

SISTEMI DI LOCALIZZAZIONE, NAVIGAZIONE E TELEGUIDA; TELEMETRIA (35).

S. Donati - A. Sona — **Miglioramento della visibilità in mezzi diffondenti** (1). (Edizione riveduta della memoria presentata al Simposio su «Radioaiuti alla navigazione marittima e aerea» organizzato dalla Sezione AEI di Trieste. Trieste 24-26 giugno 1971).

1. - INTRODUZIONE.

Il deterioramento delle immagini attraverso un mezzo diffondente quale la nebbia o l'acqua marina è dovuto ai processi di diffusione e di assorbimento della luce. La diffusione produce la sfocalizzazione delle immagini, cioè una perdita di risoluzione angolare, e fornisce un fondo di luce diffusa che riduce il contrasto, mentre l'assorbimento provoca una riduzione della luce utile raccolta dall'osservatore.

Nella nebbia l'assorbimento è praticamente assente e la perdita di visibilità è dovuta alla riduzione del contrasto, quando la scena osservata venga illuminata da una sorgente posta vicina all'osservatore. Infatti, in tal caso il contributo della luce direttamente retrodiffusa all'osservatore maschera, per mancanza di contrasto, i deboli dettagli lontani (è quanto avviene nella nebbia con i fari abbaglianti). Per una scena a luce propria la visibilità è notevolmente migliore ed è limitata, se non vi sono sorgenti estranee, più dalla risoluzione angolare che dalla riduzione del contrasto, poichè non si ha il forte contributo retrodiffuso e la luce raccolta ha subito processi di diffusione a piccoli angoli (in avanti). Per la visibilità diurna, ci si trova in una condizione intermedia fra le due precedenti in quanto la luminanza della scena è indipendente dalla distanza, e al contributo della luce direttamente retrodiffusa si sovrappone una luce di fondo costituita dalla luce solare diffusa a medi angoli.

Nella visione subacquea, oltre alla diffusione si ha anche assorbimento della luce, e la situazione di scena illuminata è quella più frequentemente incontrata.

2. - CARATTERISTICHE OTTICHE DI UN MEZZO DIFFONDENTE.

Le proprietà ottiche di un mezzo diffondente omogeneo possono essere caratterizzate assegnando:

— La lunghezza di attenuazione L_{att} o il coefficiente di attenuazione $\alpha = 1/L_{att}$, che stabiliscono la scala dell'attenuazione esponenziale della luce che si propaga, nel senso che l'intensità luminosa della luce che non ha subito processi di diffusione o di assorbimento dopo un cammino ottico L è ridotta di un fattore $\exp(-L/L_{att}) = \exp(-\alpha L)$ rispetto a quella iniziale. In generale, il coefficiente di attenuazione è dato dalla somma dei coefficienti di assorbimento a e di diffusione s . Per esempio, per acqua marina tipica $s \simeq 1,5 a$ per lunghezze d'onda intorno a $\lambda = 0,48 \mu\text{m}$ [1], mentre per la nebbia $a \simeq s$ nel visibile [2].

— La funzione di diffusione $P(\vartheta)$, che rappresenta la distribuzione, in un singolo processo di diffusione, del-

l'intensità luminosa in funzione dell'angolo ϑ rispetto alla direzione di incidenza ($\vartheta = 0^\circ$ per la diffusione in avanti, $\vartheta = 180^\circ$ per la retrodiffusione). $P(\vartheta)$ è normalizzata all'angolo solido unitario: $(1/4\pi) \int_{\Omega} P(\vartheta) d\Omega = 1$.

Dalla teoria di Mie sulla diffusione da una sfera dielettrica o conduttrice, è possibile calcolare [2, 3, 4] le funzioni di diffusione e i coefficienti di attenuazione a partire dalla concentrazione e dalla funzione di distribuzione del raggio r delle goccioline. Sperimentalmente si è trovato [2] che la funzione di distribuzione $n(r)$ per nebbie dense è rappresentabile con buona approssimazione dall'espressione:

$$(1) \quad n(r) = 2,373 r^6 \exp(-1,5 r)$$

(r in μm), che ha un massimo per $r = 4 \mu\text{m}$, mentre per le foschie si ha $n(r) = K r^{-p}$ ove $p = 2 \div 4$ [5].

Ad esempio, per un mezzo diffondente a goccioline di uguale raggio con indice di rifrazione $m = 1,33$, il coefficiente di attenuazione in funzione della lunghezza d'onda ha l'andamento teorico riportato in fig. 1 per diversi valori del raggio delle goccioline. Come comportamento asintotico, per $\lambda \ll r$ e fino a $\lambda \simeq r$ il coefficiente di attenuazione è pressochè costante e vale $\alpha = 2\pi r^2 c$, c essendo la concentrazione per unità di volume (regione di diffusione di Mie), mentre per $\lambda \gg r$ il coefficiente di attenuazione diminuisce proporzionalmente a $(r/\lambda)^4$ (regione di diffusione di Rayleigh). Per le nebbie il coefficiente di attenuazione può essere ottenuto pesando le singole curve di fig. 1 con la funzione di distribuzione del raggio $n(r)$ (curva tratteggiata).

