INFN/AE - 66/13
28 Dicembre 1966

PREFACE

In the second semester of 1966, the activity of the CERN-Trieste High Energy Group has been mainly concentrated on the planning of a new experimental apparatus suitable for measuring the branching ratio $\rho \to \pi\gamma/\rho \to \pi\pi$ with an accuracy ten times better than the previous one. The first and second seminars (by F. Bradamante and S. Conetti, respectively), were concerned with the theoretical side of the experiment, while the last one (by A. Vascotto) was concerned with a possible system of data recording. The third seminar (by G. Zecchin) was held in order to start a discussion on the technical possibilities of the Trieste-INFN Electronic Section, with a view to the development of a collaboration for the data-handling circuitry.

Maria Fidecaro

Trieste, li 28 December 1966

C O N T E N T S

I) CALCULATION TECHNIQUES IN QUANTUM FIELD THEORY
by F. Bradamante 3

II) L'ANGOLO DI MIXING ω-φ: DATI TEORICI E SPERIMENTALI
di S. Conetti 31

III) DESCRIZIONE DEL COORDINATOMETRO IN USO PRESSO IL GRUPPO CAMERE A BOLLE DI TRIESTE
di G. Zecchin 45

IV) "LUCIOLE" - UN DIGITIZZATORE PER LA MISURA DELLE FOTOGRAFIE DI CAMERA A SCINTILLA
di A. Vascotto 59

CALCULATION TECHNIQUES IN QUANTUM FIELD THEORY

by

F. Bradamante

Seminar October 7th, 1966

1. - Fundamental equations 7
2. - Field operators 9
3. - Reduction of the S-matrix 13
4. - Field propagators 15
5. - Evaluation of the matrix element of a normal product . . 17
6. - Strong decay of the ρ meson 20
7. - Electromagnetic decay of the ρ meson 23
8. - Decay distribution 26
Appendix 29

Introduction.

The aim of these notes is to enable an experimental physicist, not familiar with the techniques of Quantum Field Theory (QFT), to evaluate lifetimes and cross-sections by the use of perturbation calculations. No attempt has been made to introduce the reader to the theoretical concepts of the method; a deep study of the existing literature on the subject is absolutely necessary in order to understand and appreciate the theory. On the other hand, straightforward calculations do not require a thorough knowledge of the theory. Often all an experimentalist needs to know is a set of formulae which enables him to evaluate the cross-section of a given process, but, due to the variety of notations and the complexity of the subject, the task of choosing from a textbook on QFT, the right set of formulae is not at all trivial. In the first part of these notes we have tried to present a self-contained set of rules which, in principle, should be sufficient to evaluate the transition rate of a process, within the framework of QFT, from the knowledge of the interaction part of the Hamiltonian. The detailed calculations of the width of the ρ meson in the two different decays

$$\rho \to \pi\pi; \qquad \rho \to \pi\gamma$$

make up the second part of these notes, which has been included in order to illustrate the method with some practical examples.

PART I

1. - FUNDAMENTAL EQUATIONS

To obtain transition rates in perturbation theory one goes over to the Dirac picture (or interaction representation). In this picture, the field operators satisfy free-field equations, while the time dependence of the state vectors is determined by the interaction Hamiltonian. Formal developments are much alike the quantum-mechanical formulation of the problem; in QFT, however, the formalism is completely covariant. The S-matrix, for instance, is written in the invariant form

$$S = \mathcal{P}\exp\left(-i\int_{-\infty}^{+\infty} H_I(x)dx\right)$$

$$= \sum_{n=0}^{\infty}\left(-i\right)^n \frac{1}{n!}\int_{-\infty}^{+\infty} dx_1 \ldots \int_{-\infty}^{+\infty} dx_n \mathcal{P}\left[H_I(x_1)\ldots H_I(x_n)\right]$$

where $H_I(x)$ is the interaction part of the Hamiltonian density operator and is a given function of the operators of the interacting fields, dx the four-dimensional volume element, and $\mathcal{P}$ the Dyson operator. The $\mathcal{P}$-operator rewrites the product in chronological order, that is, the operators having the latest time are placed farthest to the left. Typical examples of $H_I(x)$ are the following:

$$e\,\bar{\psi}(x)\gamma_\mu\,\psi(x)\,A^\mu(x)$$

quantum electro-dynamics,

$$G\,\bar{\psi}(x)\,\gamma_5\,\psi(x)\,\varphi(x)$$

pseudoscalar meson theory of strong interactions,

$$g[\bar{\psi}_1(x)\gamma_\mu(1-i\gamma_5)\psi_2(x)][\bar{\psi}_3(x)\gamma^\mu(1+i\gamma_5)\psi_4(x)]$$

"V-A" form of weak interactions.

$\varphi(x)$, $\psi(x)$, and $A_\mu(x)$ are the operators describing the scalar field, the spinor field, and the electromagnetic field, respectively, to be defined in the next paragraph.

In order to describe the transition from an initial state $|i\rangle$, with total four-momentum P_i, to a final state $|f\rangle \neq |i\rangle$, with total four-momentum P_f, the M-matrix is usually introduced

$$\langle f|S|i\rangle = \delta^{(4)}(P_f - P_i)\ \langle f|M|i\rangle .$$

In our notation M_{fi} is a Lorentz invariant matrix.

When the initial state is a one-particle state (decay of an unstable particle), the quantity of interest is the transition probability per unit time Γ; (the inverse of Γ is called the lifetime τ) it is related to M_{fi} by the expression

$$\Gamma = \frac{1}{\tau} = \frac{1}{2\pi p_i^0} \sum_f \overline{\sum_i}\ \delta^{(4)}(P_f - p_i)|M_{fi}|^2 \tag{1}$$

in which

$$\overline{\sum_i} = \frac{1}{(2S_i+1)} \sum_{s_i} = \text{average on the spin states of } |i\rangle,$$

$$\sum_f = \int \frac{d^3\vec{k}_1}{k_1^0} \cdots \int \frac{d^3\vec{k}_n}{k_n^0} \cdot \sum_{s_1 \ldots s_n} = \text{sum over the momenta and spins of the n particles of the state } |f\rangle,$$

and

p_i = four-momentum of the decaying particle,

$P_f = k_1 + k_2 + \ldots k_n$.

When the initial state is a two-particle state (scattering of two particles), the quantity of interest is the cross-section σ, namely the transition probability per unit time, divided by the incident flux, and is given by

$$\sigma = (2\pi)^2 \frac{1}{\sqrt{(p_1 \cdot p_2)^2 - m_1^2 m_2^2}} \sum_f \overline{\sum_i}\ \delta^{(4)}(P_f - P_i)|M_{fi}|^2 \tag{2}$$

(Møller's formula), where p_1 and p_2 are the four-momenta of the two incoming particle, and $(p_1 \cdot p_2)$ is the invariant product

$$p_1 \cdot p_2 = g_{\mu\nu}\, p_1^{\mu} \cdot p_2^{\nu} = p_1^0 \cdot p_2^0 - \vec{p}_1 \cdot \vec{p}_2 = E_1 \cdot E_2 - \vec{p}_1 \cdot \vec{p}_2 .$$

That is, we take the metric tensor to be

$$g^{\mu\nu} = g_{\mu\nu} = \begin{Bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{Bmatrix}.$$

According to this notation, time-like vectors have positive norms

$$p_i^2 = p_i^\mu \, p_{i\mu} = + m_i^2$$

Moreover, our system of units is such that $\hbar = c = 1$.

