

# ISTITUTO NAZIONALE DI FISICA NUCLEARE

Sezione di Bari

---

INEN/TC-94/20  
26 Settembre 1994

V. Capozzi, L. Dell'Olio, N. Facchini, M. Franco, D. Lojacono, G.F. Lorusso

**REALIZZAZIONE DI UN CORRELATORE PER CARATTERIZZAZIONE  
DI MICROPARTICELLE SOLIDE**

**REALIZZAZIONE DI UN CORRELATORE  
PER CARATTERIZZAZIONE DI MICROPARTICELLE SOLIDE.**

V. Capozzi, L. Dell'Olio, N. Facchini, M. Franco\*, D. Lojacono, G.F. Lorusso

Dipartimento di Fisica dell'Università di Bari, Via Amendola 173, 70126 Bari, Italy  
\*Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, Via Amendola 173, 70126 Bari, Italy

SOMMARIO: A Mezzo della spettroscopia di correlazione é possibile ottenere informazioni dettagliate sulla morfologia e sulla dinamica di sistemi di microparticelle in sospensione. In particolare un apparato di spettroscopia delle fluttuazioni delle intensità é in grado di fornire la distribuzione di taglie di tali sistemi. Il presente lavoro descrive la realizzazione pratica di un apparato di correlazione. Dopo una panoramica sulla teoria del "dynamic light scattering" e delle sue previsioni teoriche in termini di funzione di correlazione per sistemi monodispersi, viene descritta la realizzazione dell' "hardware" e del "software" necessari per il calcolo sperimentale di una funzione di correlazione.

---

Work partially supported by the "Istituto Nazionale di Fisica Nucleare",  
sezione di Bari.

---

## INTRODUZIONE

Nelle ultime due decadi si é assistito all'evoluzione delle cosiddette tecniche di correlazione, capaci di interpretare i risultati di tutta una serie di esperienze fisiche che richiedano una analisi statistica di impulsi stocastici. I campi di applicazione di tali tecniche sono molteplici, e comprendono anemometria laser, studio delle transizioni di fase, dimensionamento e studio della dinamica di sistemi di particelle macroscopiche in sospensione [1]. Scopo del presente lavoro é la descrizione di un apparato di correlazione digitale installato su personal computer finalizzato allo studio del "dynamic light scattering" di radiazione laser su sistemi di particelle in moto browniano in sospensione, e piú specificatamente indirizzato alla caratterizzazione in termini di distribuzione di taglie di tali sistemi.

## DYNAMIC LIGHT SCATTERING

Per "dynamic light scattering", o "Rayleigh scattering", si intende il fenomeno della diffusione di radiazione elettromagnetica da parte dei livelli rotovibrazionali della materia. In passato la realizzazione sperimentale di esperienze di dynamic light scattering é stata fortemente ostacolata da problemi tecnici di difficile soluzione. In primo luogo dalla difficoltà intrinseca di rivelare con apparecchiature interferometriche convenzionali gli shift in frequenza estremamente ridotti connessi con l'interazione tra radiazione elettromagnetica e livelli rotovibrazionali, in particolare su

sistemi di tipo macroscopico. Altro problema risultava essere il reperimento di sorgenti con elevate prestazioni in termini di monocromaticità e di potenza, tali da consentire una adeguata quantità di luce scatterata e la risolvibilità dello shift. Attualmente entrambi i problemi sono stati risolti con l'introduzione della spettroscopia di correlazione da una parte e delle sorgenti laser dall'altra, con il conseguente diffondersi delle esperienze di dynamic light scattering indirizzate alle più disparate applicazioni.

Storicamente i primi lavori sul dynamic light scattering si devono a Rayleigh [2] sulla diffusione di radiazione elettromagnetica su sistemi di particelle sferiche non interagenti di dimensione trascurabile rispetto alla lunghezza d'onda, al fine di poter considerare i centri diffusori al pari di oscillatori dipolari puntuali. In articoli successivi lo stesso Rayleigh derivò la formulazione teorica completa per particelle sferiche di dimensioni arbitrarie, mentre Debye [3] formalizzò il caso di particelle non sferiche di dimensione arbitraria. Sperimentalmente, tuttavia, la formulazione teorica di Rayleigh otteneva, compatibilmente con le limitazioni sperimentali esposte in precedenza, un discreto successo per quanto riguarda la diffusione di luce da parte di particelle sospese in un mezzo di supporto gassoso, mentre falliva vistosamente in caso di scattering su fasi condensate. L'effetto fu sin dall'inizio correttamente attribuito a fenomeni di interferenza distruttiva tra le onde scatterate dai diversi centri diffusori, ma nonostante ciò il calcolo quantitativo di tale perturbazione risultava di notevole complessità in quanto esso comporta le tematiche teoricamente complesse legate alla discontinuità del mezzo. A risolvere la questione furono Einstein e Smoluchowski [4], che aggirarono elegantemente il problema considerando

il sistema composto da centri diffusori e mezzo di supporto non piu' come un sistema discontinuo, bensí come un mezzo omogeneo in cui fluttuazioni termiche originano inomogeneitá locali. Nelle ipotesi di mezzo diffusore non magnetico, non conduttore e non assorbente, considerando il campo magnetico incidente come un'onda piana e supponendo la costante dielettrica del mezzo come soggetta a fluttuazioni locali, ossia

$$\epsilon(\mathbf{r}, t) = \epsilon_o \mathbf{I} + \delta\epsilon(\mathbf{r}, t) \quad (1)$$

dove l'ultimo termine al secondo membro é il tensore delle fluttuazioni della costante dielettrica, mentre  $\mathbf{I}$  é il tensore unitario di secondo ordine, si ha che la espressione per il campo elettrico scatterato ricavata da Einstein e Smoluchowski é la seguente

$$E_s(R, t) = \frac{k_f^2 E_o}{4\pi R \epsilon_o} \exp[i(k_f R - w_i t)] \delta\epsilon_{if}(\mathbf{q}, t) \quad (2)$$

dove il vettore d'onda scambiato  $\mathbf{q}$  é definito in termini della geometria di diffusione, mentre  $\mathbf{k}_i$  e  $\mathbf{k}_f$  sono le direzioni di propagazione rispettivamente dell'onda incidente e dell'onda diffusa. Altro importante merito di questi autori fu il sottolineare di come le informazioni sul mezzo diffusore contenute nel campo elettrico scatterato potessero essere accessibili tanto a mezzo di una analisi sulla densitá spettrale, ossia con una esperienza di spettroscopia ordinaria, quanto tramite una analisi sulla intensitá integrata, ossia con una opportuna analisi statistica sulle fluttuazioni di  $I$ , in quanto entrambe le entitá fisiche mostrano una esplicita dipendenza dal tensore di fluttuazione della costante dielettrica.