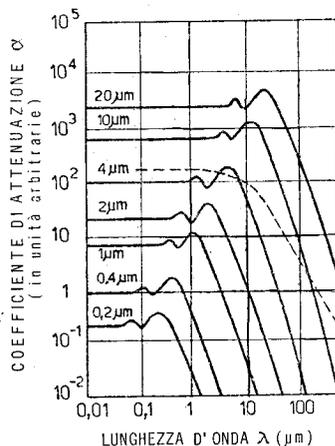


Fig. 1. — Coefficiente di attenuazione $\alpha = 1/L_{att}$ in funzione della lunghezza d'onda λ per alcuni valori del raggio r delle goccioline.

Un esempio di risultati sperimentali relativi a nebbie naturali è mostrato in fig. 2, ove è riportato l'andamento del coefficiente di attenuazione α dal visibile al lontano infrarosso, misurato da Arnulf et al. [6].

Poichè nell'evoluzione di una nebbia ci si attende che al variare della densità ottica vari anche la funzione di distribuzione $n(r)$ e conseguentemente l'andamento di α in funzione della lunghezza d'onda, in fig. 3 è riportato il rapporto $L_{att}(\lambda = 10 \mu\text{m})/L_{att}(\lambda = 0,7 \mu\text{m})$ in funzione di $L_{att}(\lambda = 0,7 \mu\text{m})$ ricavato dalle misure sperimentali di diversi autori (ABCV [5] e KZW [6]). La funzione di diffusione $P(\vartheta)$ è stata calcolata da

(*) Esposizione riassuntiva di articoli pubblicati su riviste e di memorie pubblicate su Atti di Congressi.

(1) Lavoro svolto nell'ambito del contratto CNR-CISE per la tecnologia e la strumentazione elettronica.

S. DONATI, A. SONA - Società CISE, Segrate (Milano).

Deirmendijan [2] per vari modelli di mezzi a goccioline di dimensioni diverse sia nel visibile che nel medio e lontano infrarosso.

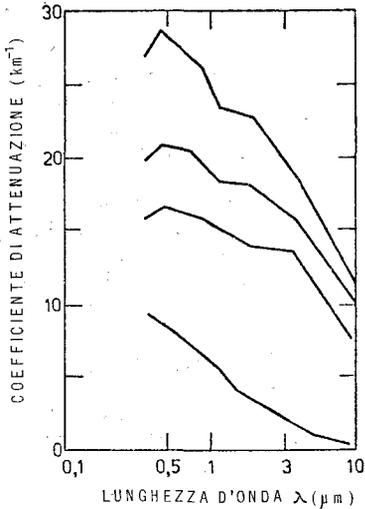


Fig. 2. — Andamento del coefficiente di attenuazione in nebbia naturale in funzione della lunghezza d'onda (risultati sperimentali da [6]).

Per nebbie dense con funzione di distribuzione (1) il risultato è mostrato in fig. 4 per le lunghezze d'onda ($\lambda = 0,7$ e $10,6 \mu\text{m}$) corrispondenti all'emissione dei laser a rubino e a CO_2 , che vengono considerati nel seguito. I risultati sperimentali sono in buon accordo con la teoria per nebbie sia naturali [2] che artificiali [7, 8].

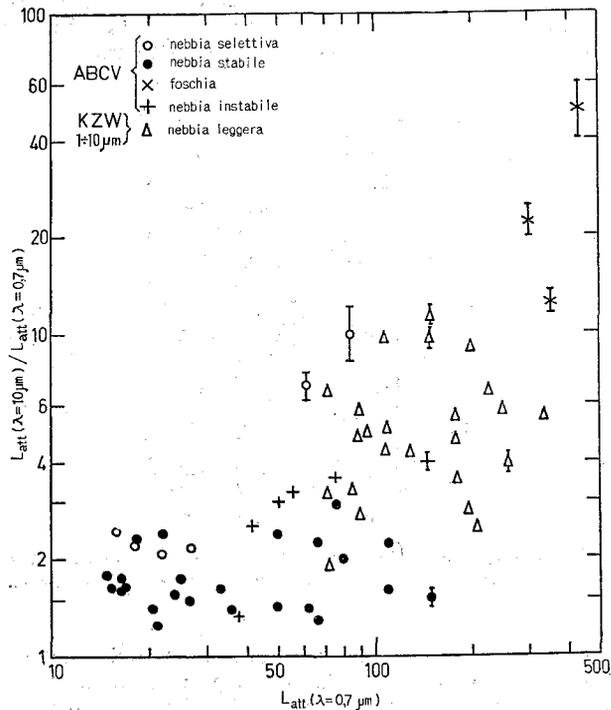


Fig. 3. — Dipendenza del rapporto tra la lunghezza di attenuazione nel lontano infrarosso ($\lambda = 10,6 \mu\text{m}$) e quella nel visibile ($\lambda = 0,7 \mu\text{m}$), rispetto a quest'ultima. Risultati sperimentali per nebbie naturali tratti da misure di (ABCV) [5], e (KZW) [6].

