en el plano ZY. La imagen del spot iluminado sobre el blanco tendrá una distribución de intensidad aproximadamente gaussiana, por lo que $f(r, \varphi; x_0, y_0)$ tendrá una expresión con la siguiente forma:

$$\begin{aligned} f(r, \varphi; x_0, y_0) &= \frac{1}{2 \pi \sigma_{ZX} \sigma_{ZY}} e^{-\frac{(x - x_0)^2}{2 \sigma_{ZX}^2}} e^{-\frac{(y - y_0)^2}{2 \sigma_{ZY}^2}} \Big|_{\substack{x=r \cos \varphi \\ y=r \sin \varphi}} = \\ &= \frac{1}{2 \pi \sigma_{ZX} \sigma_{ZY}} e^{-\frac{(r \cos \varphi - x_0)^2}{2 \sigma_{ZX}^2}} e^{-\frac{(r \sin \varphi - y_0)^2}{2 \sigma_{ZY}^2}} \end{aligned} \quad (\text{III.32})$$

Donde σ_{ZX} y σ_{ZY} son los anchos a $1/e^2$ en intensidad de la imagen según los planos ZX y ZY. Sustituyendo la expresión (III.30) en la (III.28) obtenemos la expresión del rendimiento de recepción, η_{rx} :

$$\eta_{rx} = \frac{8}{2 \pi \sigma_{ZX} \sigma_{ZY} D^2} \int_0^{2\pi} \int_0^{D/2} \int_0^{r_{cor}(\rho) + r_D} \rho e^{-\frac{(r \cos \varphi - x_0)^2}{2 \sigma_{ZX}^2}} e^{-\frac{(r \sin \varphi - y_0)^2}{2 \sigma_{ZY}^2}} r d\varphi d\rho dr \quad (\text{III.33})$$

Este rendimiento mide la relación entre la potencia detectada por el fotodetector y la recogida por la lente de recepción, como se verá en el apartado III.4.3. Calcularemos los términos que aparecen en la expresión (III.33).

Para el cálculo de la posición en el plano focal del centroide de la imagen del spot iluminado sobre el blanco no consideraremos el efecto de las aberraciones. Podemos tener un desplazamiento transversal del eje del haz transmitido respecto del eje que pasa por el centro del fotodetector, debido a un mal alineamiento. Referiremos este desplazamiento al centro del fotodetector y los ejes X e Y, con las coordenadas (ξ_X, ξ_Y) . También puede aparecer una inclinación relativa entre ambos ejes ópticos, medida por el par de ángulos (δ_X, δ_Y) . Así:

$$\begin{aligned} x_0 &= f \frac{\delta_X d_1 + \xi_X}{d_1} \\ y_0 &= f \frac{\delta_Y d_1 + \xi_Y}{d_1} \end{aligned} \quad (\text{III.34})$$

El tamaño a $1/e^2$ en intensidad de la imagen formada por la lente del spot sobre el blanco se puede calcular a partir de la divergencia del haz transmitido, que se midió en el capítulo anterior y que representamos por los ángulos θ_{ZX} y θ_{ZY} . En los ejes X e Y, en el plano focal, los anchos a $1/e^2$ en intensidad, σ_{ZX} y σ_{ZY} , se pueden calcular con la expresión:

$$\begin{aligned}\sigma_{ZX} &= \frac{f}{\sqrt{2} d_1} W(d_1) = \frac{f}{\sqrt{2} d_1} (d_1 + \Delta d) \theta_{ZX} \approx \frac{f \theta_{ZX}}{\sqrt{2}} \\ \sigma_{ZY} &= \frac{f}{\sqrt{2} d_1} W(d_1) = \frac{f}{\sqrt{2} d_1} (d_1 + \Delta d) \theta_{ZY} \approx \frac{f \theta_{ZY}}{\sqrt{2}}\end{aligned}\tag{III.35}$$

donde Δd representa la diferencia de distancia del blanco a la lente de recepción y al láser transmisor, que hemos considerado despreciable.

En todo este análisis se ha considerado que la pupila del sistema es la correspondiente a la lente de recepción. Sin embargo, tanto para el haz primario como para el secundario, el primer elemento de entrada al sistema es el divisor de haz de diámetro D_h que efectúa las labores de duplexor. Éste está girado horizontalmente, formando un ángulo de 45° con el plano de la lente de recepción. Ello implica que la pupila de entrada, para lentes de recepción cuyo diámetro sea mayor que $D_h / \sqrt{2}$, como las que emplearemos en el laboratorio, es una elipse, cuyo eje vertical es igual al diámetro del divisor de haz y su eje horizontal igual a $D_h / \sqrt{2}$.

Dado que el análisis del efecto del desenfoque teniendo en cuenta esta apertura elipsoidal es farragoso y no aporta nuevos conceptos, se ha optado por la siguiente aproximación: se considerará una apertura cuyo diámetro equivalente D' es igual a:

$$D' = \sqrt{D_{\min} D_{\max}}\tag{III.36}$$

Si el diámetro de la lente de recepción es superior a $D_h / \sqrt{2}$ se considera un valor $D_{\min} = D_h / \sqrt{2}$ y un valor $D_{\max} = D$. En caso contrario, se considera $D_{\min} = D_{\max} = D$. El valor D' será el empleado en las ecuaciones (III.12) a (III.33).

4.3. BALANCES DE POTENCIA.

El sistema descrito en este capítulo incluye dos caminos de medida, el del haz principal y el del haz secundario. Calcularemos por lo tanto dos balances de potencia.

En el capítulo homólogo correspondiente al sistema coherente (ver sección II.4.3) comentábamos la influencia de las características del divisor de haz en el valor de potencia recibida. El divisor de haz empleado en este caso es un modelo 03 BTF 033 de la casa Melles-Griot [Melles-Griot,

95], de 50 mm de diámetro. Está optimizado para trabajar en el infrarrojo cercano, con un máximo de reflectividad para una longitud de onda de 850 nm. Una de sus caras está recubierta de un material antirreflectante que evita las múltiples reflexiones que se describían en la figura II.23.

Por lo tanto consideraremos que el divisor de haz presenta un rendimiento del 70% en los caminos que impliquen reflexión y del 30% en los caminos que impliquen transmisión.

Según la figura III.5, para el camino correspondiente al haz principal hemos de considerar que la señal transmitida es la porción del haz del láser que no sufre reflexión en el divisor de haz; esta señal debe propagarse hasta el blanco y ser dispersada por él. La señal dispersada es recogida por el sistema, en el que la apertura de recepción es la limitada por el divisor de haz. Éste refleja la señal recogida hacia la lente de recepción, enfocándola sobre el área activa del fotodiodo. El rendimiento óptico del proceso es el valor η_{rx} , calculado en la ecuación (III.33). El sistema fotorreceptor produce una tensión v_{RX} , proporcional a la potencia óptica incidente, según una responsividad global en tensión ρ_v , cuyo valor podemos calcular con la siguiente expresión:

$$v_{RX} = \rho_v \eta_{rx} \frac{P_T (1 - r) r \sigma^0 \left(\frac{D'}{2}\right)^2}{2 d_1^2} \quad (\text{III.37})$$

donde P_T es la potencia óptica de pico producida por el diodo láser, r es la reflectividad del divisor de haz, σ^0 es coeficiente de retrodispersión del material del blanco, d_1 la distancia al blanco y D' el diámetro promediado de la apertura.

De nuevo según la figura III.5, el camino correspondiente al haz secundario es aquél en el que la señal transmitida es la porción de haz del láser reflejada en el divisor de haz; posteriormente se propaga, reflejándose en el espejo y es dirigido paralelamente al principal hasta que incide en el blanco. La luz dispersada es recogida por la apertura del sistema, atravesando el divisor de haz y la lente, que la concentra sobre el blanco. La expresión de la potencia recibida según el camino secundario es la misma que la del principal, si despreciamos las pérdidas en el espejo.

En la figura III.10.a se han representado los valores calculados del rendimiento de recepción η_{rx} para diferentes lentes convexas simétricas disponibles en el laboratorio, cuyas características se resumen en la tabla III. 4.

Nº lente	Diámetro (cm)	Grosor t_c (mm)	Índice refracción @810nm	Radios curvatura (cm)	Distancia focal efectiva (cm) @810nm
1	7,5	9,8	1,5104	20,55	19,97
2	5	6,1	1,5104	15,35	14,93
3	5	8,2	1,5104	10,24	9,89
4	5	16	1,7636	7,47	4,68

Tabla III.4. Características de las lentes empleadas en el prototipo de laboratorio.