2. - FIELD OPERATORS

In the calculation of the transition rate of given process, we will never need to know the explicit form of the field operators; nevertheless, let us write down the operator of the scalar field and make a very short list of its properties, since they are shared by the operators of any field.

We can write the operator of a real scalar (or pseudoscalar) field in the form

$$\varphi(x) = \frac{1}{\sqrt{2(2\pi)^3}} \int \frac{d^3\vec{k}}{k^0} \left\{ a^\dagger(k) e^{ik\cdot x} + a(k) e^{-ik\cdot x} \right\} = \varphi^{(+)}(x) + \varphi^{(-)}(x),$$

where

$$k^0 = \pm \sqrt{|\vec{k}|^2 + m^2}.$$

We can see that $\varphi(x)$ is a linear combination of free-particle wave functions; the coefficients $a^\dagger(k)$'s and $a(k)$'s are operators, and they are interpreted as creation and destruction operators, respectively, of a quantum of the field with four-momentum k and mass m. The separation of $\varphi(x)$ into a <u>creation</u> part $\varphi^{(+)}(x)$ and <u>destruction</u> part $\varphi^{(-)}(x)$ is the result of an invariant operation, and will prove to be extremely important in the following.

Since $\varphi(x)$ and $a(k)$ are operators, they satisfy commutation rules (spinor field operators will obey anticommutation rules), but we will not use them in the evaluation of the matrix element M_{fi}. It will be sufficient to know that, from the interpretation we gave of the operators $a(k)$, we can construct states containing different numbers of quanta, of different four-momenta, of a given field; for example, we can define the state containing one quantum of the field $\varphi(x)$ of four-momentum k as

$$|k\rangle = a^\dagger(k)|0\rangle$$

where $|0\rangle$ is the no-particle state.

Using the commutation rules of the a(k)'s, one can easily find out that the <u>only</u> non-vanishing matrix elements of the operators $\varphi^{(+)}(x)$ and $\varphi^{(-)}(x)$ are

$$\left.\begin{aligned} \langle 0|\varphi^{(-)}(x)|k\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2(2\pi)^3}}\, e^{-ik\cdot x} \\ \langle k|\varphi^{(+)}(x)|0\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2(2\pi)^3}}\, e^{ik\cdot x} \end{aligned}\right\} \quad . \tag{3}$$

These matrix elements and the field propagators, to be defined later, are the only quantities one needs to know in order to evaluate M_{fi}.

The same considerations hold for any field. Naturally, when one speaks of a vector field, for example, the one-particle state will be defined in terms of the four-momentum of the quantum <u>and</u> a polarization vector, but, in spite of the greater complexity due to the presence of many degrees of freedom, the general treatment is analogous to the one of the scalar field. In particular, the <u>only</u> non-vanishing matrix elements of the field operators we are going to consider (ψ = spinor field, V_μ = vector field, A_μ = electromagnetic field) are the following:

$$\left.\begin{aligned} \langle 0|\psi^{(-)}(x)|p,r\rangle &= \frac{1}{(2\pi)^{3/2}}\sqrt{m}\,\omega^{(r)}(p)\, e^{-ip\cdot x} \\ \langle 0|\bar{\psi}^{(-)}(x)|q,r\rangle &= \frac{1}{(2\pi)^{3/2}}\sqrt{m}\,\bar{v}^{(r)}(q)\, e^{-iq\cdot x} \\ \langle p,r|\bar{\psi}^{(+)}(x)|0\rangle &= \frac{1}{(2\pi)^{3/2}}\sqrt{m}\,\bar{\omega}^{(r)}(p)\, e^{ip\cdot x} \\ \langle q,r|\psi^{(+)}(x)|0\rangle &= \frac{1}{(2\pi)^{3/2}}\sqrt{m}\, v^{(r)}(q)\, e^{iq\cdot x} \end{aligned}\right\} \tag{4}$$

$$\left.\begin{aligned} \langle 0|V_\mu^{(-)}(x)|t,s\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2(2\pi)^3}}\, j_\mu^{(s)}(t)\, e^{-it\cdot x} \\ \langle t,s|V_\mu^{(+)}(x)|0\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2(2\pi)^3}}\, j_\mu^{(s)}(t)\, e^{it\cdot x} \end{aligned}\right\} \tag{5}$$

$$\left.\begin{aligned} &< 0|A_\mu^{(-)}(x)|k,\lambda> = \frac{1}{\sqrt{2(2\pi)^3}}\, e_\mu^{(\lambda)}(k)\, e^{-ik\cdot x} \\ &< k,\lambda|A_\mu^{(+)}(x)|0> = \frac{1}{\sqrt{2(2\pi)^3}}\, e_\mu^{(\lambda)}(k)\, e^{ik\cdot x} \end{aligned}\right\} . \qquad (6)$$

All the fields we have considered are real, with the exception of the spinor field, and therefore they describe neutral particles. A charged particle will be described by a complex field, which can always be obtained by the composition of two real fields. For example, the three-pion system can be described by three real pseudoscalar fields which form a vector in isotopic space

$$\hat{\varphi}(x) = \begin{Bmatrix} \varphi_1(x) \\ \varphi_2(x) \\ \varphi_3(x) \end{Bmatrix}$$

with the assignment

$$\pi^0(x) \equiv \varphi_3(x)$$

$$\pi^{\pm}(x) = \frac{\varphi_1(x) \pm i\,\varphi_2(x)}{\sqrt{2}}$$

where the $\pi^+(x)$ operator creates positive mesons and destroys negative mesons, while the $\pi^-(x)$ operator creates negative mesons and destroys positive mesons.

The state vector containig one π^+ of four-momentum k will therefore be

$$|\pi^+,k> = \frac{1}{\sqrt{2}}\,[a_1^\dagger(k) + i\,a_2^\dagger(k)]\,|0> ,$$

while the corresponding state containing one π^- is

$$|\pi^-,k> = \frac{1}{\sqrt{2}}\,[a_1^\dagger(k) - i\,a_2^\dagger(k)]\,|0> .$$

Let us now explain the meaning of the symbols introduced in Eqs. (4) to (6):

$|p,r>$: state vector containing one electron of four-momentum p and spin state r;

$|q,r>$: state vector containing one positron of four-momentum q and spin state r;

$v^{(r)}(q)$, $w^{(r)}(p)$, $[r = 1,2]$: Dirac spinors in momentum space, whose properties can be found, for example, in Chap. 4 of the book by Schweber [1];

$|t,s>$: state vector containing a vector boson of four-momentum t and whose spin state is defined by $j_\mu^{(s)}(t)$;

$j_\mu^{(s)}(t)$: polarization vector; s can assume the three values 1, 2, 3. The three polarization vectors $j_\mu^{(s)}(t)$ are chosen so to form an orthonormal system; what we need to know is their completeness relation

$$\sum_{s=1}^{3} j_\mu^{(s)}(t)\, j_\nu^{(s)}(t) = - g_{\mu\nu} + \frac{t_\mu t_\nu}{m_V^2}$$

which follows from the orthonormality condition

$$j_\mu^{(s)}(t)\, j^{(r)}(t)^\mu = g^{sr}$$

and from the Lorentz condition

$$t^\mu j_\mu^{(r)}(t) = 0$$

$|k,\lambda>$: one-photon state, of four-momentum k and polarization λ, described by the four-vector $e_\mu^{(\lambda)}(k)$;

$e_\mu^{(\lambda)}(k)$: polarization vector of the photon. In this case λ can assume the values 0, 1, 2, 3, and the four polarization vectors satisfy the relations

$$\sum_{\lambda=0}^{3} e_\mu^{(\lambda)}(k) e_\nu^{(\lambda)}(k) = - g_{\mu\nu};\quad e_\mu^{(\lambda)}(k) e^{(\lambda')}(k)^\mu = g^{\lambda\lambda'}.$$

---

[1] Silvan S. Schweber, An introduction to relativistic quantum field theory (Harper and Row, New York, N.Y., 1964) Chapter 4.