Per l'acqua marina, non è altrettanto facilmente assegnabile la funzione di distribuzione dei centri di diffusione né il loro indice di rifrazione. Tuttavia, come notato da Duntley [1], le funzioni di diffusione misurate sperimentalmente da diversi autori in differenti località

sono molto simili per angoli di diffusione $\theta < 120^\circ$ e differiscono al più di un fattore 2 per $120^\circ < \theta < 170^\circ$ (fig. 12 di [1]). La media di tali risultati, riportata in fig. 5, può essere pertanto assunta come una soddisfa-

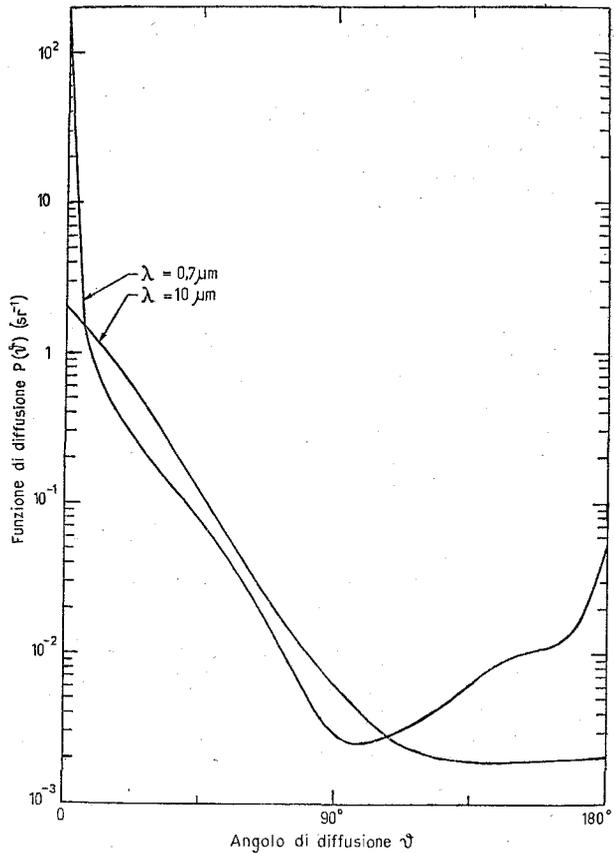


Fig. 4. — La funzione di diffusione calcolata col modello (1) di nebbia densa per le lunghezze d'onda di $0,7$ e $10 \mu\text{m}$ [2].

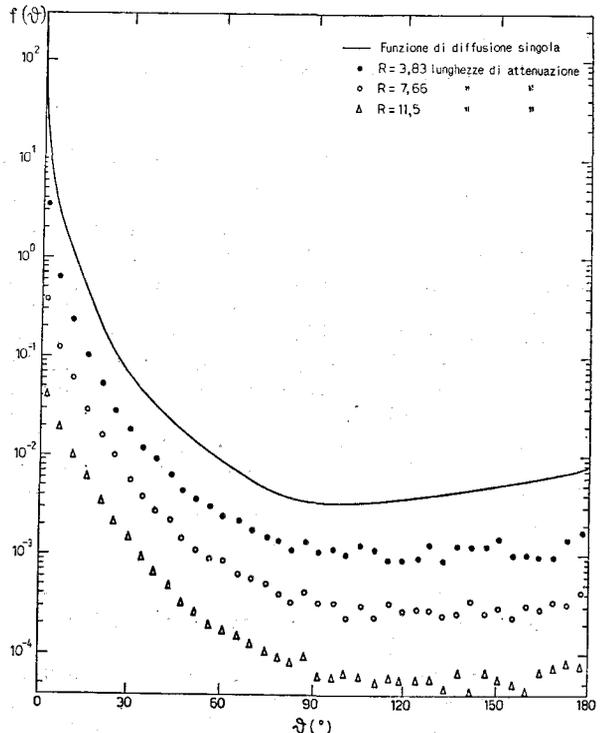


Fig. 5. — La funzione di diffusione dell'acqua marina, ottenuta come media dei risultati sperimentali riportati in [1] (curva a tratto pieno).

cente caratterizzazione delle proprietà di diffusione dell'acqua marina. Per quanto riguarda i coefficienti di assorbimento a e di diffusione s , mentre quest'ultimo

tenere risultati quantitativi sulle caratteristiche del processo. Il procedimento numerico parte dalla valutazione della distribuzione del flusso di luce diffusa nel mezzo

TABELLA I.

Tecnica	Principio di funzionamento	Esperimenti effettuati	Fattore di migl. visib	Sorgente usata (potenza per il funzionamento continuo, energia per quello a impulsi)	Rivelatore	Note	
Selezione temporale	RLR	Laser Diode (N) CISE (N) [14] NOTS-Usa (SB) [16] 3, 5 ÷ 4 > 2	GaAs, 1W Rubino, 0, 5J Nd dupl, 0, 3J	CI-S1 CI-S20 CI-S20	N = nebbia SB = subacquea	
Polarizzazione circolare	RLR	NOTS-Usa (SB) [3] CISE (N)	≈ 1, 2 nessuno	lampada "	pellicola fotografica "		
Infrarosso	vicino (< 2 μm)	RSD	nessuno	luce termica	Sniper-scope CI-S1	erroneamente si attribuisce notevole miglioramento di visibilità	
	medio (2, 5+5 μm)	RSD	CISE (N)	1, 4	corpo nero	Termovisione AGA	
	lontano (8+12 μm)	RSD	.. (N)	≈ 3			previsto teorico. In base misure di attenuaz. mezzo
	lontano (8+12 μm)	RSD+RLR	.. (N)	8 ÷ 10			"
	estremo (345 μm)	RSD	.. (N)	≥ 20			"
Olografia	somma coerente del segnale	diffusione da liquidi (Francia)		He-Ne	lastra fotog.		