## ANALISI DI CORRELAZIONE

Abbiamo dunque mostrato come le informazioni contenute nella luce diffusa in una esperienza di dynamic light scattering possano essere rese note tanto andando a studiare la densità spettrale che andando a studiare la intensità integrata. Quale delle due sia la via più idonea da seguire va deciso a partire dalla conoscenza a priori di alcune caratteristiche del fenomeno in esame. Risulta invero che per fenomeni che mostrano un elevato grado di difficoltà per una analisi di tipo interferometrico, ossia fenomeni in cui gli shift in frequenza risultino particolarmente ridotti e quindi difficilmente risolvibili in termini di spettroscopia tradizionale, mostreranno in base al principio di indeterminazione fluttuazioni di intensità integrata su una scala dei tempi sufficientemente ampia. E ovviamente sarà vero il contrario, ossia che fenomeni di agevole lettura con tecniche di spettroscopia ordinaria mostreranno delle variazioni di intensità integrata su scale dei tempi inavvicinabili. In altri termini il principio di indeterminazione suggerisce che fenomeni di tipo molecolare o atomico, ovvero processi in cui la scala dei tempi del fenomeno è tipicamente breve, vanno studiati con analisi spettroscopiche ordinarie, mentre fenomeni lenti, quali anemometria o studio dei punti critici, per i quali gli shift in frequenza risultano irrisolvibili, vanno studiati in termini di analisi statistica delle fluttuazioni di intensità nel tempo.

Vediamo ora in che modo è possibile eseguire tale analisi delle fluttuazioni di intensità introducendo i concetti statistici opportuni. Definendo come processo stocastico una famiglia di variabili aleatorie  $[X(t)]$  che abbia come indice il parametro continuo  $t$ , che per i nostri scopi rappresenta un generico punto sull'asse dei tempi, si parla di processo stocastico s-

tazionario in senso stretto nel caso in cui la funzione di distribuzione di probabilità  $P[X(t)]$  risulti indipendente da traslazioni dell'indice temporale  $t$ , ossia nel caso in cui valga la relazione

$$P[X(t_1) \leq x_1, \dots, X(t_n) \leq x_n] = P[X(t_1 + s) \leq x_1, \dots, X(t_n + s) \leq x_n] \quad (3)$$

Tuttavia risulta raro dal punto di vista sperimentale avere a che fare con processi che soddisfino un vincolo così esigente. Si va così a definire come processi aleatori stazionari in senso lato fenomeni in cui la variabile aleatoria risulti avere media indipendente da traslazioni sull'asse dei tempi, ossia

$$\langle X(t) \rangle = \langle X(t + h) \rangle \quad (4)$$

Per tali processi è possibile dimostrare che, come conseguenza della definizione, la variabile aleatoria risulta avere anche covarianza stazionaria. In tal senso tali processi vengono spesso riferiti anche come processi stazionari nella covarianza. In altri termini, per ciò che riguarda i processi stazionari in senso lato, si ha che i primi due momenti della distribuzione risultano essere invarianti temporali. Vale la pena di notare che, nel caso in cui il processo sia completamente identificabile a mezzo dei suoi primi due momenti, stazionarietà in senso stretto e stazionarietà in senso lato vengono a coincidere.

Se si vogliono ottenere informazioni sulle fluttuazioni della variabile aleatoria intorno alla sua media, ciò può essere fatto essenzialmente in due modi, ossia studiando la funzione di correlazione  $\rho$ , definita in modo del tutto generale a mezzo di varianza  $\sigma(x)$  e covarianza  $\sigma(x, y)$  come segue

$$\rho(x, y) = \frac{\sigma(x, y)}{\sigma(x)\sigma(y)} \quad (5)$$

oppure andando a studiare la funzione di densità spettrale, che è possibile dimostrare essere null'altro che la trasformata di Fourier della funzione di autocorrelazione.

Fisicamente, la variabile aleatoria di nostro interesse per ciò che riguarda una esperienza di dynamic light scattering risulta essere il campo elettrico  $E(r, t)$ . Si va di conseguenza a definire la funzione di correlazione in termini del campo elettrico, ovvero la funzione di autocorrelazione di campo o altrimenti detta al prim'ordine, ossia

$$g^{(1)}(\mathbf{r}_1 t_1, \mathbf{r}_2 t_2) = \frac{|\langle E^*(\mathbf{r}_1 t_1) E(\mathbf{r}_2 t_2) \rangle|}{[\langle |E(\mathbf{r}_1 t_1)|^2 \rangle \langle |E(\mathbf{r}_2 t_2)|^2 \rangle]^{1/2}} \quad (6)$$

La funzione di correlazione viene poi generalizzata a più ordini, ed in particolare viene introdotta come funzione di autocorrelazione delle intensità o al second'ordine la seguente espressione

$$g^{(2)}(\mathbf{r}_1 t_1, \mathbf{r}_2 t_2; \mathbf{r}_2 t_2, \mathbf{r}_1 t_1) = \frac{\langle \bar{I}(\mathbf{r}_1 t_1) \bar{I}(\mathbf{r}_2 t_2) \rangle}{\bar{I}^2} \quad (7)$$

Tali definizioni risultano avere carattere del tutto generale. Passando al caso specifico del dynamic light scattering, è possibile dimostrare, con l'ausilio della teoria dei processi stocastici applicata alla risoluzione dei problemi detti di "random walk", che l'ampiezza del campo elettrico diffuso ad opera di un sistema di centri diffusori in moto browniano, soddisfa una distribuzione di probabilità di tipo gaussiano. Da ciò consegue che la varianza della intensità risulterà costante nell'ipotesi che le misure di intensità integrata vengano compiute su intervalli temporali molto inferiori al tempo di coerenza del processo, e che l'intero set di misure sia eseguito su un tempo lungo rispetto al tempo di coerenza del fenomeno.



Si ha dunque che

$$[\langle \bar{I}(t)^2 \rangle - \langle \bar{I}(t) \rangle^2] = \bar{I} \quad (8)$$

ovvero il processo stocastico in esame risulta stazionario in senso lato, per cui valgono le proprietà viste in precedenza, ossia la possibilità di studiarlo tanto in termini di funzione di correlazione che in termini di spettro ottico. Inoltre, sempre sfruttando la gaussianità della distribuzione del campo elettrico, si dimostra che funzione di correlazione al primo e al second'ordine sono legate tra loro dalla relazione di Siegert [5], ossia

$$g_{12}^{(2)} = (g_{12}^{(1)})^2 + 1 \quad (9)$$

Dal punto di vista teorico fu R. Pecora, nel 1964, a ricavare per primo esplicitamente la forma della funzione di autocorrelazione e della funzione di densità spettrale nel caso di diffusione su un sistema monomodale di particelle sferiche in sospensione. Sempre ipotizzando la gaussianità della distribuzione delle ampiezze di campo si dimostra che la funzione di autocorrelazione al primo ordine risulta essere un semplice esponenziale decrescente, ossia

$$F_1(\mathbf{q}, t) = \langle N \rangle \exp[-q^2 D | t |] \quad (10)$$

dove  $D$  è il coefficiente di diffusione dato dalla relazione di Einstein.

Sperimentalmente si procede misurando la funzione di autocorrelazione delle intensità, e da questa si ricava la funzione di autocorrelazione di campo a mezzo della relazione di Siegert. Dallo studio della funzione di autocorrelazione al prim'ordine è possibile ottenere tutta una serie di

informazioni sul sistema in esame, quali ad esempio dimensioni e forma dei centri diffusori nel caso specifico preso in esame.