The subsidiary condition on the possible physical states and the freedom of making special gauge transformations lower the number of possible polarizations to two (transversality). In a particular Lorentz frame, therefore, $\vec{e}^{(\lambda)}(k)\cdot\vec{k} = 0$, where $\lambda = 1, 2$.

3. - REDUCTION OF THE S-MATRIX

In the first paragraph we have seen that transition rates are expressed as functions of M_{fi}, that is, of the expectation value of an infinite sum of chronological products of field operators between two given states. The evaluation of M_{fi} can be easily carried out by means of a theorem, due to Wick, on the reduction of chronological products.

Let us start with a few definitions.

3.1 Normal product of operators

The product is rewritten with all creation operators standing to the left of all destruction operators, with the understanding that the rearrangement is to be made as if all commutators (or anticommutators) were zero. For example:

$$:\varphi^{(-)}(x)\varphi^{(+)}(y): = \text{normal product of } \varphi^{(-)}(x)\varphi^{(+)}(y) = \varphi^{(+)}(y)\varphi^{(-)}(x)$$

$$:\psi^{(-)}(x)\bar{\psi}^{(+)}(y): = -\bar{\psi}^{(+)}(y)\psi^{(-)}(x)$$

$$:\varphi(x)\varphi(y): = \varphi^{(+)}(x)\varphi^{(+)}(y)+\varphi^{(+)}(x)\varphi^{(-)}(y)+\varphi^{(+)}(y)\varphi^{(-)}(x)+\varphi^{(-)}(x)\varphi^{(-)}(y)$$

$$:\psi(x)\bar{\psi}(y): = -:\bar{\psi}(y)\psi(x):$$

Normal products of operators are very important because, given two states $|i\rangle$ and $|f\rangle$, there is one and only normal product whose expectation value between $|i\rangle$ and $|f\rangle$ is different from zero; it is the normal product containing all the field operators of the quanta of $|i\rangle$ and all the field operators of the quanta of $|f\rangle$.

3.2 Wick's chronological product, or $\mathcal{T}$-product

This is defined in the same way as the Dyson chronological product, but it includes in its definition the sign of the permutation of the fermion fields

$$\mathcal{T}(AB \ldots N) = \delta_P \mathcal{P}(AB \ldots N) = \delta_P DAF \ldots C.$$

In other words, the $\mathcal{T}$-operators rewrites the product in chronological order, and gives it the sign plus or minus (δ_P) according to whether the permutation of fermion factors in going from the left side to the right side is even or odd.

3.3 Contraction of two operators

The contraction of two field operators is defined to be the difference between the $\mathcal{T}$-product and the normal product of the operators:

$$\overline{AB} = \mathcal{T}(AB) - :AB: ,$$

and is proved to be a <u>function</u>. The contraction $\overline{AB}$ is also equal to the vacum expectation value of the $\mathcal{T}$-product of A and B, since the vacuum expectation value of any normal product is zero

$$\overline{AB} = \langle 0|\mathcal{T}(AB)|0\rangle .$$

Let us now state <u>Wick's theorem</u>: a $\mathcal{T}$-product of operators can be decomposed into a unique sum of normal products in the following way

$$\mathcal{T}(ABC...N) = :ABC...N: + :\overline{AB}\,C...N: + ... +$$
$$+ :\overline{AB}\,\overline{CD}...N: + ... + :\overline{A\,\overline{BC}\,D}...\overline{N}:$$

where the sum on the right-hand side includes all possible sets of contractions between pairs of factor. If the $\mathcal{T}$-product contains some normal products (mixed $\mathcal{T}$-product), the operators within a normal product do not have to be contracted.

In order to familiarize ourselves with this theorem, let us consider the second order expansion of the S-matrix in quantum electrodynamics

$$S_{(2)} = -\frac{e^2}{2}\int dx \int dy\, \mathcal{P}\{:\bar{\psi}(x)\gamma_\mu\psi(x)\, A^\mu(x):\, :\bar{\psi}(y)\gamma_\nu\psi(y)A^\nu(y):\}.$$

Since the fermion fields in each normal product occur in pairs, we can replace $\mathcal{P}$ by $\mathcal{T}$, and apply Wick's theorem to write the integrand as a sum of normal products. In the next paragraph we will see that contractions of the type $\overline{\psi\psi}$, $\overline{\psi\psi}$, $\overline{\psi A_\mu}$, and $\overline{\psi A_\mu}$ vanish. Therefore we are left with

$$\mathcal{T}\{:\bar{\psi}(x)\,\gamma_\mu\psi(x)A^\mu(x):\, :\bar{\psi}(y)\,\gamma_\nu\psi(y)\,A^\nu(y):\} =$$

$$= :\bar{\psi}(x)\gamma_\mu\psi(x)A^\mu(x)\,\bar{\psi}(y)\gamma_\nu\psi(y)A^\nu(y): +$$

$$+ :\overline{\bar{\psi}(x)\gamma_\mu\psi(x)A^\mu(x)\,\bar{\psi}(y)\gamma_\nu\psi}(y)A^\nu(y): +$$

$$+ :\bar{\psi}(x)\gamma_\mu\overline{\psi(x)A^\mu(x)\,\bar{\psi}}(y)\gamma_\nu\psi(y)A^\nu(y): +$$

$$+ :\bar{\psi}(x)\gamma_\mu\psi(x)\overline{A^\mu(x)\,\bar{\psi}(y)\gamma_\nu\psi(y)A}^\nu(y): +$$

$$+ :\overline{\bar{\psi}(x)\gamma_\mu\psi(x)\underbrace{A^\mu(x)\,\bar{\psi}(y)\gamma_\nu\psi(y)A}}^\nu(y): +$$

$$+ :\overline{\bar{\psi}(x)\gamma_\mu\underbrace{\psi(x)A^\mu(x)\,\bar{\psi}}(y)\gamma_\nu\psi(y)A}^\nu(y): +$$

$$+ \; : \bar{\psi}(x)\gamma_\mu \psi(x) A^\mu(x) \; \bar{\psi}(y)\gamma_\nu \psi(y) A^\nu(y) \; : \; +$$

$$+ \; : \bar{\psi}(x)\gamma_\mu \psi(x) A^\mu(x) \; \bar{\psi}(y)\gamma_\nu \psi(y) A^\nu(y) \; : \; .$$