è relativamente costante nel visibile, il coefficiente di assorbimento ha un minimo intorno a $\lambda = 0,48 \mu\text{m}$ (ove $s \approx 1,5 a$) e la larghezza dell'intervallo spettrale di massima trasparenza è $\Delta\lambda \approx 0,15 \mu\text{m}$; le lunghezze di attenuazione tipiche possono andare da pochi metri fino a 20 m nelle acque più chiare e sono anche dipendenti dalla profondità [1, 9].

I metodi ottici che possono essere utilizzati per migliorare la visibilità nei mezzi diffondenti rientrano sostanzialmente in due classi fondamentali: metodi per riduzione della luce retrodiffusa (RLR) e metodi basati sulla riduzione della sezione di diffusione del mezzo (RSD). Nella Tab. I sono elencate le tecniche proposte a vari livelli per il miglioramento della visibilità nella nebbia e nell'acqua marina. Nel seguito sono riportati i risultati delle prove sperimentali e delle analisi teoriche eseguite per alcune tra le tecniche più importanti.

3. — ANALISI DEL PROCESSO DI PROPAGAZIONE IN MEZZI DIFFONDENTI.

La propagazione avviene essenzialmente in due modi: una parte del flusso luminoso si propaga direttamente con un'intensità che decresce esponenzialmente con la distanza, l'altra parte si propaga attraverso successivi processi di diffusione. Il problema della propagazione può essere trattato con metodi analitici o numerici. I primi consentono solo l'impostazione formale delle equazioni di propagazione del campo e sono in pratica difficilmente risolvibili [10]. I metodi numerici, che impiegano tecniche Montecarlo, permettono invece di ot-

derivante dall'illuminazione con un fascio impulsato e collimato (risposta del mezzo alla funzione delta nel dominio angolare e temporale) [10].

La distribuzione dell'intensità della luce diffusa è caratterizzata da una funzione $I_s(r, \theta, \varphi, \vartheta_u, \varphi_u, t)$ dove r, θ, φ sono le coordinate polari del punto considerato rispetto all'origine dove si assume sia stato inviato al tempo $t = 0$ (fig. 6) il fascio impulsato e collimato. Inoltre la direzione di uscita della luce dal punto considerato è definita dalle variabili ϑ_u e φ_u . Per valutare l'intensità totale I_t uscente nel punto considerato è necessario integrare la I_s su tutti i valori di ϑ_u e φ_u . Dalla conoscenza della funzione $I_s(r, \theta, \varphi, \vartheta_u, \varphi_u, t)$

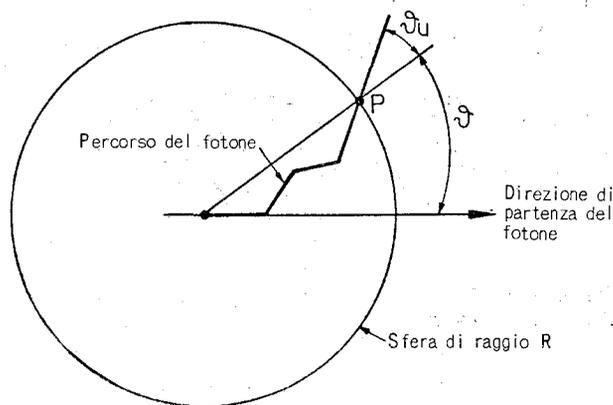


Fig. 6. — Modello di propagazione assunto nei calcoli Montecarlo. Lo spazio di propagazione è racchiuso in una superficie sferica al centro della quale è posto il sistema di illuminazione-osservazione.

è possibile valutare per una situazione tipica, illustrata in fig. 7, la distribuzione di intensità nel piano focale di un sistema ottico ove si forma l'immagine della scena

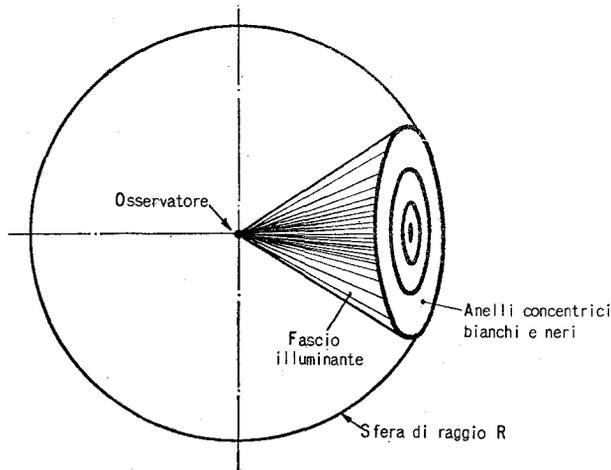


Fig. 7. — La scena assunta per la valutazione della visibilità consiste in una serie di anelli concentrici alternativamente bianchi e neri, posti sulla superficie sferica che delimita lo spazio di propagazione. Si assume un fascio di illuminazione con apertura di 45°.

esaminata. Le distribuzioni di intensità ottenute per diversi valori della distanza della scena osservata sono riportate nella fig. 8 dove viene indicato separatamente il contributo della luce retrodiffusa dal mezzo interposto