In una esperienza di photon counting, si ha che la distribuzione di fotoni nel fascio, ossia la distribuzione delle intensità integrate, risulta essere legata alla distribuzione di fotoconteggio a mezzo della seguente relazione

$$P_m(T) = \sum_{n=m}^{\infty} P_n \binom{n}{m} \xi^m (1 - \xi)^{n-m} \quad (11)$$

dove  $P_n = \langle n | \hat{\rho} | n \rangle$  é l'elemento di matrice per l'operatore densità per l'eccitazione fotonica, mentre  $\xi$  é l'efficienza quantica del rivelatore.

A partire da questa relazione é possibile dimostrare che il numero di medio di fotoni nel fascio e il numero medio di fotoconteggi sono legati da una semplice relazione di proporzionalità. In maniera piú generale si puó dimostrare, analizzando i momenti fattoriali, che la distribuzione di fotoni nel fascio si trasmette inalterata durante l'operazione di fotoconteggio. Di conseguenza il calcolo della funzione di correlazione delle intensità equivale in modo completo al calcolo della funzione di correlazione di fotoconteggio.

Vediamo ora in che modo é possibile calcolare la funzione di autocorrelazione delle intensita a partire dal fotoconteggio. Si dimostra che la funzione di autocorrelazione al second'ordine, espressa in termini di fotoconteggi  $n(\tau, T)$  (numero di fotoni contati tra  $t$  e  $t + T$ ), risulta essere

$$\frac{\langle n(0, T)n(\tau, T) \rangle}{\langle n \rangle^2} = g^{(2)} \quad (12)$$

Per ottenere una misura di tale funzione si procede registrando il numero di fotoconteggi in intervalli contigui di uguale durata, detti finestre

di conteggio. Si calcola poi la funzione di correlazione, considerandola come una funzione discreta e non piú continua nella variabile temporale  $t$ , ossia dividendola in un certo numero finito di punti, detti coefficienti di correlazione, da 50 a 500 in genere. In tal senso il coefficiente  $r$ -simo eseguito da  $N$  intervalli campione, risulta essere definito da

$$g_T^{(2)}(rT) = \frac{N \sum_N n_T(rT)n_T(0)}{[\sum_N n_T(0)]^2} \quad (13)$$

ovvero dal rapporto tra il valor medio che assume il prodotto tra un numero di fotoni contati a partire dall'istante 0 per una durata  $T$  e il numero di fotoni contati a partire dal tempo di ritardo  $rT$  sempre per una durata  $T$  rispetto al quadrato del valor medio del numero di fotoni che vengono contati in un intervallo di durata  $T$ . Una volta calcolati i coefficienti di correlazione, la funzione di correlazione completa puó essere ricostruita riportando su un unico grafico i vari coefficienti di correlazione ottenuti per i vari tempi di ritardo in funzione del tempo di ritardo stesso. In passato, a causa del gran numero di prodotti e somme necessari per il calcolo accurato di una funzione di correlazione, é stata spesso usata la cosiddetta procedura di clipping, che consiste nel porre il numero di fotoconteggi rilevati uguale a uno o a zero a seconda del fatto che esso ecceda o meno un certo intero  $k$ , detto livello di "clipping". Tale procedura, sebbene semplifichi molto la realizzazione di apparati di correlazione, non consente tuttavia di trattare fenomeni in cui venga a cadere l'assunto di gaussianitá per la distribuzione delle ampiezze. Una schematizzazione della procedura di correlazione é mostrata in Fig.1.

## CORRELATORE

Come é stato chiarito in precedenza il nucleo fondamentale intorno al quale é possibile costruire un apparato per spettroscopia delle fluttuazioni di intensitá é il correlatore. Esso é essenzialmente uno strumento capace di contare il numero di fotoni rivelati dal fototubo durante un intervallo di campionamento selezionabile opportunamente a seconda delle esigenze sperimentali specifiche, e di calcolare, a partire dai conteggi memorizzati provenienti da finestre di conteggio contigue, i coefficienti di correlazione mostrati in precedenza. Sistemi di correlazione possono essere realizzati tanto in via puramente hardware, che in termini software. Il principale vantaggio di un correlatore puramente hardware consiste nel fatto che tale sistema risulta capace di tempi di campionamento estremamente ridotti, sino al limite dei 10 ns, e che il calcolo della funzione di correlazione, grazie all'uso diffuso della procedura di clipping, risulta particolarmente rapido. Di contro, proprio a causa della procedura di clipping, tali strumenti non consentono di trattare statistiche non gaussiane.

Nel nostro caso si é scelto di realizzare un sistema di correlazione di tipo software. Esso risulta composto da una scheda hardware di conteggio in grado di elaborare il segnale TTL generato dall'apparato di amplificazione e discriminazione del fototubo, supportata dal software adeguato necessario per il calcolo dei coefficienti di correlazione ai vari ordini.

Il progetto del circuito é stato sviluppato al fine di soddisfare le seguenti specifiche. Gli impulsi in ingresso provenienti dal fototubo sono di durata di 100 ns, e distanziati tra loro di un tempo almeno pari alla

loro durata. Il periodo di conteggio é regolabile con un tempo variabile tra i 10  $\mu$ s e i 20 ms. La capacita di conteggio nel ciclo e di 65537 impulsi, mentre il numero massimo di misure consentite é di 131072 conteggi. I modi possibili per realizzare un circuito con tali caratteristiche ed in grado di trasferire i dati rilevanti ad un computer sono essenzialmente tre. La prima soluzione consiste nel memorizzare tutte le letture in una memoria interna e successivamente scaricarle nella RAM dell'elaboratore tramite un apposito programma. La seconda prevedeva l'utilizzo di una memoria condivisa in cui il circuito di misura scriveva mentre la CPU leggeva per salvare i dati su disco. L'ultima possibilitá era la scrittura diretta dei dati nella memoria del computer sfruttando il circuito di DMA ( Direct Memory Access) incorporato nello stesso. Le prime due soluzioni sono state scartate a causa della elevata quantitá di memoria necessaria e della conseguente complicazione circuitale. La terza soluzione ha di contro permesso di soddisfare le caratteristiche imposte mantenendo il circuito non eccessivamente complicato.

Lo schema a blocchi del circuito realizzato é mostrato in Fig. 2, mentre in Fig. 3 viene mostrato lo schema circuitale della scheda. Esso si compone di sei blocchi funzionali, ovvero un generatore di clock programmabile, un formatore di impulsi, un contatore sincrono a 16 bit, un latch di memorizzazione del dato, una logica di controllo del DMA ed un buffer verso il bus IBM.