4. - FIELD PROPAGATORS

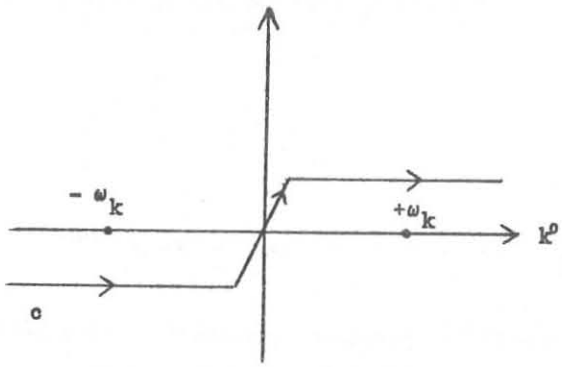
The knowledge of the field operators' commutation rules leads one to the result that the contraction of two operators belonging to different fields always vanishes; the only non-vanishing contractions are the following

$$\left.\begin{aligned}
\overline{\varphi(x)\varphi(y)} &= \langle 0 | T[\varphi(x)\varphi(y)] 0 \rangle = i\Delta_c(x-y) \\
\overline{\psi_\alpha(x)\bar{\psi}_\beta(y)} &= i\, S_c(x-y)_{\alpha\beta} = -\overline{\bar{\psi}_\beta(y)\psi_\alpha(x)} \qquad \alpha, \beta = 1, 2, 3, 4 \\
\overline{A_\mu(x)A_\nu(y)} &= -i\, g_{\mu\nu}\, D_c(x-y) \\
\overline{V_\mu(x)V_\nu(y)} &= i\, D_{c\mu\nu}(x-y)
\end{aligned}\right\} (7)$$

The causal functions on the right have the following explicit forms

$$\left.\begin{aligned}
\Delta_c(x) &= \frac{1}{(2\pi)^4} \int \frac{dk}{k^2 - \mu^2 + i\epsilon} e^{-ik\cdot x} = \frac{1}{(2\pi)^4} \int_c \frac{dk}{k^2 - \mu^2} e^{-ik\cdot x} \\
D_c(x) &= \frac{1}{(2\pi)^4} \int \frac{dk}{k^2 + i\epsilon} e^{-ik\cdot x} \\
S_c(x) &= \frac{1}{(2\pi)^4} \int \frac{dp}{p^2 - m^2 + i\epsilon} (\gamma\cdot p + m)\, e^{-ip\cdot x} \\
D_c^{\mu\nu}(x) &= \frac{1}{(2\pi)^4} \int dk \, \frac{g^{\mu\nu} - (k^\mu k^\nu / m_V^2)}{k^2 - m_V^2 + i\epsilon} e^{-ik\cdot x}
\end{aligned}\right\} (8)$$

The presence of $i\,\epsilon$ in the denominator of the integrands tells in that the integration over k^0 has to be performed along the path c in the complex k^0 plane:



complex k^0 plane

$$\omega_k = +\sqrt{m^2 + |\vec{k}|^2}$$

The four-dimensional Fourier transforms of the causal functions, that is the expressions like

$$\frac{1}{k^2 - \mu^2 + i\,\epsilon}$$

for the scalar field,

$$\frac{g_{\mu\nu} - (k_\mu k_\nu / m_V^2)}{k^2 - m_V^2 + i\,\epsilon}$$

for the vector field, etc., are called the <u>propagators</u> of the fields.

The knowledge of the field operators' matrix elements, of the propagators, and of Wick's theorem enables us to calculate M_{fi}, once we know the interaction Hamiltonian. Let us go on, therefore, with the reduction of the second order expansion of the S-matrix in QED

$$S_{(2)} = -\frac{e^2}{2} \int dx \int dy \cdot \{ : \bar{\psi}(x)\gamma_\mu \psi(x) A^\mu(x) \bar{\psi}(y)\gamma_\nu \psi(y) A^\nu(y) : +$$

$$- i\, S_c(y-x)_{\rho\alpha} : (\gamma_\mu)_{\alpha\beta}\, \psi_\beta(x)\, A^\mu(x)\, \bar{\psi}_\sigma(y)\, (\gamma_\nu)_{\sigma\rho} A^\nu(y) : +$$

$$+ i\, S_c(x-y)_{\beta\sigma} : \bar{\psi}_\alpha(x) (\gamma_\mu)_{\alpha\beta}\, A^\mu(x)\, (\gamma_\nu)_{\sigma\rho} \psi_\rho(y)\, A^\nu(y) : +$$

$$- i\, g^{\mu\nu}\, D_c(x-y) : \bar{\psi}_\alpha(x)\, (\gamma_\mu)_{\alpha\beta}\, \psi_\beta(x) \bar{\psi}_\sigma(y)\, (\gamma_\nu)_{\sigma\rho} \psi_\rho(y) : +$$

$$+ g^{\mu\nu}\, D_c(x-y) S_c(y-x)_{\rho\alpha} : (\gamma_\mu)_{\alpha\beta}\, \psi(x)_\beta\, \bar{\psi}_\sigma(y) (\gamma_\nu)_{\sigma\rho} : +$$

$$+ S_c(x-y)_{\beta\sigma}\, S_c(y-x)_{\rho\alpha} \;:\; (\gamma_\mu)_{\alpha\beta} A^\mu(x)\; (\gamma_\nu)_{\sigma\rho} A^\nu(y) \;:\; +$$

$$+ g^{\mu\nu}\, D_c(x-y)\, S_c(x-y)_{\beta\sigma} \;:\; \bar\psi_\alpha(x)(\gamma_\nu)_{\alpha\beta}(\gamma_\nu)_{\sigma\rho}\psi_\rho(y) : +$$

$$- i\, g^{\mu\nu} D_c(x-y)\, S_c(x-y)_{\beta\sigma} S_c(y-x)_{\rho\alpha}\; (\gamma_\mu)_{\alpha\beta}\; (\gamma_\nu)_{\sigma\rho} \} =$$

$$= -\frac{e^2}{2}\int dx \int dy\, \{ : \bar\psi(x)\gamma_\mu A^\mu(x)\psi(x)\bar\psi(y)\gamma_\nu\, A^\nu(x)\psi(y) \;:\; +$$

$$+ i \;:\; \bar\psi(y)\gamma_\nu A^\nu(y) S_c(y-x)\gamma_\mu A^\mu(x)\psi(x) \;:\; +$$

$$+ i \;:\; \bar\psi(x)\gamma_\mu A^\mu(x) S_c(x-y)\gamma_\nu A^\nu(y)\psi(y) \;:\; +$$

$$- i \;:\; \bar\psi(x)\gamma_\mu\psi(x) D_c(x-y)\bar\psi(y)\gamma^\mu\psi(y) : +$$

$$- : \bar\psi(y)\gamma_\mu\; S_c(y-x)\; D_c(x-y)\gamma^\mu\psi(x) \;:\; +$$

$$+ \mathrm{Tr}\,[\, S_c(x-y)\gamma_\nu S_c(y-x)\gamma_\mu] \;:\; A^\mu(x)\; A^\nu(y) : +$$

$$+ : \bar\psi(x)\gamma_\mu S_c(x-y)\; D_c(x-y)\; \gamma^\mu\psi(y) \;:\; +$$

$$- i\, D_c(x-y)\; \mathrm{Tr}[\, S_c(x-y)\gamma_\mu S_c(y-x)\gamma^\mu].$$

From this example one understands that the reduction of the S-matrix is a fairly long job; the introduction of Feynman graphs considerably simplifies the problem, but it is beyond the scope of these notes.