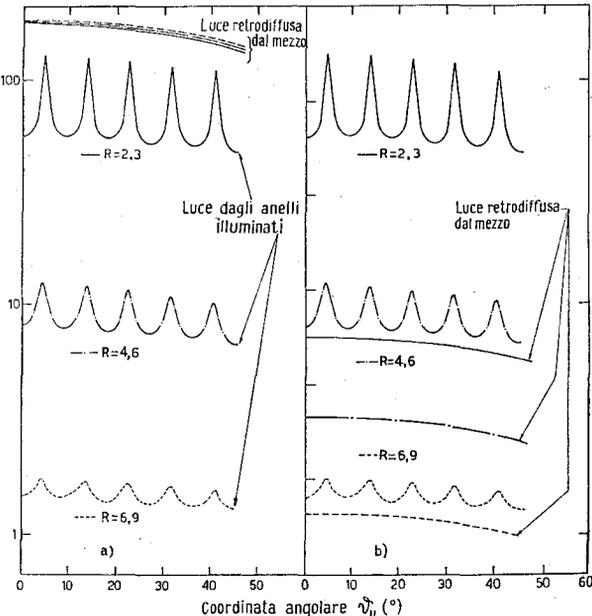


Fig. 8. — Distribuzione della luce raccolta nel piano focale dal sistema di osservazione di cui alla fig. 7. Sono separatamente riportati due contributi; la luce retrodiffusa dal mezzo e quella proveniente dalla scena. Nel caso a) senza selezione temporale (visione diretta); nel caso b) con selezione a metà della distanza della scena. Sono considerati tre valori di distanza della scena.

fra l'osservatore e l'oggetto e quella proveniente dall'oggetto in esame.

4. — ESPERIMENTI CON LA TECNICA DELLA SELEZIONE TEMPORALE NEL VISIBILE.

Il « range gating » o selezione temporale consiste nell'impiego di una sorgente di illuminazione a impulsi di

pochi nanosecondi, in connessione con un sistema di osservazione sincronizzabile con la sorgente, così da permettere la selezione della luce di ritorno dalla scena illuminata in base al tempo di arrivo, cioè alla distanza. La luce retrodiffusa, che giunge con breve ritardo rispetto all'emissione dell'impulso di luce, può essere praticamente eliminata con conseguente notevole miglioramento del contrasto dell'immagine.

Nella realizzazione sperimentale è stato usato un laser a rubino in regime di impulsi giganti che fornisce lampi di luce di 20 ns di durata, con energia totale di 0,5 J per impulso e frequenza di ripetizione di 0,5 impulsi al secondo. Il sistema di osservazione è costituito da un intensificatore di immagini RCA C73435U avente un guadagno di radianza di 50 e dotato di una griglia controllo che permette una commutazione rapida (3 ns) dell'immagine (fig. 9) [14].

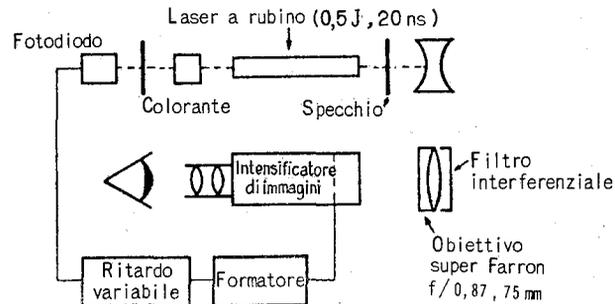


Fig. 9. — Disposizione sperimentale per l'osservazione della scena con selezione temporale della luce ricevuta.

È stata eseguita una serie di prove del sistema di « selezione temporale » in nebbia naturale, su distanza da 20 a 150 m, allo scopo di valutare il rapporto tra la visibilità ottenibile con detto sistema e quella ad occhio nudo. La scena assunta per la valutazione della visibilità è mostrata nella fig. 10 a (presa senza nebbia). Essa consiste in una serie di tabelloni, posti a distanza 20 ÷ 150 m dal punto di osservazione; i tabelloni più vicini portano un numero pari alla loro distanza in metri dal punto di osservazione; i più lontani hanno forme diverse fra loro facilmente riconoscibili. Con le nebbie più fitte, la visibilità ordinaria poteva scendere al di sotto di 15 m (fig. 10 b), mentre la selezione temporale consentiva nelle stesse condizioni di vedere il cartello a 45 m (fig. 10 c). Con nebbie più leggere, con visibilità intorno a 40 m, la selezione temporale permetteva di raggiungere i 150 m (fig. 10 d, e). Da una serie di dati di questo tipo si è potuto stabilire che il miglioramento relativo della visibilità è un fattore 3,6 nella condizione più sfavorevole al confronto (cioè nella miglior situazione possibile di illuminazione o osservazione ad occhio nudo). Si può raggiungere un fattore 4 quando vi sia luce di fondo prodotta da sorgenti estranee al sistema di osservazione. Queste cifre non rappresentano ancora il limite intrinseco del sistema, poichè attualmente la visibilità non è limitata dal contrasto (o dalla risoluzione angolare) ma dalla luminanza dell'immagine. Una più elevata potenza della sorgente o un più alto guadagno di radianza del convertitore d'immagine dovrebbero pertanto consentire di ottenere un ulteriore miglioramento della visibilità.