En estos cálculos no se ha tenido aún en cuenta los errores de posicionamiento y/o alineamiento. Se ha considerado el diámetro del fotodiodo $D_D = 0,5 \text{ mm}$ y la longitud de onda de trabajo $\lambda = 810 \text{ nm}$. También se han incluido los valores de divergencia del haz transmitido medidos en el capítulo III.2: se ha considerado por tanto que:

$$\theta_{ZX} \approx \theta_1 / 2 \approx 0,05^\circ \approx 0,875 \text{ mrad}$$

$$\theta_{ZY} \approx \theta_2 / 2 \approx 0,35^\circ \approx 6,1 \text{ mrad}$$

De la inspección de la figura III.10.a se obtiene que, sin tener aún en cuenta errores en el apuntamiento y posición del sistema, el valor máximo de este rendimiento es de alrededor del 20%, para la lente 3, a distancias superiores a unos 4 m. Las lentes de distancias focales cortas (lentes 3 y 4) presentan buenos rendimientos a cortas distancias, pero el efecto de la aberración esférica hace bajar el rendimiento en recepción rápidamente.

En la figura III.10.b se ha representado los cálculos, empleando la expresión (III.38), del valor de tensión de pico de la señal eléctrica obtenida a la salida para un valor de potencia de pico óptica $P_T = 1 \text{ W}$ y un coeficiente de retrodispersión $\rho = 0,775$ (suponiendo el blanco constituido por papel). Para distancias superiores a unos 5 m no hay gran diferencia entre los valores de señal recibida, si bien es la lente 2 la que proporciona mejores resultados. Estos valores a distancias grandes se combinan con valores moderados a cortas distancias, que evitarán la saturación del receptor.

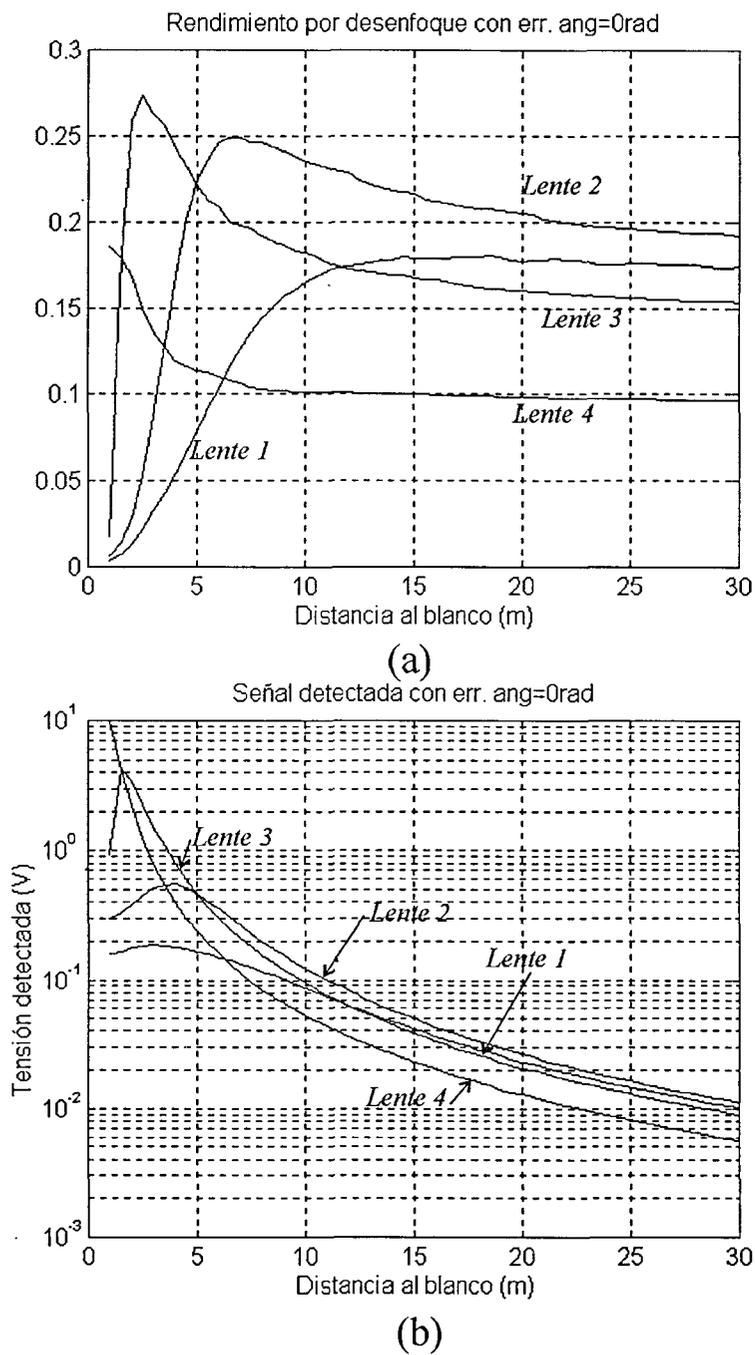


Figura III.10. (a) Rendimiento óptico en recepción y (b) Potencia recibida para diferentes lentes frente a distancia al blanco.

4.4. MEDIDAS PRELIMINARES.

Se han realizado medidas preliminares de tensión detectada y de retardo empleando tanto el blanco de papel como el catadióptrico de bicicleta. Ambas medidas se han realizado empleando un osciloscopio HP modelo 100B de 100 MHz .

El prototipo ha sido montado sobre una mesa óptica y puede verse en la figura III.11.

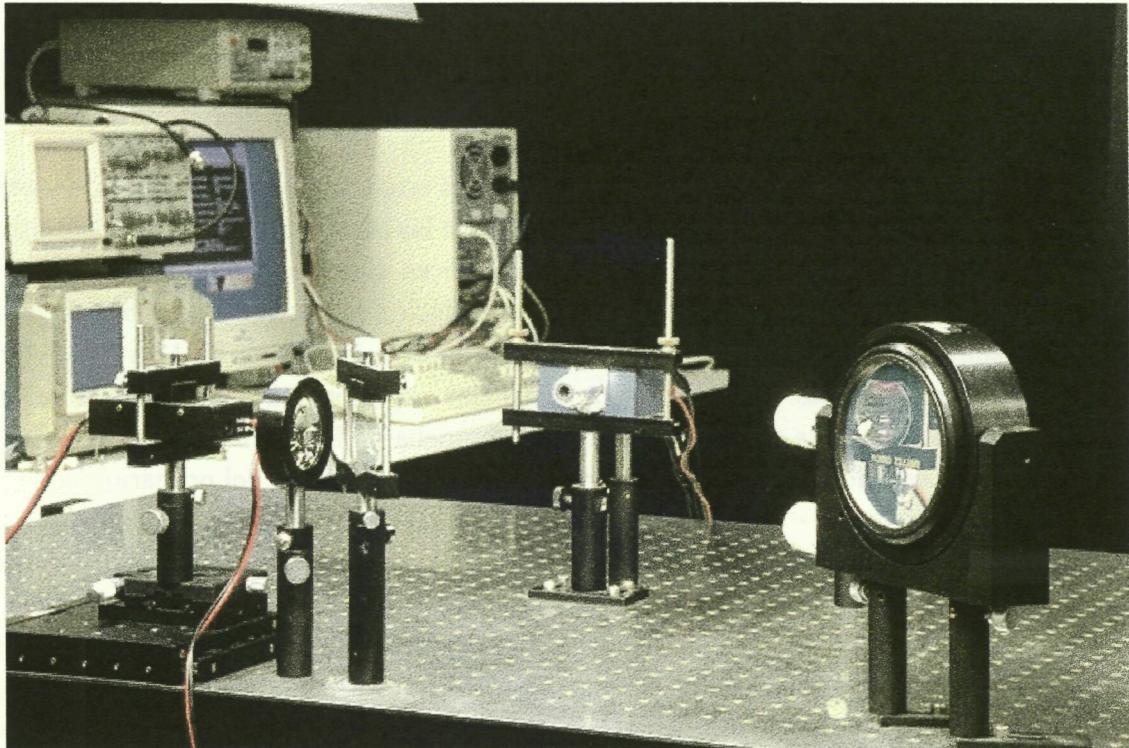


Figura III.11. Prototipo de laboratorio.

4.4.1. Medidas de tensión detectada.

Las medidas de tensión presentadas se han realizado empleando las 4 lentes descritas anteriormente y el blanco de papel. Los resultados han sido comparados con los cálculos teóricos para diferentes valores de error de posición y apuntamiento. Se han realizado medidas a distancias hasta 14 m . El ruido medido en el osciloscopio, en todos los casos, presenta un valor de pico de unos 10 mV , por lo que señales de valor inferior, no se pueden visualizar correctamente. No se presentan las medidas de tensión obtenidas empleando como blanco el catadióptrico, ya que el receptor queda saturado por la gran cantidad de potencia óptica recogida, incluso para el mayor valor de distancia conseguible en el laboratorio.

En todas las medidas realizadas a cortas distancias la tensión detectada experimentalmente es superior a la calculada, excepto en los casos de las lentes 3 y 4, en los que la tensión calculada a cortas distancias supera la tensión de saturación del amplificador de transimpedancia del módulo fotorreceptor (ver capítulo II.2).