5. - EVALUATION OF THE MATRIX ELEMENT OF A NORMAL PRODUCT

We conclude this presentation of QFT techniques by adding a few words about normal products of field operators; in particular we want to show how one gets the matrix element of a normal product between two given states, in terms of the non-vanishing matrix elements [Eqs. (3) to (6)].

Suppose the initial state contains n quanta, specified by the four-momenta k_i and eventually by the spin states s_i (i=1 ... n)

$$|i> = |k_1, s_1; \; k_2, s_2; \; \dots k_n, s_n>,$$

and let us denote by φ_i the field operator associated to the quantum $|k_i, s_i>$. Obviously some quanta may belong to the same field, but the argument remains the same. In the same way let us define

$$|f> = |p_1, r_1; \; p_2, r_2; \; \dots p_m, r_n>$$

and ψ_f $(f = 1 \dots m)$.

In Section 3 we stated that there is only one normal product whose matrix element between $|i>$ and $|f>$ is different from zero, and we can easily convince ourselves that such a product is

$$N = : \psi_1\psi_2 \dots \psi_m\varphi_1\varphi_2 \dots \varphi_n :$$

Moreover, only the part

$$\left[\psi_1^{(+)}\psi_2^{(+)}\dots \psi_m^{(+)}\varphi_1^{(-)} \; \varphi_2^{(-)}\dots \varphi_n^{(-)}\right]$$

will contribute to the matrix element $<f|N|i>$. We get therefore

$$<f|N|i> = <p_1, r_1|<p_2, r_2|\dots <p_m, r_m|\left[\psi_1^{(+)}\dots \psi_m^{(+)} \; \varphi_1^{(-)}\dots\varphi_n^{(-)}\right]$$

$$|k_1, s_1>|k_2, s_2> \dots |k_n, s_n> = <p_1, r_1|\psi_1^{(+)}<p_2, r_2|\psi_2^{(+)}\dots<p_m, r_m|\psi_m^{(+)} \times$$

$$\times \varphi_1^{(-)}|k_1, s_1> \cdot \varphi_2^{(-)}|k_2, s_2>\dots\varphi_n^{(-)}|k_n, s_n>$$

since each field operator acts only on its own particle states.

If we introduce between $\psi_m^{(+)}$ and $\varphi_1^{(-)}$ the completeness relation that holds for the particle states, which can be written as

$$1 = |0><0| + \sum_{\substack{\text{all possible}\\ \text{states}}} |>|>\dots |><|<|\dots <|$$

and if we remember which matrix elements of the field operators are different from zero, we can easily convince ourselves that the only non-vanishing contribution is given by the first term. Since $|0><0|$ actually means $|0>|0> \dots |0> \times <0|<0|\dots <0|$, we finally get

$$<p_1, r_1; p_2, r_2; \ldots p_m, r_m| : \psi_1 \psi_2 \ldots \psi_m \varphi_1, \varphi_2 \ldots \varphi_n : |k_1, s_1; k_2, s_2; \ldots k_n, s_n>$$

$$= <p_1, r_1|\psi_1^{(+)}|0> <p_2, r_2|\psi_2^{(+)}|0> \ldots <p_m, r_m|\psi_m^{(+)}|0> \times$$

$$\times <0|\varphi_1^{(-)}|k_1, s_1> <0|\varphi_2^{(-)}|k_2, s_2> \ldots <0|\varphi_n^{(-)}|k_n, s_n> ,$$

an expression which will turn out to be very useful.

The general procedure for the evaluation of M_{fi} should by now be clear. We first decompose the various terms of the expression of the S-matrix into sums of normal products, by means of Wick's theorem; then we pick out those normal products which have the correct number of operators to have non-vanishing matrix elements between $|i>$ and $|f>$. For example, if we are interested in electron-electron elastic scattering, out of the eight normal products which make up $S_{(2)}$ only the fourth will contribute, since it is the only one containing four fermion operators and no photon operators.

Let us turn to the detailed calculations of the widths of the ρ meson: the example is not a "classical" one, since strong interactions are not described too successfully by QFT, but it is still important as an example of calculation techniques.

* * *

PART II

6. - STRONG DECAY OF THE ρ MESON

To describe the ρ-meson decay into two pions, the following interaction Hamiltonian is usually assumed [see, for example, K. Nishijma [2], p. 133].

$$H_{int} = G : \hat{V}_\mu \, (\hat{\varphi} \times \partial^\mu \hat{\varphi}) :$$

Both the ρ field $\hat{V}_\mu$ and the pion field $\hat{\varphi}$ are vector in I-spin space: since we need the derivative coupling $V_\mu \partial^\mu \varphi$ in order to get a scalar in ordinary space, we find ourselves with three vectors in isotopic space; we then contract these vectors performing the mixed product.

By invariance arguments, $\rho^\pm$ must have the same width as ρ^0; for the sake of simplicity we will therefore consider the decay of a ρ^0, that is

$$| i > = | \rho^0; \, p, r > .$$

$V_\mu^{(1)}$ and $V_\mu^{(2)}$ will not contribute to the process, and we are left with

$$H_{int}(\rho^0) = G : V_\mu^{(3)}(x) \left(\varphi^{(1)}(x) \partial^\mu \varphi^{(2)}(x) - \varphi^{(2)}(x) \partial^\mu \varphi^{(1)}(x) \right) : \; .$$

In the following we will indicate the Hermitian operator $V_\mu^{(3)}(x)$ associated to the ρ^0 simply by $V_\mu(x)$, since no confusion can arise.

The final state $| f >$ can be written as [see, for example, Ref. 1), p. 216]

$$| f > = | \pi^+(k_1); \; \pi^-(k_2) > = \frac{1}{2} \left\{ | 1; \, k_1 > | \, 1; \, k_2 > + | 2; \, k_1 > | 2; \, k_2 > \right\} +$$

$$+ \frac{i}{2} \left\{ | 1; k_2 > | 2; \, k_1 > - | 1; \, k_1 > | 2; \, k_2 > \right\} \equiv | \, f_1 > + | \, f_2 >$$

where $|i; \, k_j >$ is the state containing one quantum of the field $\varphi^{(i)}$, with four-momentum k_j $(i, j = 1, 2)$.

Due to the form of the interaction Hamiltonian, we can easily realize that only $|f_2>$ (which is a pure I-spin state, with $I = 1$, $I_3 = 0$ contributes to $<f|S|i>$: obviously this was expected, since isotopic spin is conserved by the interaction.

Up to the first order in the coupling constant G, the S-matrix is

$$S = 1 - i \mathcal{P} \int dx H_{int}(x) = 1 - iG \int dx \, : V_\mu(x) [\varphi^{(1)}(x) \partial^\mu \varphi^{(2)}(x) - \varphi^{(2)}(x) \partial^\mu \, \varphi^{(1)}(x)] : \; .$$

---

[2]) K. Nishijma, Fundamental particles (W.A. Benjamin, Inc., New York N.Y., 1963).