Con riferimento alla fig. 10, risulta evidente come operando una selezione temporale sia possibile eliminare la luce retrodiffusa, ottenendo un miglioramento del contrasto. È possibile valutare qual'è il potere risolutivo angolare ottenibile a diverse distanze tenendo conto delle curve di risposta dell'occhio [10, 11] e supponendo che il sistema di osservazione sia lineare. Il potere risolutivo

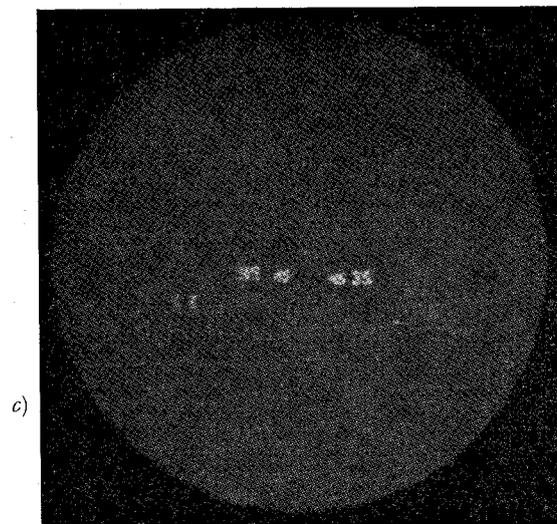
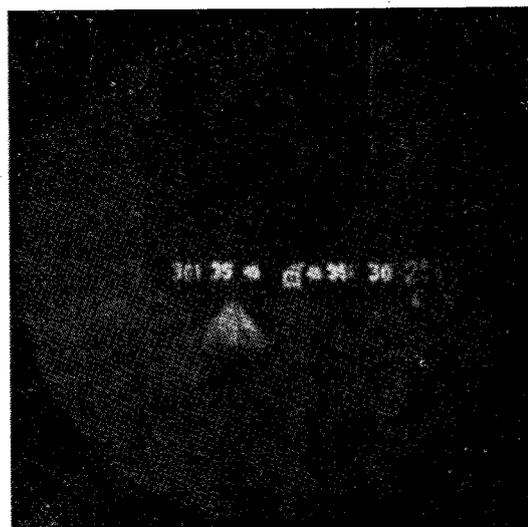
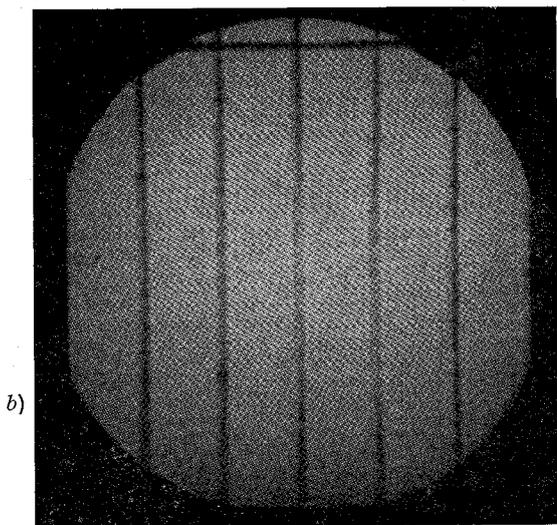
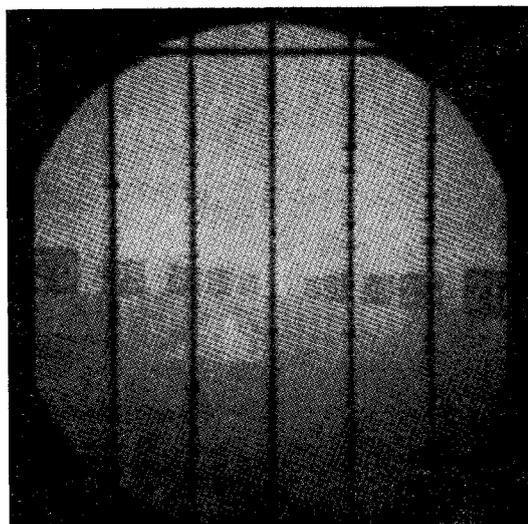
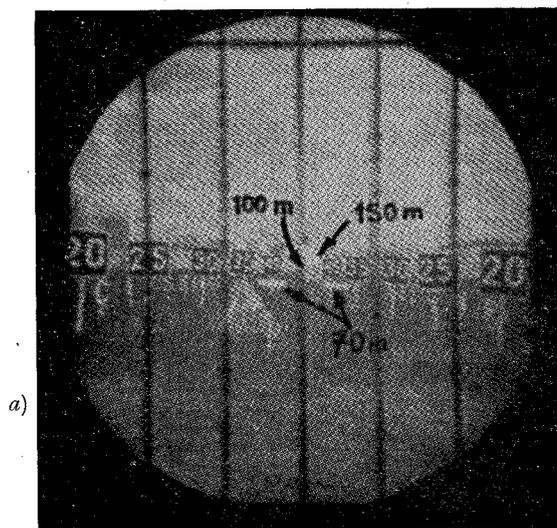


Fig. 10. — a) La scena osservata senza nebbia: i cartelli numerati sono posti alla distanza delle cifre che portano; b) Nebbia fitta con visibilità 15 m e senza selezione; c) nelle stesse condizioni di visibilità di (b), con il sistema di selezione temporale si raggiungono i 45 m; d) Nebbia leggera con visibilità 40 m e senza selezione; e) Nelle stesse condizioni di visibilità di (d), con il sistema di selezione temporale si raggiungono i 150 m.