En las figuras III.12 a III.15 se han representado los valores medidos y calculados para las configuraciones obtenidas empleando las lentes 1 a 4. Se han calculado los valores de señal recibida teniendo en cuenta como valores posibles de error de apuntamiento $\delta_x = \delta_y = \delta = -1 \text{ mrad}$, $-0,1 \text{ mrad}$, $0,1 \text{ mrad}$ y 1 mrad y de posición $\xi_x = \xi_y = \xi = -1 \text{ cm}$, -1 mm , 1 mm y 1 cm . Se pretende comparar los cálculos realizados para diferentes ópticas y valores de error de posición y apuntamiento con los resultados obtenidos.

Puede apreciarse que, para las lentes 1, 2 y 3, las medidas están comprendidas en los márgenes definidos por las diferentes curvas teóricas. De acuerdo con las características de los dispositivos empleados, cabe esperar unos errores de apuntamiento en el entorno de $\delta = \pm 1 \text{ mrad}$ y de posicionamiento de ξ de algunos milímetros. Esta apreciación puede verse corroborada por la comparación entre las curvas teóricas y las medidas contenidas en las figuras III.12 a III.14. Cabe indicar que en las medidas obtenidas para distancias superiores a 11 m con la lente 1 (notablemente mayores a las esperadas como se comprueba en la figura III.12) se adivina la aportación del haz secundario, que está iluminando el campo de visión del primario.

Los cálculos y medidas relativos a la lente 4, reflejados en la figura III.15, presentan sin embargo una mayor discrepancia. En este caso los valores experimentales quedan por encima de *todos* los valores calculados, excepto los de cortas distancias por la saturación del receptor. Esta discrepancia la atribuimos a la presencia de aberraciones diferentes a la esférica [Smith, 90] que compensen los efectos del desenfoque. Se trata de un hecho bastante razonable ya que es la lente de menor distancia focal ($\sim 5 \text{ cm}$), por lo que deben ser consideradas las aberraciones de mayor orden.

Una conclusión que podemos obtener de cálculos y medidas es la gran robustez del sistema frente a estos desapuntamientos y errores de posición.

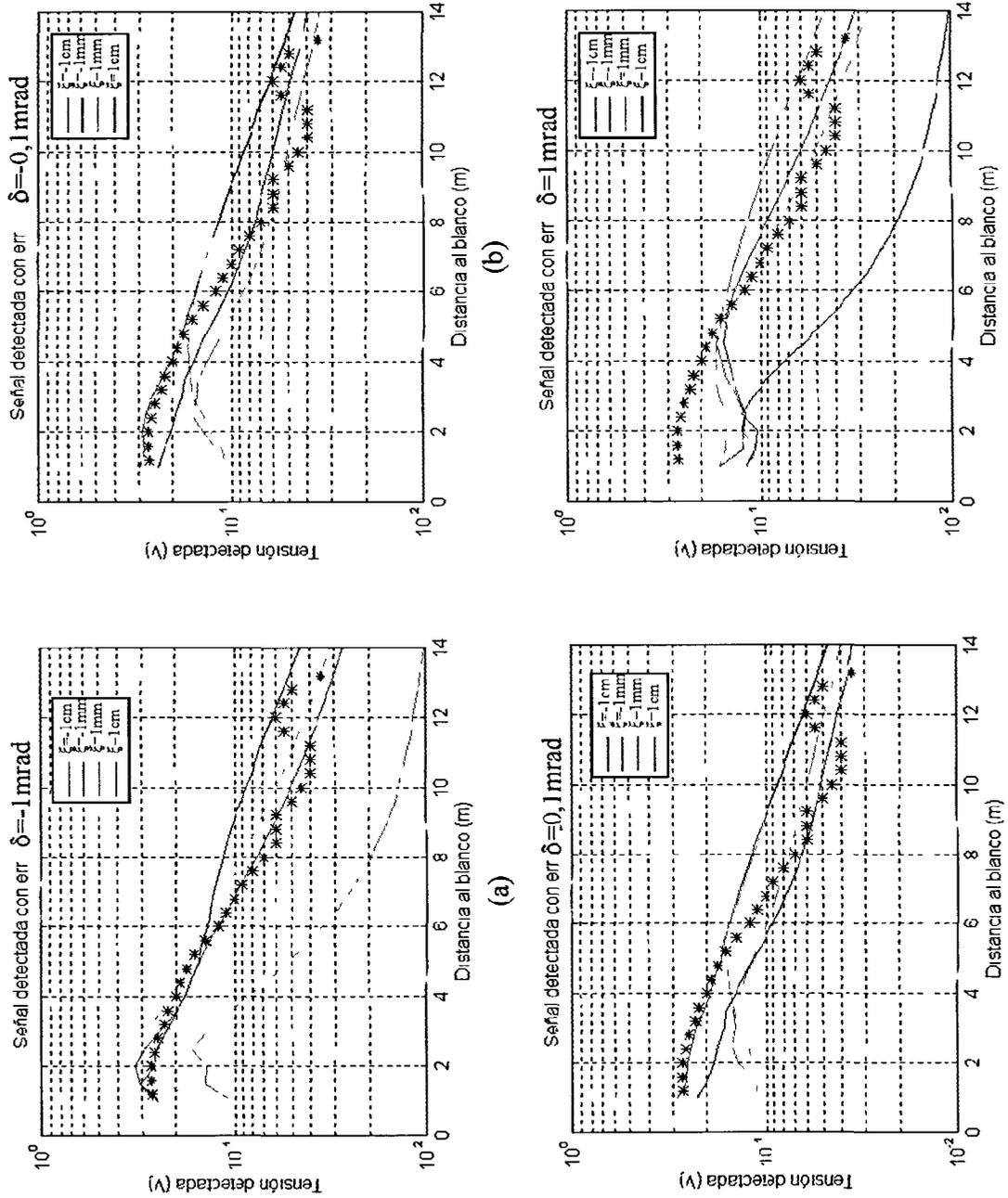


Figura III.12. Comparación de cálculos y medidas de tensión detectada, empleando la lente 1, para diferentes valores de error angular: (a) $\delta = -1$ mrad, (b) $\delta = 0,1$ mrad y (c) $\delta = 0,1$ mrad y (d) $\delta = 1$ mrad para diferentes valores de error de posición ξ .