Il primo blocco funzionale, ossia il generatore di clock programmabile, ha la funzione di generare un segnale di riferimento temporale con un periodo uguale a quello voluto per la misura. Esso é composto da un

oscillatore al quarzo alla frequenza di 1 MHz (U1A e U1B) il cui segnale viene squadrato e quindi diviso per cinque da U2. Da questo viene poi inviato al divisore programmabile, all'uscita del quale é presente il segnale di riferimento chiesto. Gli impulsi in ingresso alla scheda sono inviati ad un formatore (U16 - 74LS373) che provvede inoltre a sincronizzarli al segnale di riferimento. L'uscita dello stadio é collegata al contatore a 16 bit composto da quattro contatori sincroni a 4 bit con reset asincrono. Le linee di uscita sono collegate agli ingressi del latch contenuto in U10 e U11 (74LS374) i quali contengono anche il buffer three-state necessario all'interfacciamento con il bus IBM. I rimanenti circuiti realizzano la logica di generazione degli impulsi di controllo del conteggio (U3 ed U4) e la logica di gestione del DMA (U5 ed U6).

Durante il ciclo di conteggio gli impulsi in ingresso raggiungono il contatore sincrono nel quale vengono accumulati. Al termine del periodo di misura il divisore programmabile genera un segnale dal quale vengono ricavati, tramite U3 e U4, due impulsi negativi larghi circa 50 ns. Il primo serve a bloccare il contatore e ad inibire il passaggio dei segnali attraverso il formatore di impulsi. Al termine di tale impulso le linee di uscita del contatore si sono sicuramente stabilizzate ed il valore puó essere memorizzato nel latch. A ciò provvede il secondo impulso, il quale contemporaneamente azzerà il contatore. lo stesso attiva anche la logica di controllo del DMA. In particolare viene avanzata la richiesta di ciclo di scrittura nel canale 3, attivando la linea DREQ3 del bus. Il circuito di gestione del DMA del computer, appena possibile, risponde attivando le linee DACK3 ed IOR. Per come é programmato il controllore del DMA

vengono effettuati tanti cicli di lettura fino a quando non é rilasciata la linea DREQ3. Il circuito provvede ad eseguire due accessi per trasferire il byte basso e quello alto della misura, abilitando prima il buffer U10 e poi U11.

Il software di controllo a basso livello ha il compito di inizializzare il controllore di DMA e successivamente di controllare il trasferimento dei dati all'interno della RAM del computer. Il controllore del DMA non é infatti in grado di gestire piú di 64 kbytes di RAM, mentre nella applicazione in esame é necessario trasferire 256 Kbytes di dati. A tal fine si é realizzato un buffer circolare nel quale il controllore di DMA scrive continuamente, e dal quale il programma trasferisce i dati nella zona finale di memorizzazione. Al termine del ciclo di misure lo stesso programma si incarica di salvare tutti i dati raccolti in un file su disco.

Data l'elevata velocità di trasferimento dei dati richiesta e considerato che il BUS viene impegnato notevolmente nella scheda, l'intero programma é scritto in assembler e tutte le attività che avrebbero potuto influire sul corretto funzionamento del sistema (timer, clock, etc.) vengono bloccate. Solo in tal modo si sono ottenuti tempi medi di trasferimento inferiori ai  $10 \mu s$  per parola, ossia per due bytes.

Il software di elaborazione ha la flow chart mostrata in Fig. 4. Il programma esegue sui dati inviati dalla scheda di conteggio il calcolo dei coefficienti di correlazione ai vari ordini. Esso é capace di ottenere funzioni di correlazioni di massimo 500 canali, e di effettuare il calcolo della baseline di correlazione a tempi di ritardo elevati. Il display grafico mostra, mentre l'elaborazione é in corso, i risultati parziali per i coefficienti di correlazione,

modificandoli mano a mano che la precisione statistica dell'elaborazione aumenta.

---

### TESTING DELL'APPARATO

L'apparato di correlazione realizzato é stato testato con una esperienza di scattering Rayleigh. Per il testing é stata usata una sospensione monodispersa di microsfere calibrate in polistirene prodotte dalla Dow Chemical di dimensione 215 nm, sospese in acqua tridistillata filtrata con filtri millipore da 200 nm. L'agente surfattante SDS é stato utilizzato al fine di evitare formazioni di coaguli di microsfere. Al fine di garantire l'assenza di polveri la cuvetta é stata lavata con acido e ripetutamente sciacquata con acqua distillata filtrata. L'arrangiamento sperimentale usato é mostrato in fig.5. L'intero apparato é stato montato su un tavolo ottico ruotante di precisione, progettato e realizzato appositamente. É stato realizzato inoltre un raffinato sistema di movimenti micrometrici meccanici capaci di garantire la affidabilit  e la riproducibilit  dell'apparato. Il campione é stato illuminato con un laser He-Ne a 6328   con potenza di 4 mW e rumore inferiore all'1%. La luce incidente viene preventivamente polarizzata dal polarizzatore P1 e filtrata spazialmente dalla fenditura F1 al fine di evitare la presenza di stray light. La luce diffusa dal sistema composto da centri diffusori e mezzo di supporto viene selezionata a mezzo del polarizzatore P2. Il sistema di filtratura spaziale composto dalle fenditure F2 e F3 consente di raccogliere luce in un angolo solido di estremamente ristretto, in quanto in esperienze di spettroscopia di fluttuazioni delle in-

---



tensità é necessario che la regione illuminata del detector sia inferiore ad una area di coerenza. L'apparato di rivelazione é composto da un fotomoltiplicatore, adatto per misure di photon counting, raffreddato a -20 °C. Il raffreddamento del fototubo garantisce una corrente di buio di 10 conteggi al secondo. Per intensità luminose elevate rispetto al numero di conteggi di buio si ha che un voltaggio di alimentazione del fototubo elevato consente di avere il massimo rapporto tra fotoconteggi ed impulsi spuri. In tal senso si é alimentato il rivelatore con tensione di 1500 V. Il segnale in uscita viene poi inviato ad sistema di amplificazione e discriminazione che invia gli impulsi TTL relativi alle singole rivelazioni fotoniche alla scheda di conteggio. I risultati delle misure di intensità effettuate dalla scheda di conteggio vengono scaricati tramite l'accesso diretto in memoria DMA in un file all'interno della RAM del personal computer su cui é installata la scheda hardware del correlatore. Il software realizzato al fine di consentire la misura della funzione di correlazione a partire dai conteggi memorizzati dalla scheda é stato invece implementato su un secondo personal con microprocessore 386 e microprocessore matematico, connesso tramite collegamento seriale al PC di acquisizione. Il dialogo e la sincronizzazione tra il PC di acquisizione ed il PC di elaborazione sono regolati da una serie di programmi in batch. Il vantaggio di un tale arrangiamento sta nel fatto che esso consente la completa automatizzazione dei processi di acquisizione e di elaborazione, e di conseguenza permette di ottenere funzioni di correlazione su grandi quantità di dati, e quindi con elevata accuratezza statistica. Il PC di elaborazione é inoltre dotato di programmi per l'emulazione delle funzioni di terminale VAX, permet-

tendo così di eseguire fitting e grafici della funzione di correlazione con pacchetti software quali PAW o MINUIT.