We get therefore

$$S_{fi} = + \frac{G}{2}\int dx\,[\langle 1;\ k_2|\ \langle 2;\ k_1| - \langle 1;\ k_1|\ \langle 2;\ k_2|]$$

$$:\ V_\mu[\varphi^{(1)}\partial^\mu\ \varphi^{(2)} - \varphi^{(2)}\partial^\mu\ \varphi^{(1)}]\ :\ |\rho;p,r\rangle =$$

$$= + \frac{G}{2}\int dx\{\langle 1;k_2|\langle 2;k_1|:V_\mu\varphi^{(1)}\partial^\mu\varphi^{(2)}:|\rho;p,r\rangle +$$

$$- \langle 1;\ k_2|\ \langle 2;\ k_1|\ :\ V_\mu\varphi^{(2)}\partial^\mu\varphi^{(1)}:|\rho;\ p,r\rangle +$$

$$- \langle 1;\ k_1|\ \langle 2;\ k_2|\ :\ V_\mu\ \varphi^{(1)}\partial^\mu\ \varphi^{(2)}:\ |\rho;\ p,r\rangle +$$

$$+ \langle 1;\ k_1|\ \langle 2;\ k_2|\ :V_\mu\varphi^{(2)}\partial^\mu\varphi^{(1)}:|\rho;\ p,r\rangle\}\ .$$

Recalling formula (8), the first term in the integrand becomes

$$\langle 1;\ k_2|\ \langle 2;\ k_1|\ :\ V_\mu(x)\varphi^{(1)}(x)\partial^\mu\ \varphi^{(2)}(x):|\rho;\ p,r\rangle =$$

$$= \langle 1;\ k_2|\varphi^{\binom{(+)}{(1)}}(x)\ |0\rangle\langle 2;\ k_1|\partial^\mu\ \varphi^{\binom{(+)}{(2)}}(x)|0\rangle\langle 0|V_\mu^{(-)}(x)|\rho;p,r\rangle .$$

Moreover we can write

$$\langle 2;\ k_1|\partial^\mu\varphi^{\binom{(+)}{(2)}}(x)|0\rangle = \partial^\mu\ \langle 2;k_1|\varphi^{\binom{(+)}{(2)}}(x)|0\rangle = \partial^\mu\left[\frac{1}{\sqrt{2(2\pi)^3}}\ e^{ik_1x}\right] =$$

$$= \frac{i}{\sqrt{2(2\pi)^3}}\ k_1^\mu\ e^{ik_1\cdot x}$$

using the matrix elements given by formula (3). Therefore the first term in the integrand becomes

$$\frac{i}{4(2\pi)^4\sqrt{\pi}}\ k_1^\mu\ \ j_\mu\ \binom{r}{p}\ e^{-i(p-k_1-k_2)\cdot x}\ .$$

In the same way the other three terms are easily calculated, and we end up with

$$S_{fi} = \frac{iG}{2\sqrt{4\pi}}\ (k_1^\mu - k_2^\mu)\ j_\mu\binom{r}{p}\ \frac{1}{(2\pi)^3}\int dx\ e^{-i(p-k_1-k_2)\cdot x} =$$

$$= \frac{iG}{2\sqrt{4\pi}}\ (k_1 - k_2)\ \cdot\ j\binom{r}{p}\ \delta^{(4)}(p-k_1-k_2)\ .$$

Therefore the invariant matrix M_{fi} is equal to

$$M_{fi} = \frac{iG}{\sqrt{4\pi}} \frac{(k_1 - k_2)}{2} \cdot j^{(r)}_{(p)}.$$

Let us apply formula (1)

$$\Gamma = \frac{G^2}{(2\pi)^2} \frac{1}{2 4 p^0} \sum_r \int \frac{d^3\vec{k}_1}{k_1^0} \int \frac{d^3\vec{k}_2}{k_2^0} \delta^{(4)}(p-k_1-k_2)(k_1-k_2)^\mu j_\mu^{(r)}_{(p)} (k_1-k_2)^\nu j_\nu^{(r)}_{(p)}$$

but

$$\sum_r j_\mu^{(r)}_{(p)} j_\nu^{(r)}_{(p)} = - g_{\mu\nu} + \frac{p_\mu p_\nu}{m_\rho^2}$$

therefore

$$\sum_r (k_1-k_2)^\mu (k_1-k_2)^\nu j_\mu^{(r)} j_\nu^{(r)} = - (k_1-k_2)^\mu (k_1-k_2)_\mu + \frac{1}{m_\rho^2} \left[(k_1-k_2)^\mu p_\mu \right]^2 .$$

When the integration is performed, the presence of the δ-function causes the second term on the right-hand side to vanish, since, if $k_1 + k_2 = p$, we have

$$(k_1-k_2)^\mu p_\mu = k_1^2 - k_2^2 + k_1 \cdot k_2 - k_1 \cdot k_2 = m_\pi^2 - m_\pi^2 = 0 .$$

Therefore we can write the width simply as

$$\Gamma = \frac{-G^2}{6(2\pi)^2} \int \frac{d^3\vec{k}_1}{k_1^0} \int \frac{d^3\vec{k}_2}{k_2} \delta^{(4)}(p - k_1 - k_2) \frac{1}{p^0} \left(\frac{k_1-k_2}{2}\right)^2 .$$

As shown in the Appendix, the integration over the δ- function leads to the expression

$$\Gamma = - \frac{G^2}{3(2\pi)^2} \int d\Omega \frac{1}{p^0} \frac{|\vec{k}_1|^3}{k_1^0 m_\rho^2 - 2p^0 m_\pi^2} \cdot \left(\frac{k_1-k_2}{2}\right) ,$$

with the constraints

$$\left.\begin{aligned} k_1^0 + k_2^0 &= p^0 \\ \vec{k}_1 + \vec{k}_2 &= \vec{p} \end{aligned}\right\} .$$

Let us go over to the ρ centre-of-mass system

$$\left.\begin{aligned} p &\equiv (m_\rho, \vec{0}) \\ k_1 &\equiv \left(\frac{m_\rho}{2}, \vec{k}\right) \\ k_2 &\equiv \left(\frac{m_\rho}{2}, -\vec{k}\right) \end{aligned}\right\} \quad \begin{aligned} &\frac{m_\rho^2}{4} - k^2 = m_\pi^2 \\ &k^2 = \frac{m_\rho^2}{4} - m_\pi^2 \end{aligned}$$

$$\frac{k_1 - k_2}{2} = (0, \vec{k})$$

$$\left(\frac{k_1 - k_2}{2}\right)^2 = -|\vec{k}|^2 \equiv -k^2 .$$

Thus we finally get

$$\Gamma = -\frac{G^2}{3(2\pi)^2} \int d\Omega \; \frac{1}{m_\rho} \; \frac{k^3}{2m_\rho k^2} (-k^2) = \frac{2}{3}\left(\frac{G^2}{4\pi}\right)\frac{k^3}{m_\rho^2} \; .$$

If we take $m_\rho^2 \simeq 29\, m_\pi^2$, and $\Gamma \simeq m_\pi$, we get $(G^2/4\pi) \simeq 2.8$, a value typical of strong interactions.

7. - ELECTROMAGNETIC DECAY OF THE ρ MESON

In order to account for the decay

$$\rho \to \pi\gamma$$

let us assume the following interaction Hamiltonian [see, for example, Dalitz' paper[3)]]

$$H_{int}(x) = g\, \epsilon^{\mu\nu\sigma\lambda} : \partial_\mu V_\nu(x)\, \partial_\sigma A_\lambda(x)\, \varphi(x) : .$$

Also in this case we consider a neutral ρ meson, decaying into a π^0 and a γ; so all the fields are Hermitian.