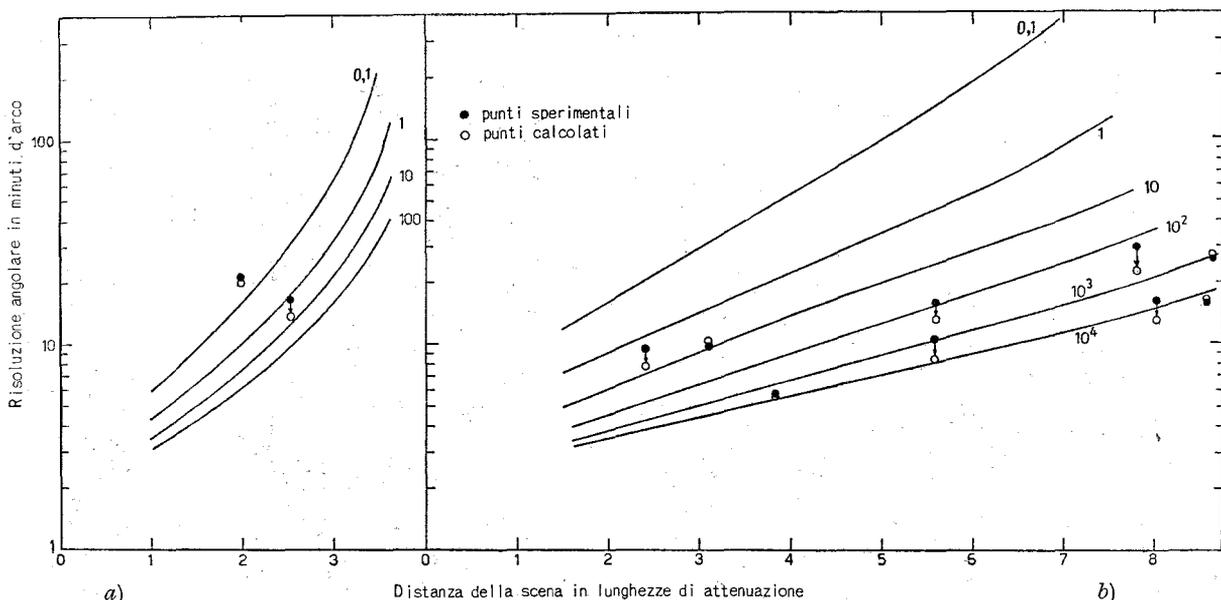


Fig. 11. — Visibilità in nebbia di una scena illuminata, $\lambda = 0,7 \mu\text{m}$. La risoluzione angolare (in minuti d'arco) è riportata per vari valori della intensità equivalente $G P/L^2 \Omega$: a) visione diretta senza selezione; b) visione con selezione da metà della distanza della scena. I punti riportati sono i risultati sperimentali ottenuti con il sistema sopra descritto.

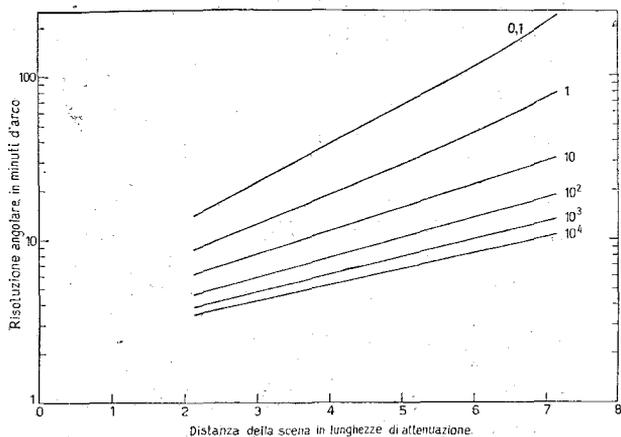


Fig. 12. — Visibilità in nebbia di un oggetto luminoso (senza selezione), $\lambda = 0,7 \mu\text{m}$. La risoluzione angolare (in minuti d'arco) è riportata per vari valori dell'intensità equivalente.

ottenibile è funzione della potenza di illuminazione P e dell'amplificazione dell'intensificatore di immagine G che vengono caratterizzati dal parametro intensità equivalente $G P/L^2 \Omega$ ($\text{W}/\text{m}^2 \cdot \text{s r}$) dove L è la lunghezza di attenuazione ed Ω è l'angolo solido di osservazione. Il confronto tra il caso dell'oggetto illuminato e dell'oggetto luminoso porta in generale a concludere che è possibile, con le tecniche di selezione temporale, aumentare la visibilità di oggetti non luminosi fino alla distanza di visibilità corrispondente ad oggetti luminosi di pari intensità equivalente $G P/L^2 \Omega$. (Dove nel caso dell'oggetto luminoso P è la potenza totale emessa dalla scena osservata sotto l'angolo Ω).

Le curve ottenute dall'analisi numerica per il caso dell'oggetto luminoso e per quello dell'oggetto illuminato con e senza selezione temporale sono riportate nelle figg. 11 e 12.

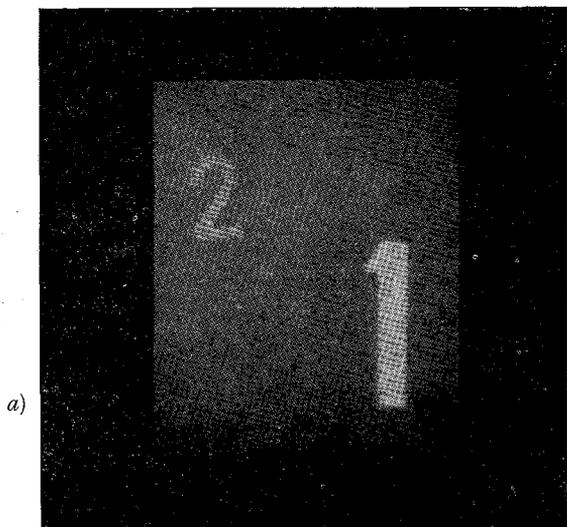


Fig. 13. — a) Visione diretta in nebbia artificiale molto densa nel giallo, $\lambda = 0,55 \mu\text{m}$; b) visione diretta in nebbia artificiale molto densa nel medio infrarosso, $\lambda = 2 \div 5 \mu\text{m}$.