Per il testing dell'apparato è stata verificata con successo sia la dipendenza angolare della funzione di correlazione sia la dipendenza dalle dimensioni delle microsfere in sospensione. Le figure 6 e 7 mostrano le funzioni di correlazione ottenute per microsfere di 215 nm di diametro rispettivamente ad angoli di 30 e 40 gradi. L'andamento esponenziale, che ci si aspettava per un sistema diffusore monomodale, è stato chiaramente rivelato. Le funzioni di correlazione sono state fittate con la funzione teorica  $a + be^{-ct}$ . Il risultato dei fittings, sovrapposto ai dati sperimentali, è mostrato nelle illustrazioni. L'analisi ha fornito un diametro stimato di 223 nm con una deviazione standard di 16 nm, confermando la validità dell'apparato. I risultati sperimentali [6-8] ottenuti dal suddetto apparato hanno fornito un'ulteriore conferma.

---

## RINGRAZIAMENTI

Siamo riconoscenti al prof. A. Minafra per le continue discussioni ed i suggerimenti durante il lavoro.

---

---

## BIBLIOGRAFIA

- [1] B.J. Berne, R. Pecora, "*Dynamic Light Scattering*", Wiley (New York, 1976).
- [2] L. Rayleigh, *Phil. Mag.* **21**, 107 (1871).
- [3] P. Debye, *Ann. Phys.* **46**, 809 (1915).
- [4] A. Einstein, *Ann. Phys* **33**, 1275 (1915).
- [5] R. Pecora, *J. Chem. Phys.* **40**, 1604 (1964).
- [6] G.F. Lorusso, V. Capozzi, A. Minafra, *Rev. Sci. Instrum.* **4**, 2152 (1992).
- [7] G.F. Lorusso, V. Capozzi, A. Minafra, *Phys. Rev. A* **45**, R3391 (1992).
- [8] G.F. Lorusso, A. Minafra, V. Capozzi, *Appl. Opt.* **21**, 3867 (1993).