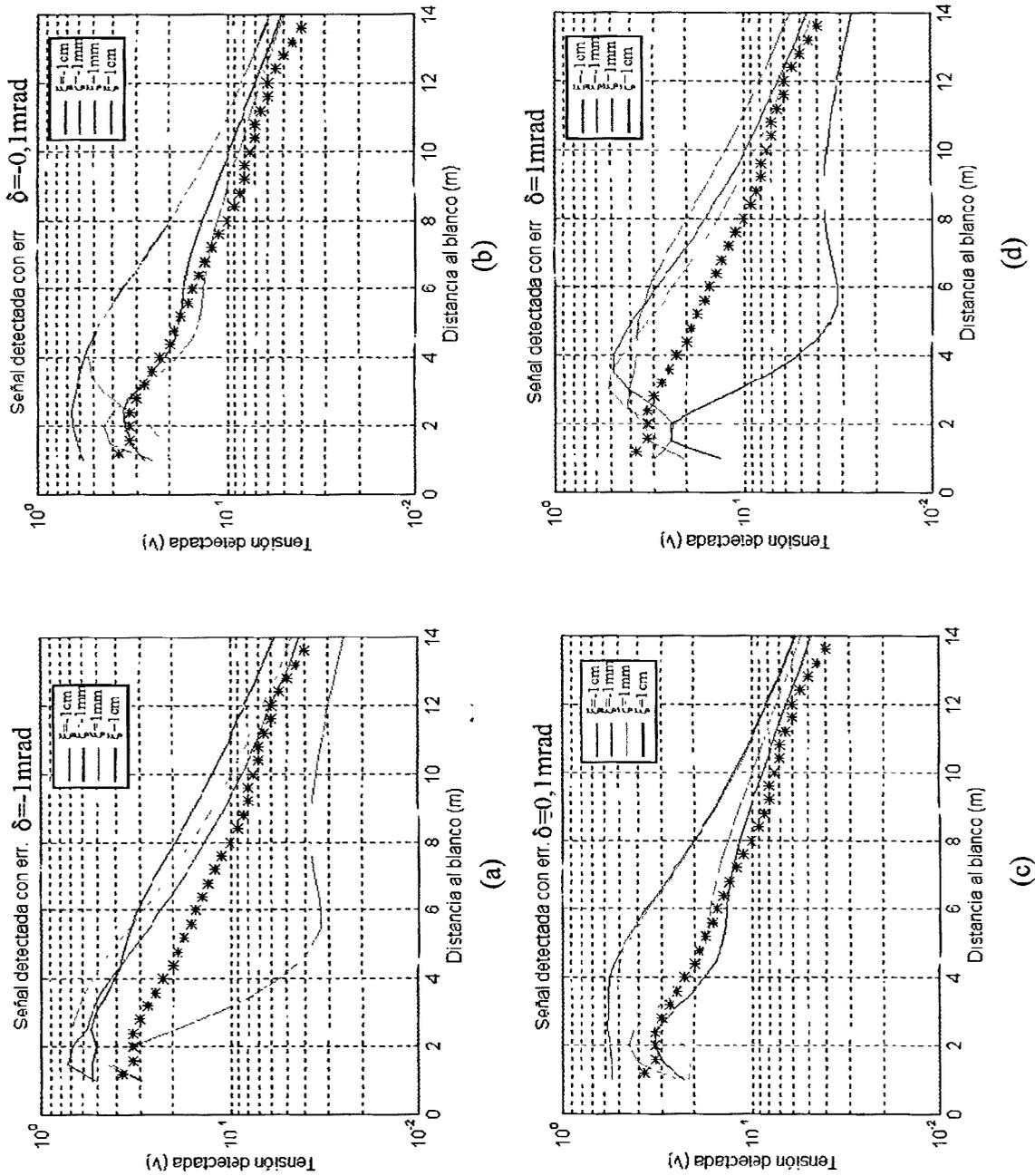


Figura III.13. Comparación de cálculos y medidas de tensión detectada, empleando la lente 2, para diferentes valores de error angular: a) $\delta = -1 \text{ mrad}$, (b) $\delta = -0,1 \text{ mrad}$ y (c) $\delta = 0,1 \text{ mrad}$ y (d) $\delta = 1 \text{ mrad}$, para diferentes valores de error de posición ξ .

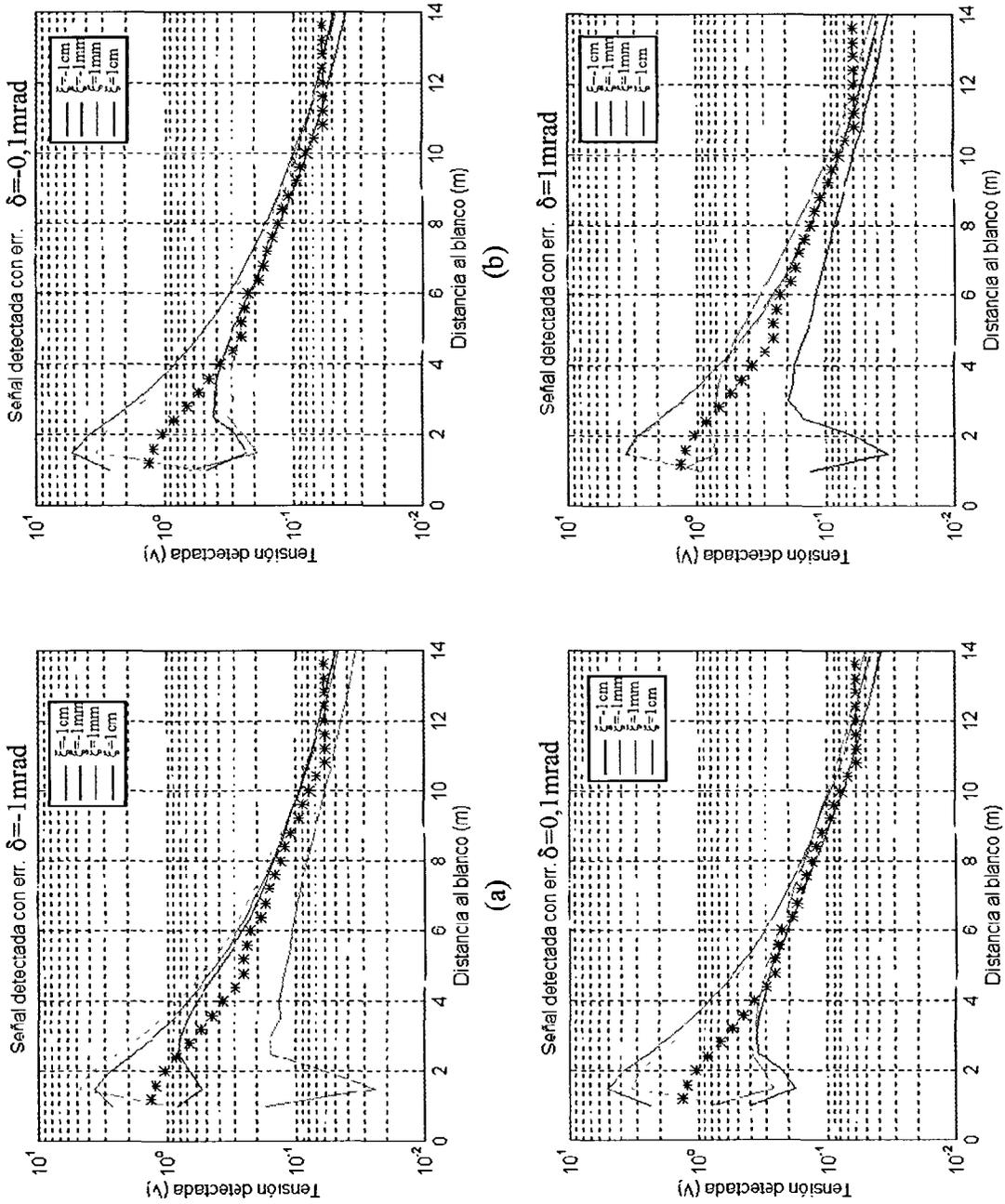


Figura III.14. Comparación de cálculos y medidas de tensión detectada, empleando la lente 3, para diferentes valores de error angular: (a) $\delta = -1 \text{ mrad}$, (b) $\delta = -0, 1 \text{ mrad}$ y (c) $\delta = 0, 1 \text{ mrad}$ y (d) $\delta = 1 \text{ mrad}$, para diferentes valores de error de posición ξ .

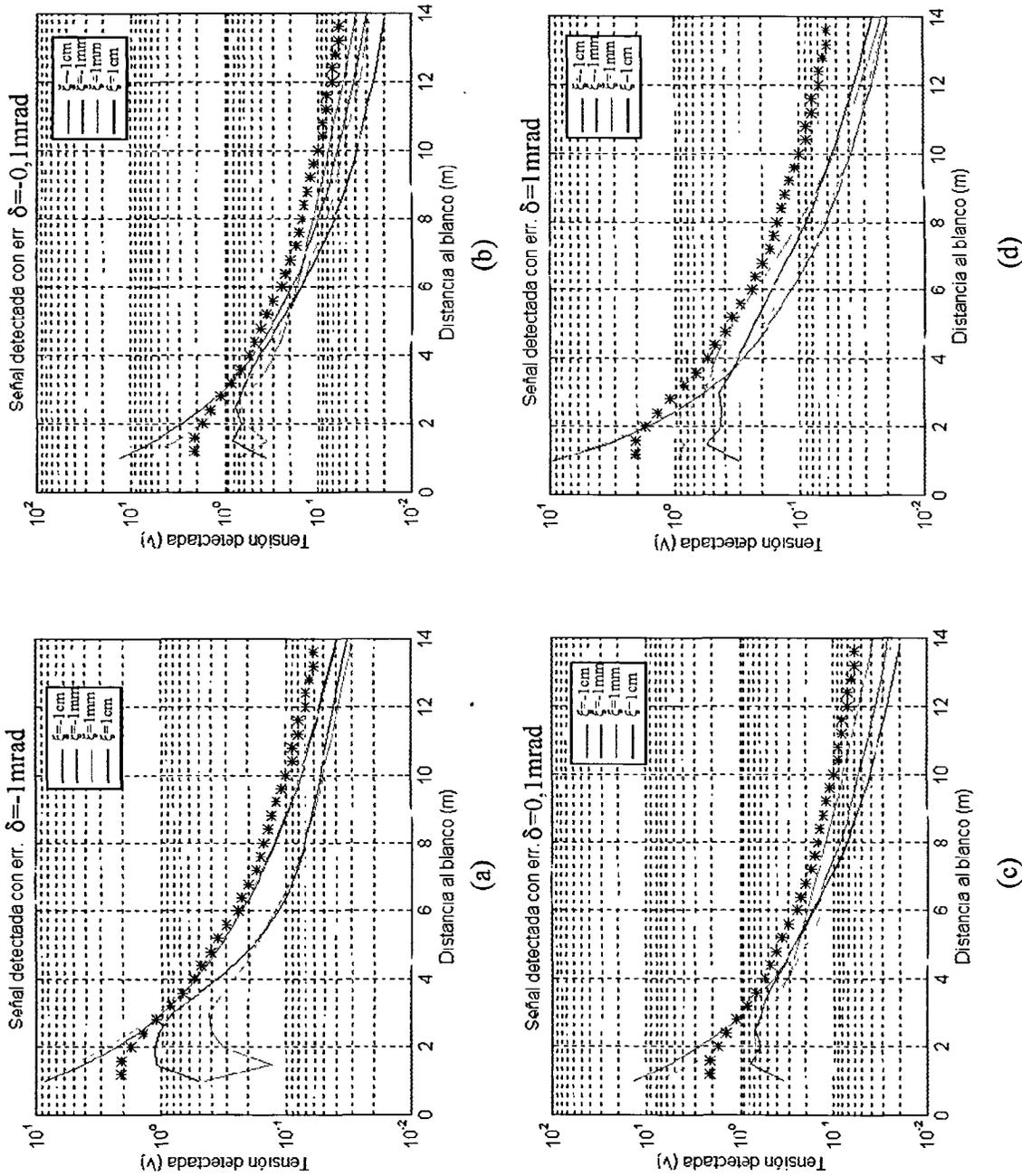


Figura III.15. Comparación de cálculos y medidas de tensión detectada, empleando la lente 4, para diferentes valores de error angular: (a) $\delta = -1$ mrad, (b) $\delta = 1$ mrad, (c) $\delta = 0,1$ mrad y (d) $\delta = 0,1$ mrad para diferentes valores de error de posición ξ .