5. - MISURE DI VISIBILITA' NELLA NEBBIA CON L'INFRAROSSO.

Un'altra serie di misure di visibilità, è stata eseguita nel medio infrarosso (regione 3-5 μm). Le prove sono state effettuate in nebbia artificiale ottenuta per atomizzazione di un getto d'acqua salmastra (~ 15 g/l di sale marino), in un ambiente di $(15 \times 15 \times 15)$ m³.

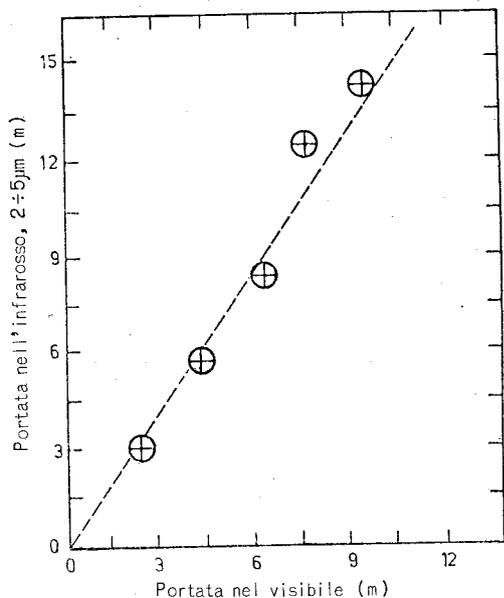


Fig. 14. — Visibilità a $\lambda = 0,55 \mu\text{m}$. Portata nel visibile rispetto a quella nel medio infrarosso, $\lambda = 2-5 \mu\text{m}$, ricavata da una serie di misure, un esempio delle quali è riportato in fig. 13.

La scena veniva osservata con il sistema di termovisione dell'AGA [12] che impiega un rivelatore InSb e una scansione meccanica capace di formare un quadro in 0,1 s con 100×100 punti e avente una differenza di temperatura equivalente di rumore $\text{NE}\Delta T \approx 0,2$ °C. Sono stati usati come sorgenti corpi neri a $T \approx 700$ K. Il confronto con il visibile è stato effettuato fotografando la scena illuminata con una torcia. La fig. 13

mostra un risultato tipico; le cifre (1-5) sono poste a distanze multiple di 3 m. Dalla serie di misure eseguite il miglioramento della visibilità è risultato pari ad un fattore 1,4 (fig. 14), in accordo con quanto è prevedibile dall'andamento della sezione diffusione fornito dalla teoria di Mie.

Sempre in nebbia artificiale è stato provato il sistema di osservazione con luce polarizzata, che per la sua semplicità si presterebbe a immediata applicazione su larga scala. Nella visione subacquea questo sistema era già stato suggerito come promettente [13]; nella nebbia le indicazioni teoriche facevano prevedere maggiori difficoltà e le prove sperimentali hanno mostrato che il miglioramento è estremamente modesto e che tale sistema non si può ritenere utile che in circostanze del tutto particolari.

BIBLIOGRAFIA

- [1] S. DUNTLEY: « J. Opt. Soc. Am. », vol. 53, 1963, p. 214.
- [2] D. DEIRMENDIJAN: « Appl. Opt. », vol. 3, 1964, p. 187.
- [3] H. C. VAN DE HULST: *Light Scattering by Small Particles*. - Wiley, New York, 1957.
- [4] M. KERKER: *The Scattering of Light*. - Academic Press, New York, 1969.
- [5] A. ARNULF, J. BRICARD, E. CURÉ, C. VÉRET: « Opt. J. Soc. Am. », vol. 47, 1957, p. 491.
- [6] S. W. KURNICK, R. N. ZITTER, D. B. WILLIAMS: « J. Opt. Soc. Am. », vol. 50, 1960, p. 578.
- [7] E. REISMAN, G. CUMMING, C. BARTKY: « Appl. Opt. », vol. 6, 1967, p. 1969.
- [8] R. FERRARA, G. FIOCCO, G. TONNA: « Appl. Opt. », vol. 9, 1970, p. 2517.
- [9] N. G. JERLOV: « Optical Oceanography », Elsevier Publ. Co., Amsterdam, 1968.
- [10] S. DONATI, A. SONA: « Optoelectronics », vol. 1, 1969, p. 89.
- [11] R. BLACKWELL: « Appl. Opt. », vol. 6, 1967, p. 1443.
- [12] AGA Thermovision mod. 665.
- [13] G. D. GILBERT, J. C. PERNICKA: « Appl. Opt. », vol. 6, 1967 p. 741.
- [14] S. DONATI, A. SONA: « Alta Frequenza », vol. 38, 1970, p. 202.
- [15] S. DONATI, A. SONA: « Optoelectronics », vol. W, 1969, p. 155.
- [16] P. HECKMAN, R. HODGSON: « IEEE J. Quantum El. », vol. QE-3, n. 11, 1967, p. 445.