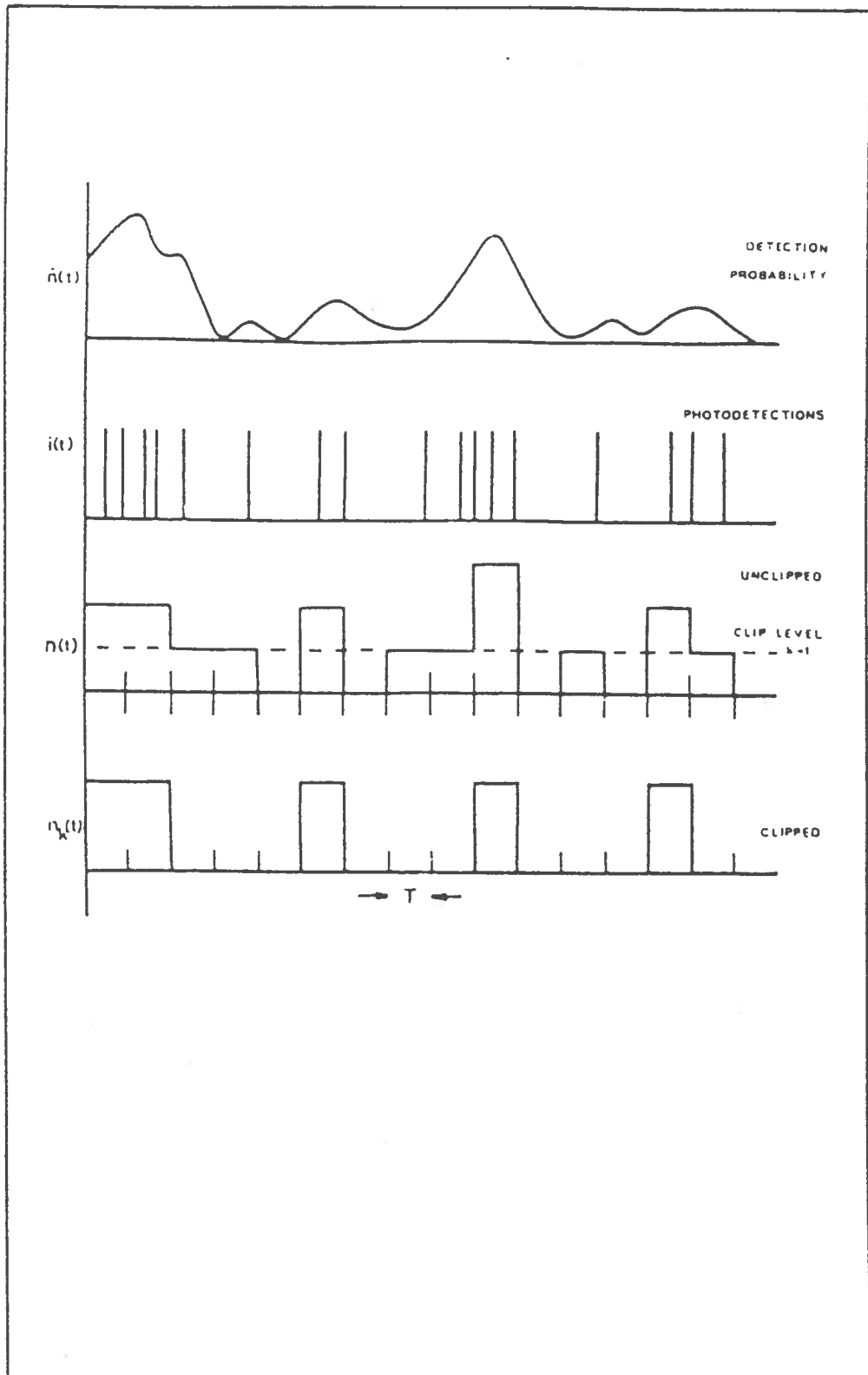


FIG. 1

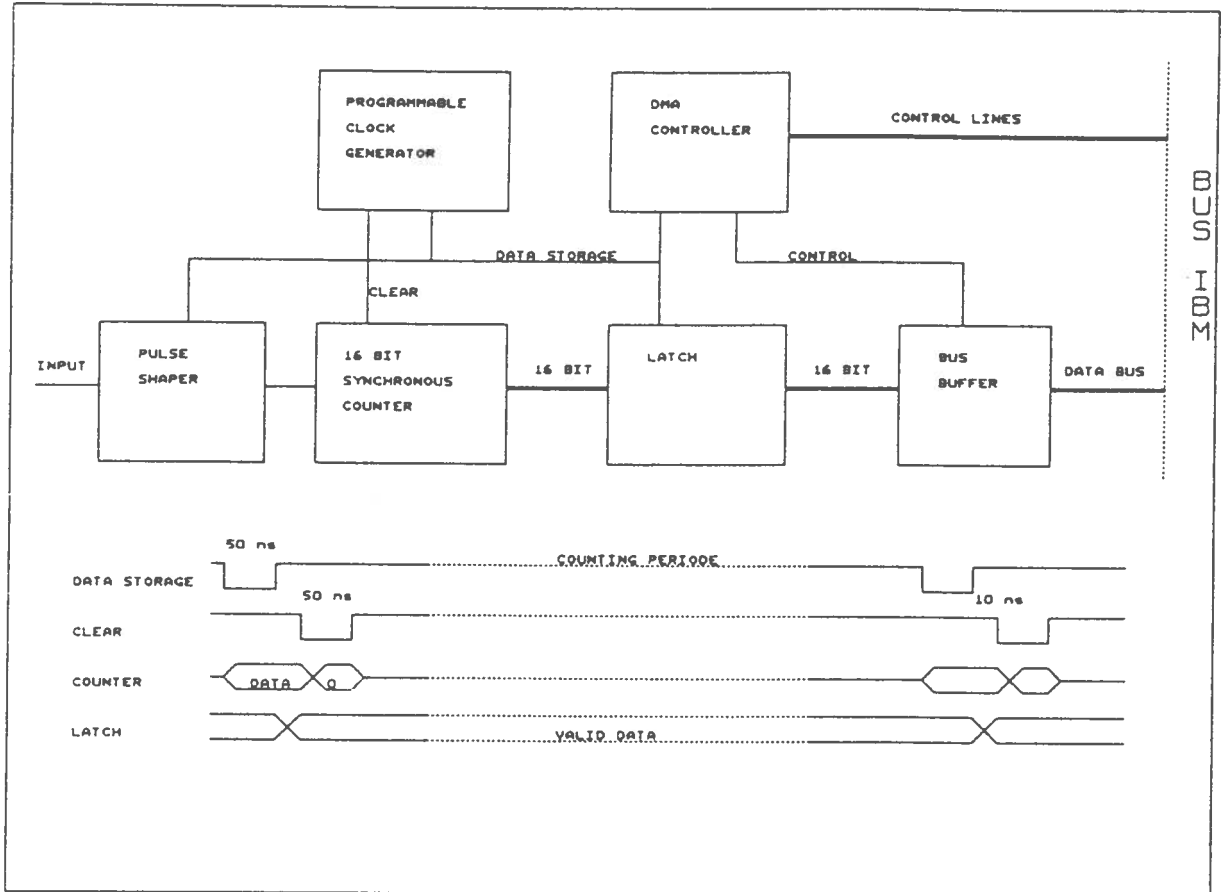


FIG. 2