4.4.2. Medidas de retardo.

A continuación se presentan las medidas de retardo frente a distancia. Ya hemos comentado que se han realizado empleando como blanco un catadióptrico, debido al alto valor de sección recta que presentan. Esto permite realizar las medidas de retardo con gran precisión. Las medidas realizadas aparecen en la figura III.20.

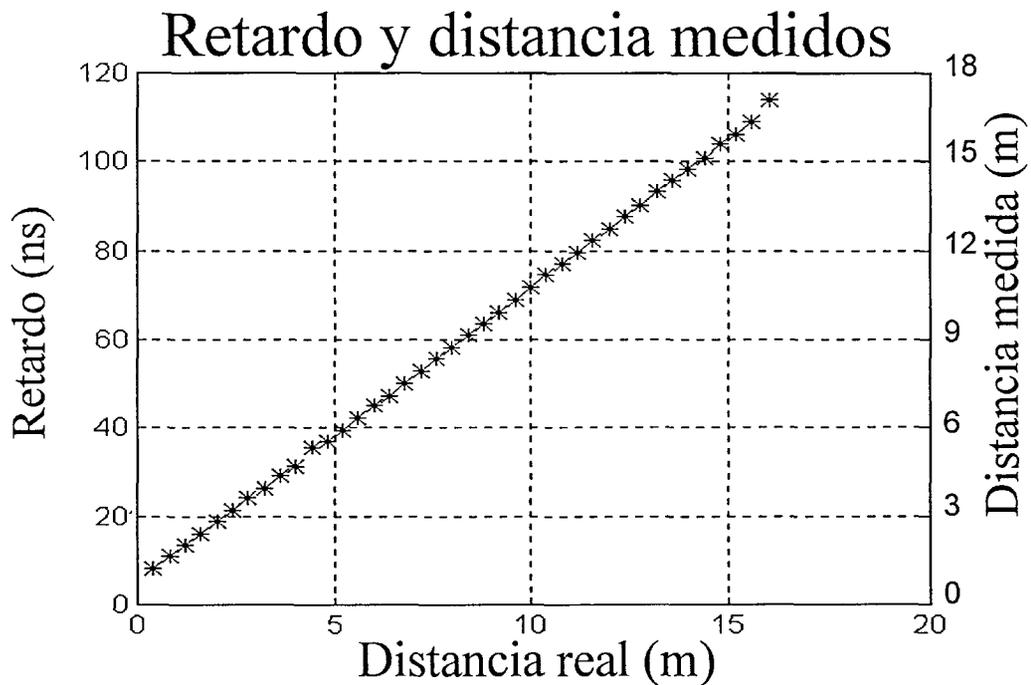


Figura III.16. Retardos medidos con el sistema incoherente.

Como se puede apreciar, se encuentran, con pequeños errores, en una línea recta. Se muestran valores de retardo y sus correspondientes de distancia medida. A fin de calibrar el sistema de medida de distancias, se ha obtenido la recta de regresión por el método de los pares de puntos y el resultado obtenido ha sido el siguiente:

- Pendiente: $0,9996 \text{ m/m}$
- Ordenada en el origen: $0,7728 \text{ m}$.
- Error cuadrático medio: $1,1 \text{ cm}$.

Parte IV:
Discusión y Conclusiones.
Aplicaciones.
Líneas de Futuro.

1. Discusión y Conclusiones.

El estudio de los sistemas lidar de baja potencia ha permitido el desarrollo de una tecnología poco conocida en España con posibilidades comerciales, como se discute en el capítulo siguiente.

El estudio de los diferentes fenómenos implicados en los sistemas lidar coherentes ha sido especialmente interesante. Ha necesitado de una revisión de la teoría de la coherencia de la luz y del fenómeno de la interferencia óptica (capítulos I.4 y I.5). Se ha realizado un esfuerzo de adaptación de la teoría existente a sistemas de medida de blancos sólidos, ya que la bibliografía disponible trata, sobre todo, de sistemas de sondeo de la atmósfera.

En el diseño de lidares coherentes se necesita llegar a un delicado equilibrio entre la obtención de un buen nivel de señal Doppler detectada, el nivel de ruido cuántico, las limitaciones de potencia de los fotodiodos y la disponibilidad de fuentes láser adecuadas. Esto hace que todavía quede un buen camino por recorrer. Los progresos recientes en láseres de semiconductor, así como la disponibilidad de acopladores direccionales en fibra monomodo mantenedora de polarización auguran un futuro prometedor a estos sistemas.

La experiencia del autor, recogida en la parte II del presente trabajo, constata la importancia de la interrelación entre los diferentes parámetros del sistema (estructura del prototipo, potencia del

láser, responsividad del fotorreceptor, características del divisor de haz y las lentes...), a la hora de obtener un buen rendimiento del sistema. Con el estudio del prototipo desarrollado se ha intentado, con los medios disponibles, comprender y controlar la influencia de cada uno de los factores anteriores.

Una de las conclusiones más destacadas ha sido la importancia de disponer de un prototipo con estructura coaxial autoapuntada que garantice el máximo solapamiento entre el haz transmitido y el oscilador local retropropagado. El empleo de la reflexión de la cara externa del espejo de salida del láser transmisor es decisivo en este sentido.

Se ha constatado que el alcance máximo se obtiene haciendo trabajar el fotodiodo de avalancha con valores de multiplicación moderados, que llevan aparejados factores pequeños, pero que hacen que sea el ruido cuántico el que limita el valor final de relación señal a ruido. Se podría obtener una mejora reduciendo el ruido térmico del amplificador, lo que permitiría prescindir del proceso de avalancha y del factor de ruido en exceso que acarrea. En este sentido estamos desarrollando algunas actividades encaminadas al desarrollo de fotorreceptores con fotodiodos PIN que presenten valores de NEP bajas [Bordes, 98]. La reducción del ruido térmico del amplificador de transimpedancia puede conducir por tanto a una mejora sustancial de las prestaciones del sistema, en el que se podría aumentar la reflectividad del divisor de haz hasta el valor óptimo.

El aumento en la potencia disponible del láser (en un factor 3 ó 4) sería una opción alternativa para eliminar la necesidad de trabajar con fotodiodos en avalancha. El mayor inconveniente que encontramos actualmente es el alto precio de los láseres de HeNe de 30 mW y la separación frecuencial entre sus modos longitudinales, del orden de unos 165 MHz, que limita fuertemente el máximo desplazamiento Doppler detectable, a la vez que hace imposible trabajar con sistemas heterodinos como los que se proponen en el apartado IV.3.1. Los problemas derivados de la seguridad ocular de estos sistemas también nos llevan a considerar la posibilidad de trabajar en longitudes de onda más largas. Todo ello lleva a considerar la posibilidad de trabajar con otro tipo de tecnología láser para estos sistemas.

Un elemento que ha quedado fuera del presente trabajo es la influencia del tipo de superficie del blanco en la potencia obtenida. A la hora de realizar sistemas operativos será necesario tener en cuenta esta influencia que, sin duda, supondrá una limitación adicional en el alcance de los mismos.

La incorporación del subsistema de adquisición y medida (capítulo II.5), que permite presentar lecturas numéricas al usuario, ha resultado otro de los aspectos claves del trabajo, ya que las características de la señal detectada hacían imposible la medida directa de la frecuencia. No obstante, ha quedado patente la reducción del alcance del sistema completo respecto de los resultados preliminares del capítulo II.4. Ha quedado pendiente la caracterización del

comportamiento del sistema según la relación señal a ruido de la señal a medir.

El sistema pulsado incoherente descrito en la parte III ha revelado las virtudes y defectos de esta técnica. De una parte, se trata de un sistema más flexible en términos de potencia transmitida y alcance, como se ha descrito en el capítulo III.4. También se trata de sistemas compatibles con la presencia humana, tal como se avanzaba en el capítulo III.1, al poder ser considerados “ocularmente seguros”. De otra parte, la medida fiable de distancias y velocidades reposa sobre unidades de medida de intervalos de tiempo con resolución en el entorno de las décimas de nanosegundo, que no han sido desarrollados en el presente trabajo y cuya incorporación o desarrollo probablemente encarezca el precio del prototipo definitivo.