Up to the first order in the coupling constant g, the S-matrix is given by

$$S = -ig \int dx\, \epsilon^{\mu\nu\sigma\lambda} : \partial_\mu V_\nu\, \partial_\sigma A_\lambda\, \varphi : .$$

Initial and final states have the form

---

3) R.H. Dalitz, Les Houches Lectures 1965, (De Witt and Jacob, Paris, 1965).

$$|\, i \,> = |\, p,r \,>$$

$$|\, f \,> = |\, k,s \,> \, |\, q \,>$$

where r and s are the polarizations of the ρ meson and of the photon, respectively.

Formal developments are just the same as in the previous case:

$$S_{fi} = - ig\, \epsilon^{\mu\nu\sigma\lambda} \int dx \,<\, q \,|\, <\, k,s \,|\, : \partial_\mu V_\nu \partial_\sigma A_\lambda \;\varphi : |\, p,r \,> =$$

$$= - ig\, \epsilon^{\mu\nu\sigma\lambda} \int dx \,<\, q \,|\; \varphi \overset{(+)}{(x)} |\, 0 \,>\, <\, k,s \,|\, \partial_\sigma A_\lambda \overset{(+)}{(x)} |\, 0 \,>\; <0|\; \partial_\mu V_\nu \overset{(-)}{(x)} |\; p,r>=$$

$$= - i \frac{g}{2\sqrt{4\pi}}\; \epsilon^{\mu\nu\sigma\lambda}\; p_\mu j_\nu \overset{(r)}{(p)}\; k_\sigma\; e_\lambda \overset{(s)}{(k)}\; \delta^{(4)}(q + k - p).$$

$$M_{fi} = \frac{-ig}{2\sqrt{4\pi}}\; \epsilon^{\mu\nu\sigma\lambda}\; p_\mu j_\nu \overset{(r)}{(p)}\; k_\sigma e_\lambda \overset{(s)}{(k)}$$

$$\Gamma \;=\; \frac{1}{24\pi} \left(\frac{g^2}{4\pi}\right) \sum_{r,s} \int \frac{d^3\vec{k}}{k^0} \int \frac{d^3\vec{q}}{q^0}\, \delta^{(4)}(k+q-p)\, \frac{1}{p^0} \cdot$$

$$\cdot\; \epsilon^{\mu\nu\sigma\lambda}\; \epsilon_{\mu'\nu'\sigma'\lambda'}\; p_\mu p^{\mu'}\; j^{(r)}_\nu\; j^{(r)\nu'}\; k_\sigma k^{\sigma'}\; e^{(s)}_\lambda\; e^{(s)\lambda'}.$$

Using the completeness relations of the polarization vectors we get:

$$\sum_{r,s} j_\nu \overset{(r)}{(p)}\; j \overset{(r)}{(p)}{}^{\nu'}\; e_\lambda \overset{(s)}{(k)}\; e \overset{(s)}{(k)}{}^{\lambda'} = -\delta_\lambda{}^{\lambda'} \left[- \delta^\nu_{\nu'} + \frac{p_\nu p^{\nu'}}{m_\rho{}^2} \right]$$

$$\epsilon^{\mu\nu\sigma\lambda}\; \epsilon_{\mu'\nu'\sigma'\lambda'} \sum_{r,s} j^{(r)}_\nu j^{(r)\nu'}\; e^{(s)}_\lambda e^{(s)\lambda'}\; p_\mu p^{\mu'}\; k_\sigma k^{\sigma'} =$$

$$= \epsilon^{\mu\nu\sigma\lambda} \epsilon_{\mu'\nu\sigma'\lambda} p_\mu p^{\mu'}\; k_\sigma k^{\sigma'} +$$

$$- \epsilon^{\mu\nu\sigma\lambda} \epsilon_{\mu'\nu'\sigma'\lambda} p_\nu p^{\nu'}\; p_\mu p^{\mu'}\; k_\sigma k^{\sigma'} =$$

$$= 2(p \cdot k)^2 \;.$$

In the last step we have used the following properties of the antisymmetric tensor $\epsilon_{\mu\nu\sigma\lambda}$:

$$\epsilon^{\mu\nu\sigma\lambda}\epsilon_{\mu'\nu\sigma'\lambda} = -2\left(\delta^{\mu}_{\mu'}\delta^{\sigma}_{\sigma'} - \delta^{\mu}_{\sigma'}\,\delta^{\sigma}_{\mu'}\right)$$

$$\epsilon^{\mu\nu\sigma\lambda}\epsilon_{\mu'\nu'\sigma'\lambda} = -\delta^{\mu}_{\mu'}\left(\delta^{\nu}_{\nu'}\,\delta^{\sigma}_{\sigma'} - \delta^{\sigma}_{\nu'}\,\delta^{\nu}_{\sigma'}\right) +$$

$$+\,\delta^{\nu}_{\mu'}\left(\delta^{\mu}_{\nu'}\,\delta^{\sigma}_{\sigma'} - \delta^{\sigma}_{\nu'}\,\delta^{\mu}_{\sigma'}\right) - \delta^{\sigma}_{\mu'}\left(\delta^{\mu}_{\nu'}\,\delta^{\nu}_{\sigma'} - \delta^{\mu}_{\sigma'}\,\delta^{\nu}_{\nu'}\right)$$

and the fact that $k^2 = 0$. $\delta_{\mu}^{\ \nu}$ is the Kronecker symbol, related to the metric tensor by the expression

$$\delta_{\mu}^{\ \nu} = g_{\mu\sigma}g^{\sigma\nu} \quad .$$

By substitution in the previous expression we get

$$\Gamma = \frac{1}{12\pi}\left(\frac{g^2}{4\pi}\right)\int\frac{d^3\vec{k}}{k^0}\int\frac{d^3\vec{q}}{q^0}\;\frac{1}{p^0}\;(p\cdot k)^2\;\delta^{(4)}(q+k-p) \;.$$

The integration over the relativistic phase-space is again carried out as shown in the Apprendix, and one gets

$$\Gamma = \frac{1}{12\pi}\left(\frac{g^2}{4\pi}\right)2\int d\Omega\;\frac{1}{p^0}\;(p\cdot k)^2\;\frac{(k^0)^3}{k^0(m_\rho^2-m_\pi^2)} =$$

$$= \frac{1}{6\pi}\left(\frac{g^2}{4\pi}\right)\;\frac{1}{p^0(m_\rho^2-m_\pi^2)}\int d\Omega\;(k^0)^2\,(p\cdot k)^2 \,,$$

with the usual energy momentum conservation

$$p = k + q \;.$$

In the ρ meson centre of mass we have the relations

$$p \equiv (m_\rho,\ \vec{0})$$

$$k \equiv (K,\ \vec{K}) \quad \text{where } K = |\vec{K}| = \frac{m_\rho^2 - m_\pi^2}{2m_\rho}$$

$$q = (m_\rho - K, -\vec{K})$$

$$p \cdot k = m_\rho K$$

$$\Gamma = \frac{1}{6\pi}\left(\frac{g^2}{4\pi}\right)\frac{1}{m_\rho^2 - m_\pi^2} \cdot 4\pi \frac{K^2}{m_\rho} m_\rho^2 K^2 =$$