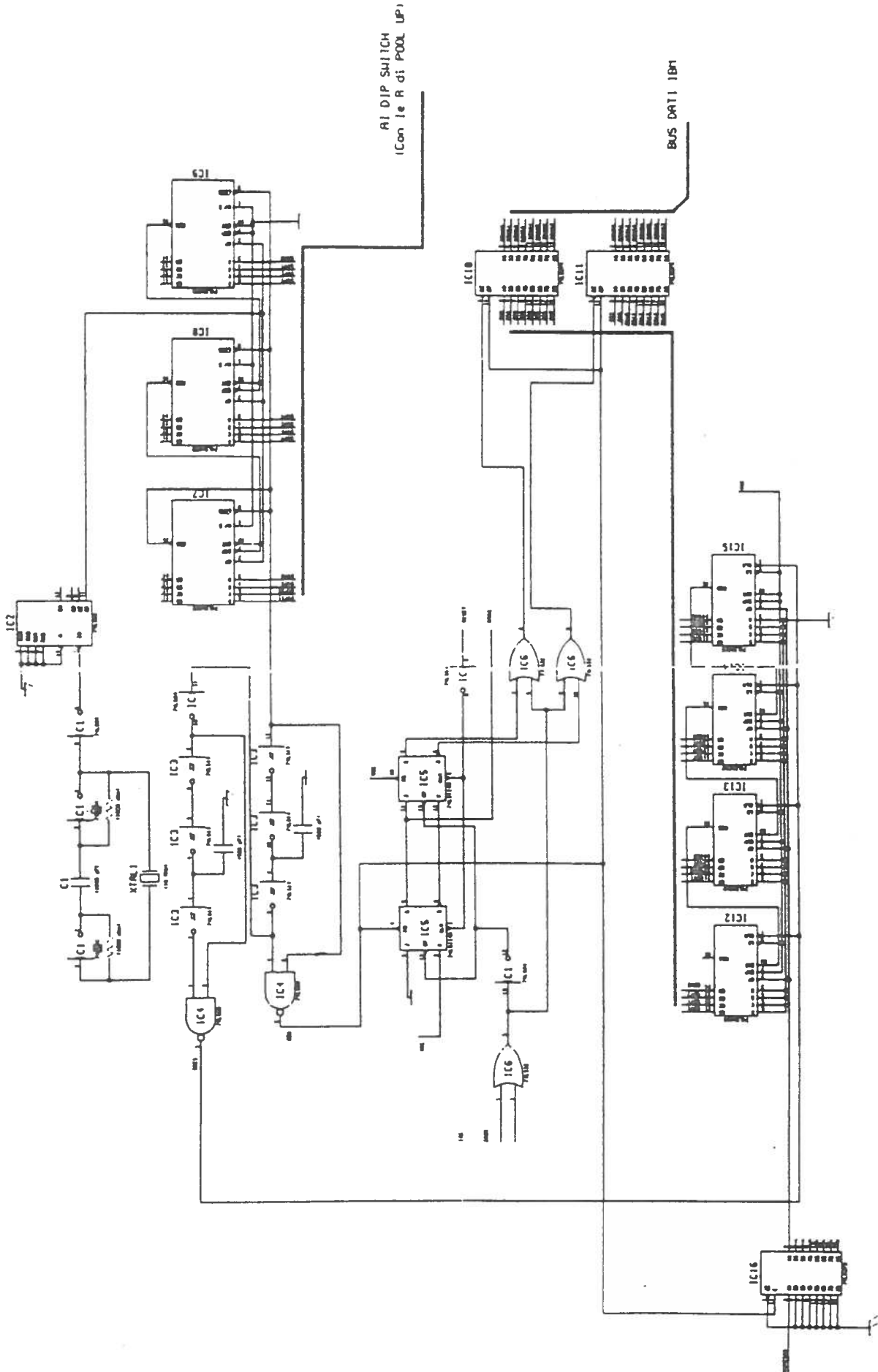


FIG. 3

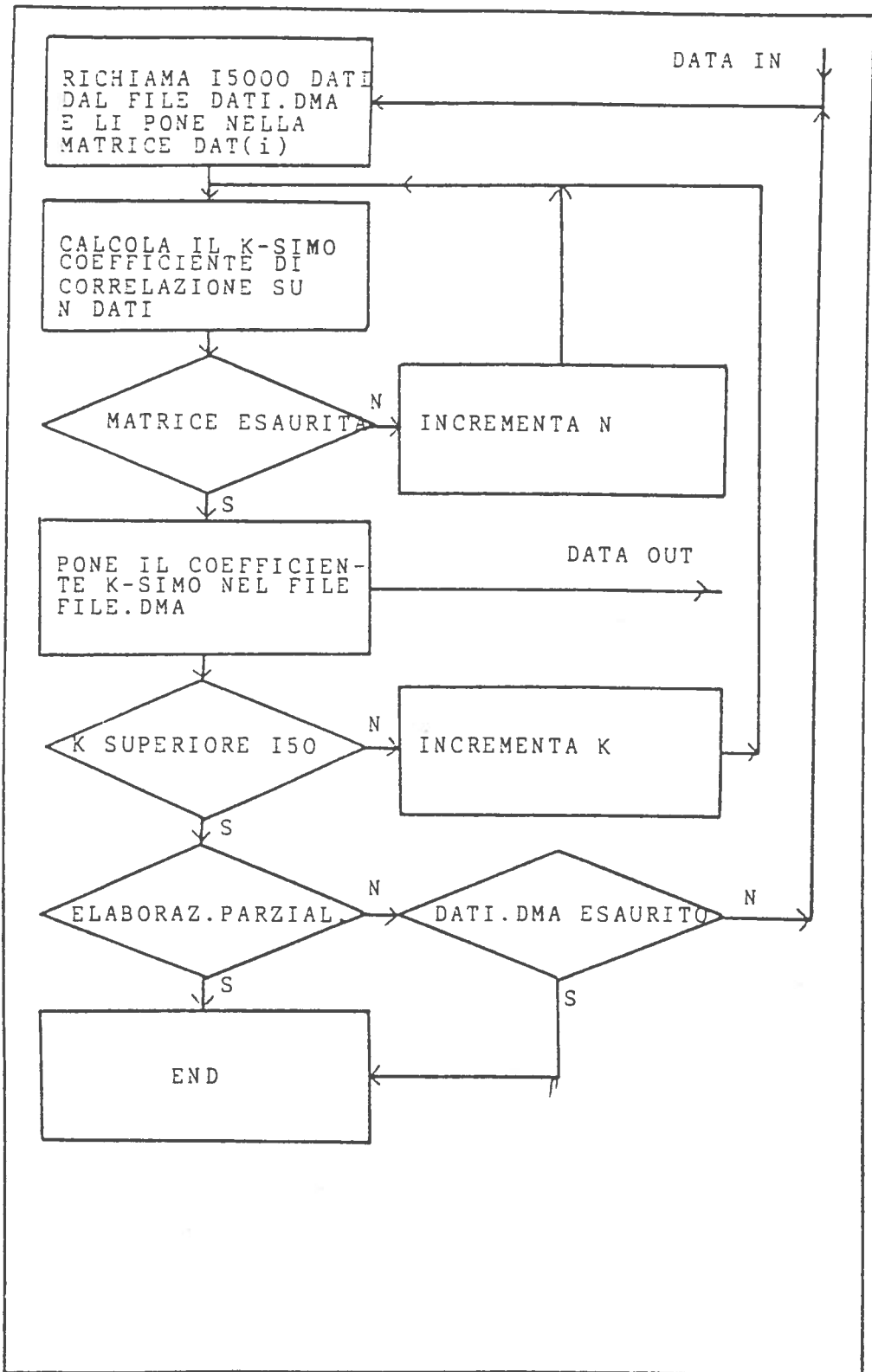


FIG. 4

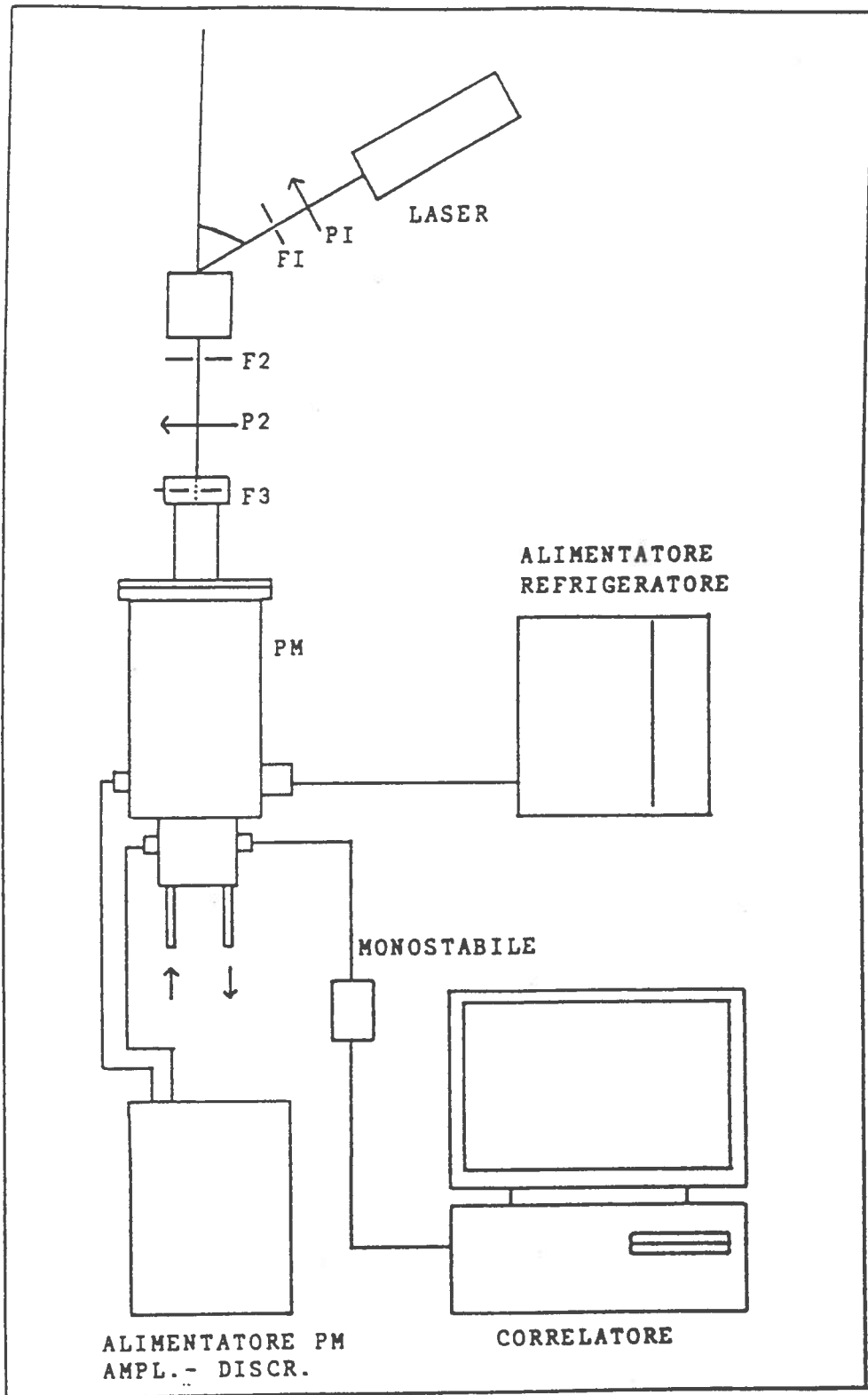