En definitiva, se han explorado las posibilidades de estos sistemas que aprovechan las características de la radiación a frecuencias ópticas para solventar problemas no resueltos por los radares de microondas. Sus aplicaciones pasan fundamentalmente por sistemas de detección y control a corta distancia (de hasta unos 5-6 m) que se describen en el siguiente capítulo.

2. Aplicaciones.

2.1. CONTROL DE TRÁFICO.

La figura IV.1 describe cualitativamente la situación que se produce habitualmente en condiciones de tráfico pesado en una autovía o autopista: gran cantidad de vehículos se desplazan a altas velocidades, llenando todos los carriles e infringen las normas relativas a separación entre vehículos [Pons, 93].

En esta situación de tráfico denso, en la que el control vial debería ser más estricto, los sistemas radar de microondas presentan sus mayores limitaciones: los anchos de haz del orden de unos 10° impiden distinguir entre varios automóviles situados próximamente, no siendo posible identificar por separado las velocidades de cada uno de ellos.

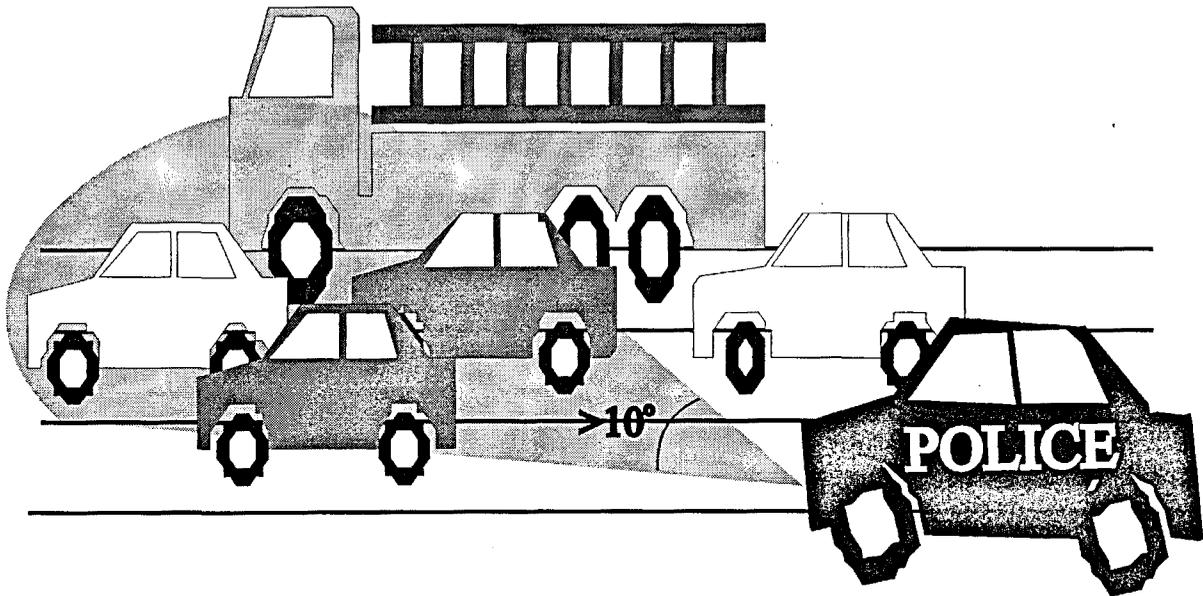


Figura IV.1. Sistema radar de control de tráfico en situación de tráfico denso.

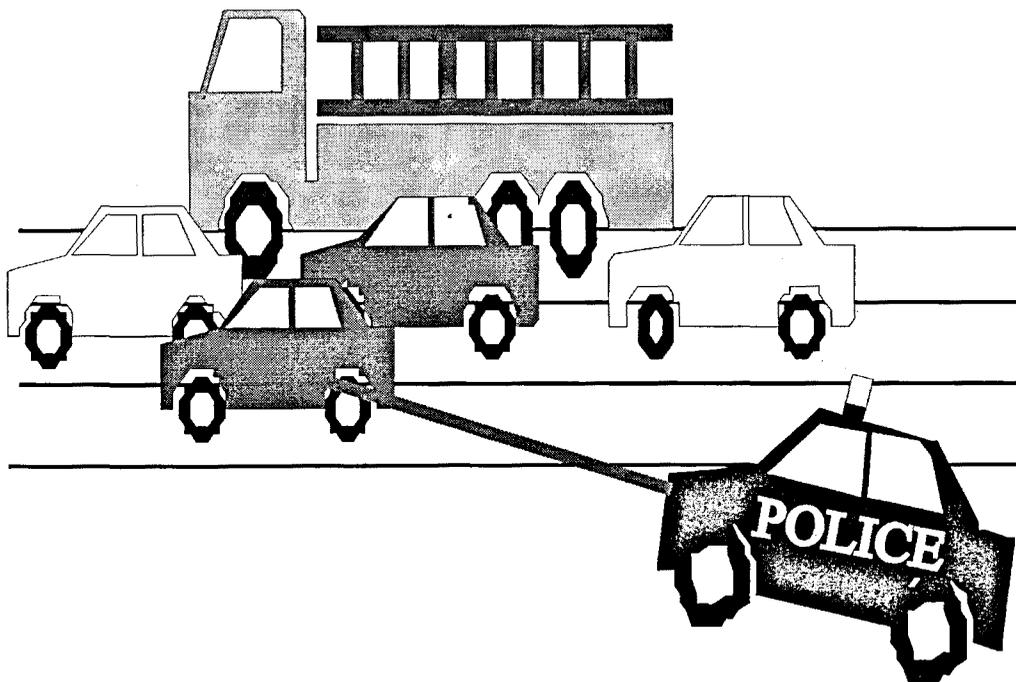


Figura IV.2. Sistema lidar coherente de control de tráfico [Rodríguez, 95a].

En la figura IV.2 se presenta una posible configuración de un sistema basado en láser, en el que, como se puede apreciar, el ancho de haz transmitido es notablemente menor. Otra ventaja de estos sistemas de control de tráfico basados en lidar es su virtual indetectabilidad (a pesar de que

algunos fabricantes afirman lo contrario [Jammers, 98]) por sistemas de *alerta temprana* o sistemas interferentes (*jammers*), empleados de manera ilegal por algunos conductores. En este caso la velocidad estimada es la correspondiente a la del desplazamiento de la superficie lateral de los vehículos. Las velocidades a detectar pueden superar los 300 km/h y los alcances necesarios son de unos $5\text{-}15 \text{ m}$, dependiendo del ancho de la calzada.

Para esta aplicación propondremos varios sistemas. El primero es el lidar coherente desarrollado en la parte II del presente trabajo, en el que el ángulo φ que forman la dirección normal a la de los móviles y la de propagación del haz láser debe ser diferente de 0° . La elección adecuada del este ángulo permite extender la velocidad máxima detectable debido al efecto seno (ver capítulo II.3), aunque pueda disminuir la resolución en velocidad medida. No obstante, al tratarse del caso de blanco con desplazamiento lineal, para el que el efecto de ensanchamiento espectral de la señal Doppler detectada disminuye con la distancia, el empeoramiento de la resolución en velocidad se reduce al mínimo. Así, el empleo de un ángulo $\varphi \approx 15^\circ$ permitiría detectar una velocidad de unos 300 km/h con un desplazamiento Doppler de unos 66 MHz a una longitud de onda de 633 nm . Por otra parte, al reducir el ángulo φ también se reduce el alcance máximo necesario del sistema en función del ancho de la calzada.

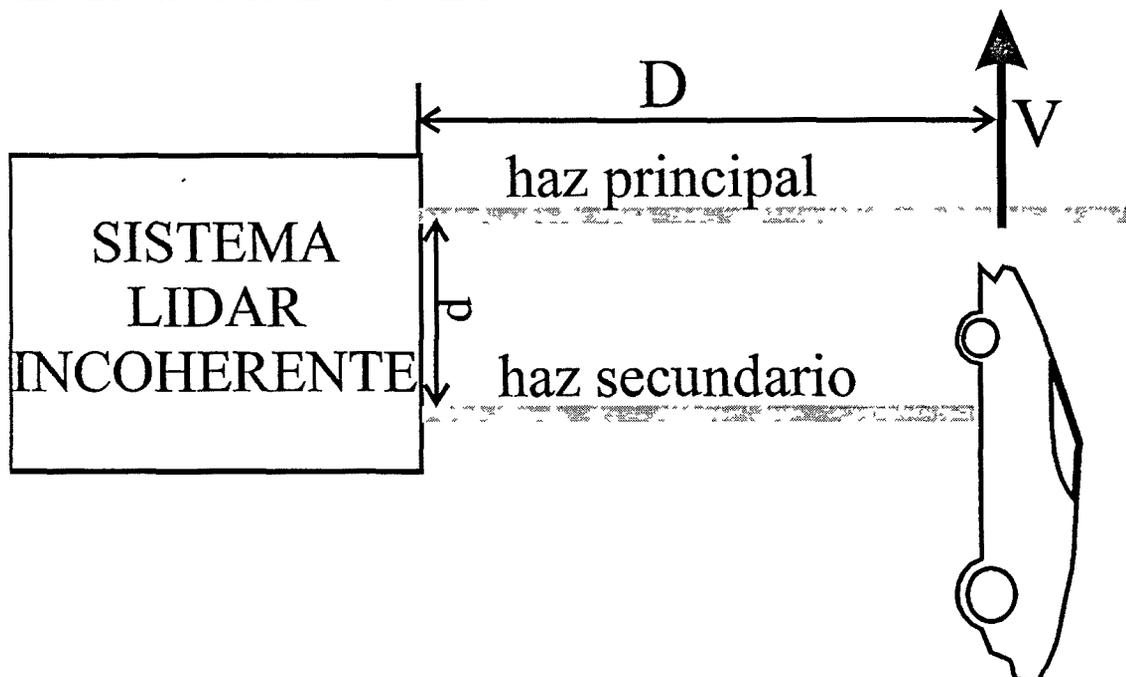


Figura IV.3. Control de tráfico por sistema lidar pulsado incoherente.