FIG. 5



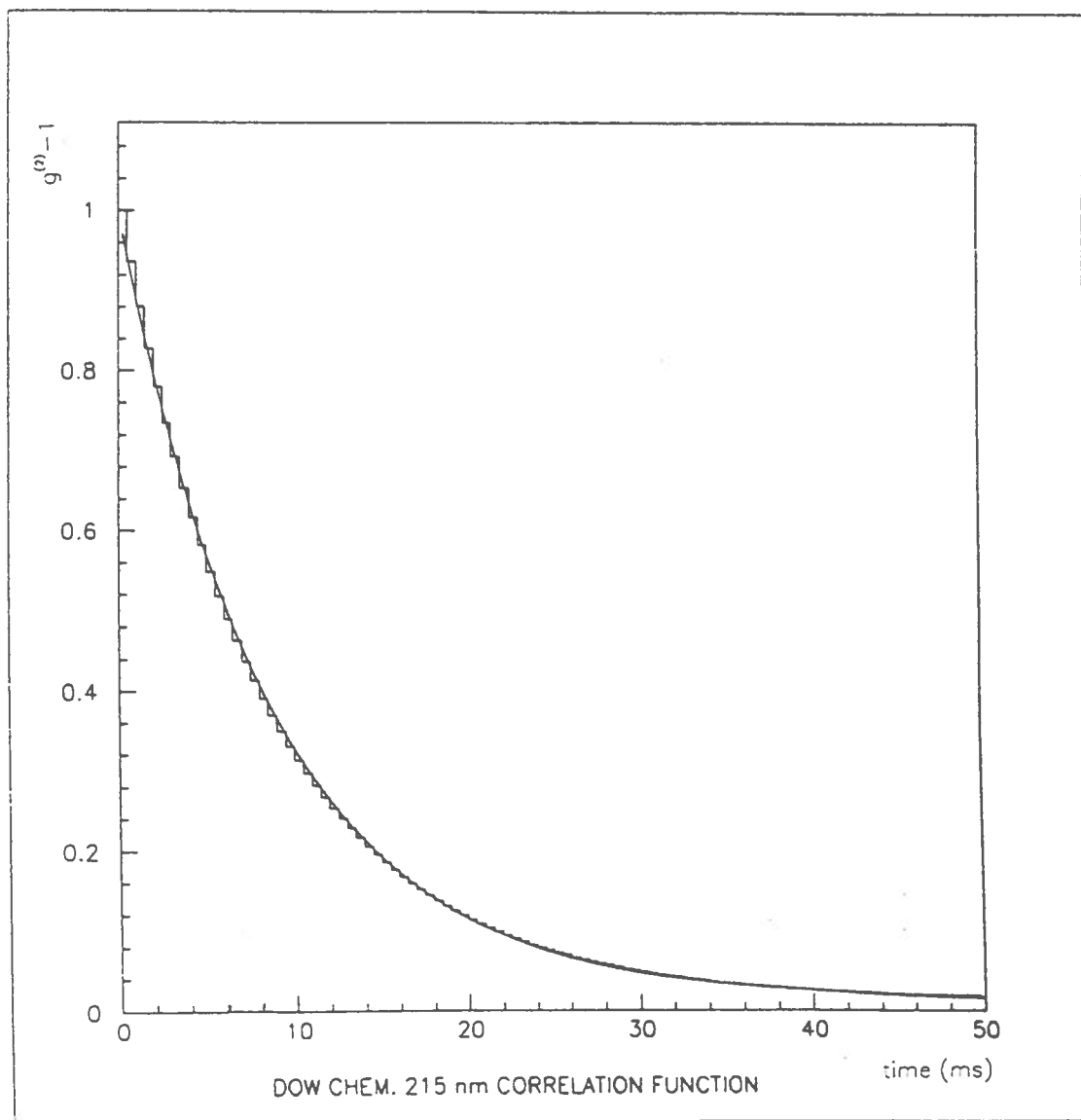


FIG. 6

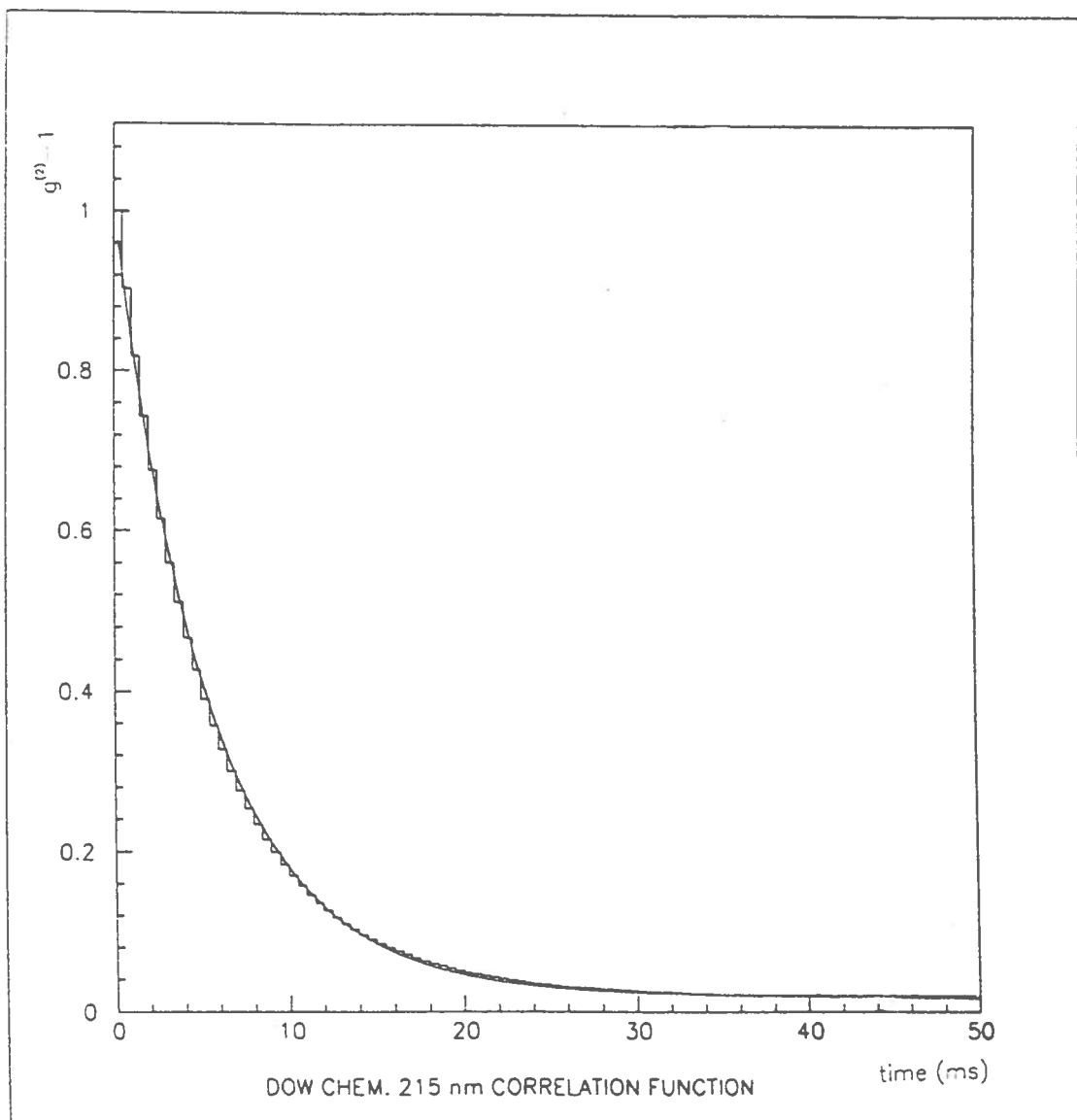


FIG. 7