Otro posible sistema es el que aparece en la figura IV.3, empleando del lidar pulsado incoherente descrito en la parte III del presente trabajo, variante de la propuesta en [Solà, 95]. En éste se emplean los dos haces (principal y secundario) para medir la distancia a la que se encuentra el móvil, mientras que se emplea la diferencia temporal entre las interceptaciones de ambos haces para determinar la velocidad transversal del móvil.

El prototipo mide las distancias a las que se encuentran blancos que interceptan tanto el haz principal como el secundario. Más concretamente, mide la menor de las dos. La medida obtenida por intercepción del haz principal es igual a la distancia D , mientras que la obtenida del haz secundario es siempre igual a $D+d$.

Si el blanco de la figura IV.3 se desplaza con una velocidad transversal V , intercepta primero el haz secundario, con lo que el sistema está midiendo una distancia $D+d$. Transcurrido un intervalo t , intercepta el haz principal, obteniendo el sistema una medida D . El sistema asocia las dos medidas y deduce que tiene un blanco a una distancia D y que se desplaza a una velocidad $V_m = d/t$. Además, el sistema es capaz de medir la longitud L del blanco, ya que si está recibiendo medidas por el haz principal durante un intervalo T , puede obtener este valor como $L = T/V_m$.

Para un blanco que se desplace en sentido contrario, la medida de velocidad se realizaría no en el momento que el blanco comienza a interceptar los haces, sino cuando deja de interceptarlos, ya que, como se ha indicado arriba, el sistema siempre mide la distancia menor de las obtenidas por la intercepción de ambos haces, pero también es capaz de obtener distancia, velocidad y longitud del blanco a partir del análisis de las medidas.

Obviamente, las precisiones en las medidas dependen no sólo de la óptica del sistema (descrita en el capítulo III.4) sino también del subsistema de adquisición y procesado, no desarrollado en este trabajo.

La necesidad de conocer la distancia a la que se encuentra el blanco, en el caso del lidar coherente de onda continua, puede ser satisfecha por un tercer sistema que coordina el pulsado incoherente con el sistema coherente de onda continua. Así, en la figura IV.4 se puede ver un sistema en el que se determina la distancia D a la que se encuentra el móvil que intercepta el haz de un lidar pulsado incoherente. A partir de la medida proporcionada por éste, se sitúan los elementos ópticos del lidar coherente de onda continua para una distancia $R = D \sec\phi$; será éste el que realizará la medida de velocidad a partir del desplazamiento Doppler.

Este sistema requiere ajustes mecánicos realizados en tiempos del orden de algunas decenas de milisegundos. Se trata, siempre que las distancias al blanco sean superiores a unos 5 m, de pequeños desplazamientos de algunos milímetros, como se puede comprobar en la figura II.17. Cabe recordar también que, para distancias en torno a los 5 m la tolerancia del sistema coherente alcanza valores superiores a 1 m, por lo que el sistema de control de posición de las lentes no necesita ser de gran precisión.

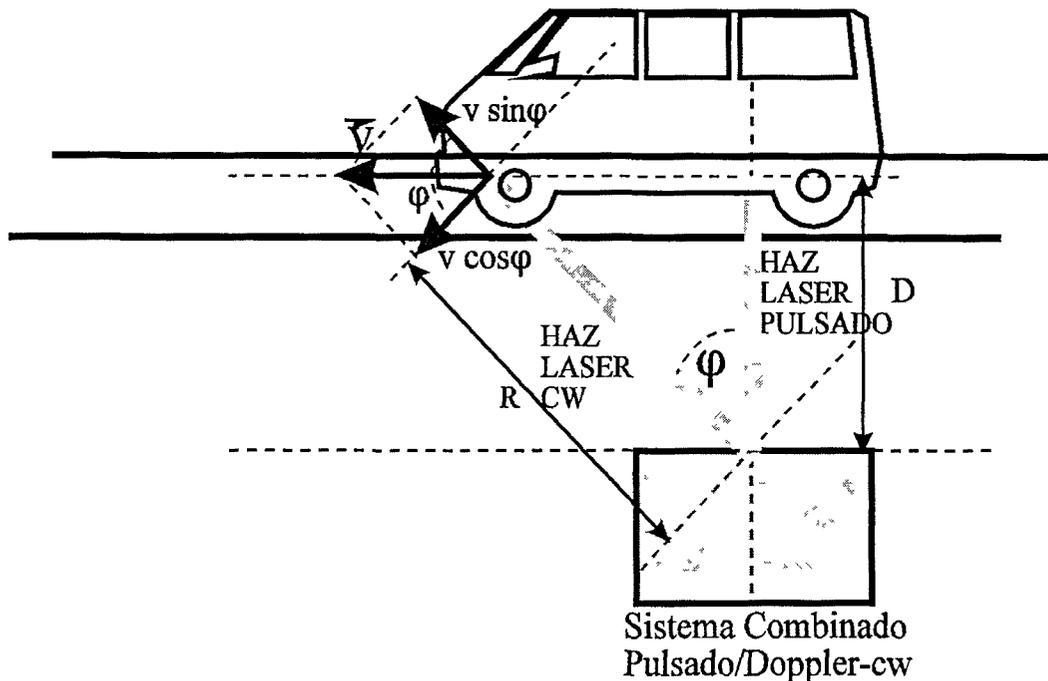


Figura IV.4. Sistema combinado.

2.2. CONTROL DE PROCESOS INDUSTRIALES.

Los sistemas lidar coherente e incoherente descritos en el presente trabajo pueden ser empleados para controlar de manera eficaz procesos industriales que incluyan el desplazamiento lineal o la rotación de piezas [Galán, 97], de forma similar a la descrita previamente para el control de tráfico.

En la figura IV.5 se describe un sistema que se encuentra en fase inicial de estudio [Dios, 97]. Se trata de resolver un problema asociado a la medición de la longitud del cable servido por suministradores. La baja precisión de los sistemas de medida tradicionales se debe a que están basados fundamentalmente en la rotación del eje sobre el que gira la bobina de la que se va desenrollando el cable. Los frecuentes deslizamientos de la bobina así como la inexactitud con la que se conoce el radio con el que está enrollado el cable, dificultan notablemente la medida de la longitud servida.

Todo ello motiva que, habitualmente, el cliente solicite una cantidad de cable superior a la necesaria, y que el suministrador proporcione bobinas de superior longitud a la pedida. El cable sobrante no se puede empalmar y su reciclaje es muy difícil y caro.

La solución propuesta emplea el sistema lidar coherente descrito en la parte II para medir continuamente, desde el momento en que comienza la operación de trasvase de cable, la velocidad del mismo. Integrando las medidas obtenidas se puede obtener la longitud $L(n)$ del

cable servido con gran precisión, según la expresión:

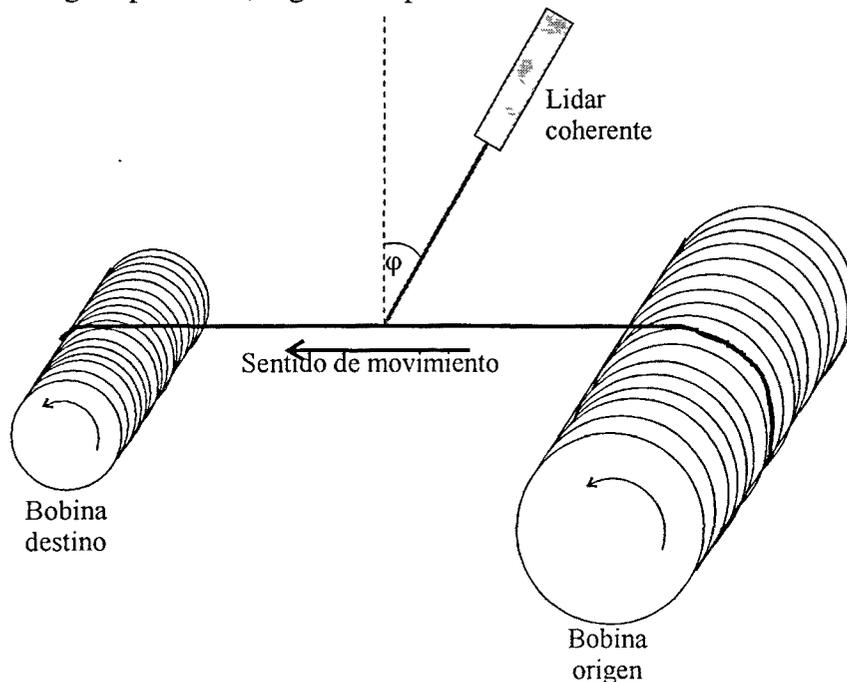


Figura IV.5. Sistema para la determinación de longitud de cable.

$$L(n) = L_0 + \sum_{i=1}^n v_i \Delta t_i \quad (\text{IV.1})$$

donde L_0 es la longitud inicial de cable enrollado, v son las sucesivas medidas de velocidad obtenidas por el sistema y Δt_i son los diferentes intervalos de tiempo transcurridos entre medidas.

Como se puede comprobar, la exactitud en la determinación de $L(n)$ no sólo está basada en la calidad de la medida de la velocidad, sino también en la de la determinación de los intervalos de tiempo entre medidas. El sistema de adquisición y medida (llamado *buscador de portadora* en el capítulo II.5) podría incluir un pequeño lazo de seguimiento que, a partir del conocimiento de la última velocidad medida, acelerase el proceso de búsqueda, lo que permitiría aumentar notablemente la tasa de renovación de información.

Cabe reseñar también aquí el sistema propuesto por [Kompa, 84]. Se trata de un sistema lidar pulsado de corto alcance para la medida de alta precisión del nivel de fundición contenido en un molde a fin de controlar fielmente el proceso de llenado. El sistema emplea técnicas de compresión espectral para conseguir precisiones de hasta $\pm 1 \text{ mm}$ para un tiempo de integración de 530 ms .

2.3. SISTEMA DE GUIADO.

La última aplicación presentada (solución a un problema planteado por [Herman, 97]) es un sistema primitivo de *visión artificial*. Se trata de un sistema de guiado para un vehículo automático de pequeñas dimensiones que debe moverse por el interior de edificios (fábricas, hospitales, etc.) que incluya la posibilidad de carga y descarga automática de materiales. Para ello se necesita un sistema capaz de determinar con gran precisión (inferior a 1 mm) la distancia a referencias conocidas.

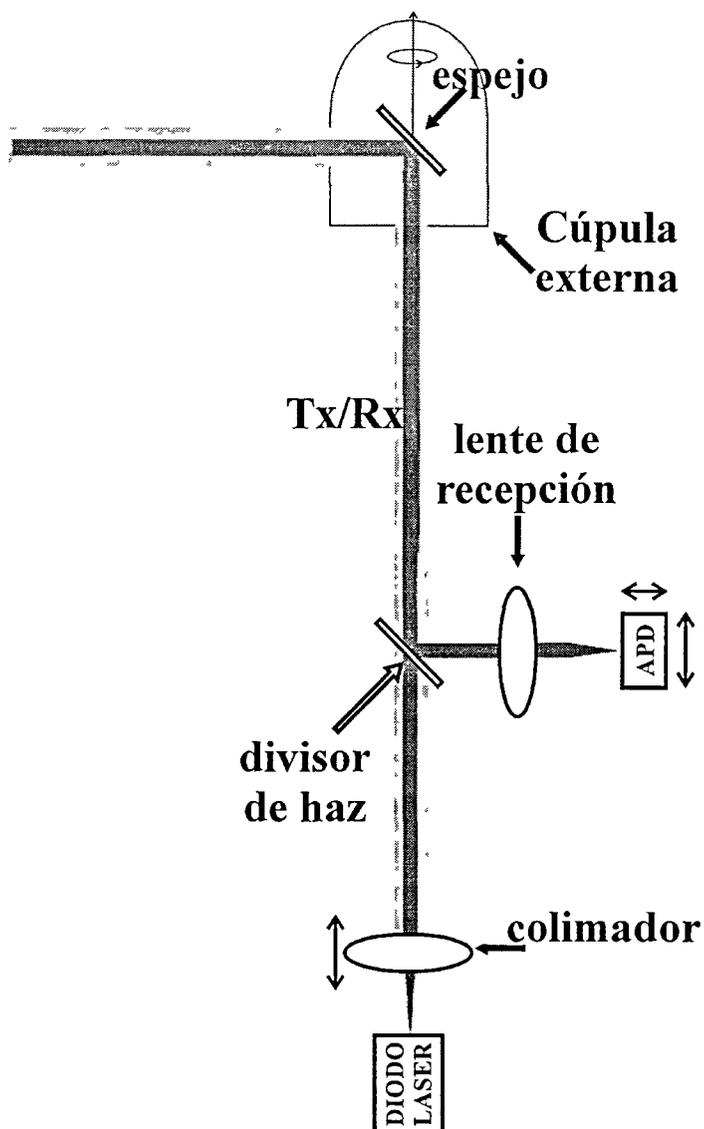


Figura IV.6. Óptica para el sistema lidar de guiado.

Para ello se propone una modificación del sistema pulsado propuesto en la parte III y descrito en las figuras IV.6 y IV.7. Los haces de medida son dirigidos, mediante el empleo de un espejo giratorio situado a 45°, en un barrido horizontal de 360°. A fin de que el sistema reconozca una

serie de referencias situadas en su camino, éstas deberían estar constituidas por sistemas reflectores catadióptricos, como los empleados en las medidas de retardo de la parte III. El sistema debe, además, conocer con gran precisión el ángulo de acimut en el que se está realizando la medida.

A fin de aumentar el número de medidas disponibles y poder realizar integración de las mismas, sería necesario aumentar la frecuencia de repetición de pulsos (*PRF*) hasta valores del orden de *1 MHz*. El valor del alcance máximo no ambiguo del sistema se reduce a unos *150 m*, suficiente para la aplicación.

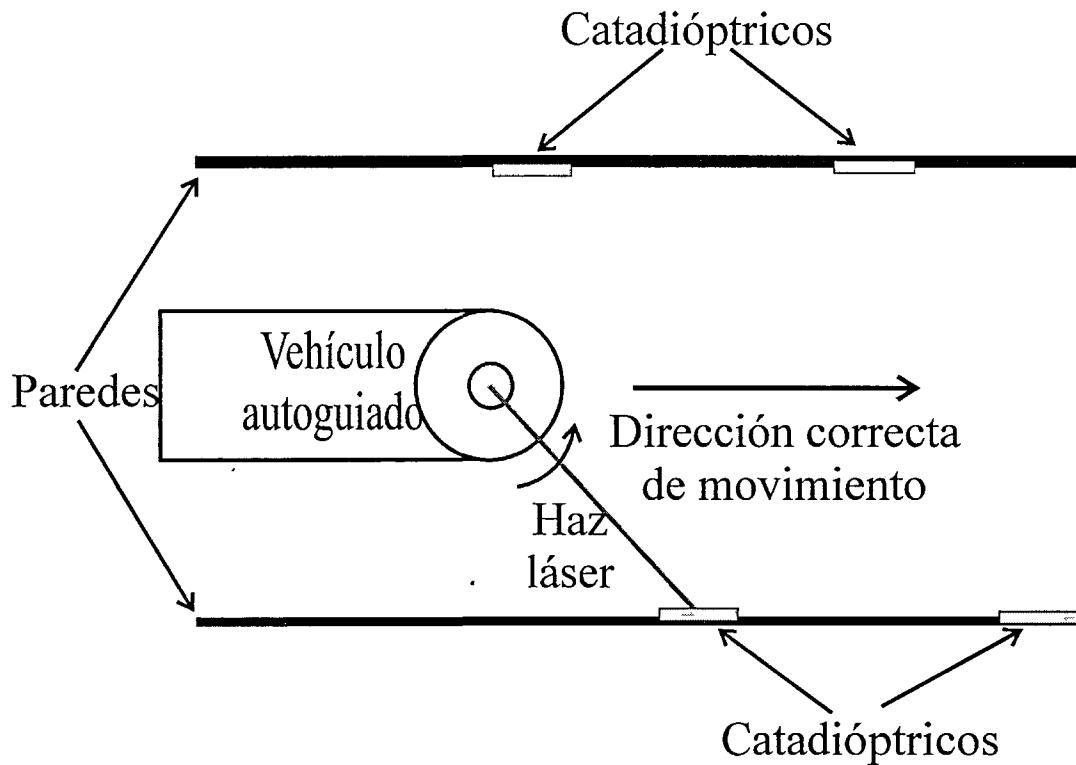


Figura IV.7. Barrido en 360° y referencias.