$$= \frac{1}{3}\left(\frac{g^2}{4\pi}\right) K^3 .$$

8. - DECAY DISTRIBUTION

In the calculation of the width of the ρ meson, $|M_{fi}|^2$ was to be averaged over the initial spin states; therefore we introduced into our formulae only the three independent linearly polarized states defined by the three real vectors $j_\mu^{(s)}(p)$. However, if we want to find out the distribution of the decay products of a polarized particle, obviously we must not sum over the initial spin states. Moreover, we must remember that the polarization vector characterizing our initial state need no longer be real: in general a pure spin state will be a linear combination of the three linearly polarized states, that is it will be characterized by the complex vector

$$j_\mu (p) = \sum_{s=1}^{3} c^{(s)} j_\mu^{(s)}(p)$$

with

$$\sum_{s=1}^{3} | c^{(s)} |^2 = 1 \quad .$$

In particular, it can be shown that, in the rest frame of the particle, the three states having spin component 1, 0, and -1 along a certain quantization axis z can be assigned the following polarization vectors:

$$\frac{1}{\sqrt{2}}(0, 1, -i, 0) \qquad \text{if } s_z = 1$$

$$(0, 0, 0, 1) \qquad \text{if } s_z = 0$$

$$\frac{1}{\sqrt{2}}(0, 1, i, 0) \qquad \text{if } s_z = -1 \quad .$$

Let us consider, then, the strong decay mode of the ρ meson, and write down the transition probability per unit time of a state described by a complex vector $j_\mu (p)$.

$$\Gamma' = \frac{1}{(2\pi)} \sum_f \delta^{(4)}(P_f - p_i) \, |M_{fi}|^2 =$$

$$= \frac{1}{2\pi} \left(\frac{G^2}{4\pi}\right) \int \frac{d^3\vec{k}_1}{k_1^0} \int \frac{d^3\vec{k}_2}{k_2^0} \, \delta^{(4)}(p - k_1 - k_2) \, \frac{1}{p^0} \left| \frac{(k_1 - k_2)}{2} \, j(p) \right|^2 =$$

$$= \frac{1}{\pi} \left(\frac{G^2}{4\pi}\right) \int d\Omega \, \frac{|\vec{k}_1|^3}{p^0} \, \frac{1}{k_1^0 m_\rho^2 - 2p^0 m_\pi^2} \left| \frac{(k_1 - k_2)}{2} \, j(p) \right|^2$$

where

$$p = k_1 + k_2 \, .$$

Going over to the c.m. system, we have

$$p = (m_\rho, \vec{0}) \, ; \qquad k_1 = \left(\frac{m_\rho}{2}, \vec{k}\right) ; \qquad k_2 = \left(\frac{m_\rho}{2}, -\vec{k}\right) .$$

Let us consider a ρ meson with no spin component along z; then

$$j = (0, 0, 0, 1)$$

and

$$\frac{(k_1 - k_2)}{2} \cdot j = -k_z = -|\vec{k}| \cos\vartheta$$

where ϑ is the angle between $\vec{k}$ and the z axis.

Introducing

$$k = |\vec{k}| = \sqrt{\frac{m_\rho^2}{4} - m_\pi^2}$$

we find

$$\Gamma' = \frac{1}{\pi} \left(\frac{G^2}{4\pi}\right) \int d\Omega \, \frac{k^3}{m_\rho} \, \frac{1}{2 m_\rho k^2} \, k^2 \cos^2\vartheta =$$

$$= \frac{1}{2\pi} \left(\frac{G^2}{4\pi}\right) \frac{k^3}{m_\rho^2} \int \cos^2\vartheta \, d\Omega \, .$$

Thus we see that the decay pions of a ρ meson with no spin component along the quantization axis in its own rest system, are distributed according to $\cos^2\vartheta$, where ϑ is the angle between the line of flight of the pions and the axis of quantization.

Let us now turn to the electromagnetic decay, and again consider a polarized ρ meson; carrying out the calculations in the usual way we get

$$\Gamma' = \frac{1}{8\pi}\left(\frac{g^2}{4\pi}\right)\int \frac{d^3\vec{k}}{k^0}\int \frac{d^3\vec{q}}{q^0}\ \delta^{(4)}(p-q-k)\ \frac{1}{p^0}\ \times$$

$$\times \sum_s \epsilon^{\mu\nu\sigma\lambda}\ \epsilon_{\mu'\nu'\sigma'\lambda'}\ p_\mu p^{\mu'}\ k_\sigma k^{\sigma'}\ j^*_\nu(p)\ \ j^{\nu'}_{(p)}\ e^{(s)}_\lambda(k)\ e^{(s)}(k)^{\lambda'} =$$

$$= -\frac{1}{8\pi}\left(\frac{g^2}{4\pi}\right)\int \frac{d^3\vec{k}}{k^0}\int \frac{d^3\vec{q}}{q^0}\ \delta^{(4)}(p-q-k)\ \frac{1}{p^0}\ \times$$

$$\times\ \epsilon^{\mu\nu\sigma\lambda}\epsilon_{\mu'\nu'\sigma'\lambda}\ p_\mu p^{\mu'}\ k_\sigma k^{\sigma'}\ j^*_\nu(p)\ \ j(p)^{\nu'} =$$

$$= \frac{1}{8\pi}\left(\frac{g^2}{4\pi}\right)\int\frac{d^3\vec{k}}{k^0}\int \frac{d^3\vec{q}}{q^0}\ \delta^{(4)}(p-q-k)\ \frac{1}{p^0}\left[-(p\cdot k)^2\, j^*\cdot j - p^2\,|k\cdot j|^2\right] =$$

$$= \frac{1}{4\pi}\left(\frac{g^2}{4\pi}\right)\int d\Omega\ \frac{k^0{}^2}{p^0}\ \frac{1}{m_\rho^2 - m_\pi^2}\left[(p\cdot k)^2\ - p^2\cdot|k\cdot j|^2\right] \quad ,$$

since

$$j^*_\mu\ j^\mu = -1\ .$$

Let us go over to the c.m. system, and again consider the decay of a ρ with $S_z = 0$, that is

$$j_\mu(p) = (0,\ 0,\ 0,\ 1)\ .$$

From

$$K = |\vec{k}| = \frac{m_\rho^2 - m_\pi^2}{2m_\rho}$$

$$(k\cdot j) = -|\vec{k}|\ \cos\vartheta\ \ ;\quad |k.j|^2 = K^2\ \cos^2\vartheta$$

$$(p\cdot k) = K\ m_\rho$$

we get

$$\Gamma' = \frac{1}{4\pi}\left(\frac{g^2}{4\pi}\right)\int d\Omega\ \frac{K^2}{m_\rho}\ \frac{1}{m_\rho^2 - m_\pi^2}\left[K^2\ m_\rho^2 - K^2 m_\rho^2\ \cos^2\vartheta\right] =$$

$$= \frac{1}{8\pi}\left(\frac{g^2}{4\pi}\right)\ K^3\int \sin^2\vartheta\, d\Omega\ .$$

In this case, therefore, the decay distribution of a ρ with no spin component along the direction of quantization goes like $\sin^2\vartheta$.

Had we considered the decay of a ρ with spin up or down, that is with $s_z = \pm 1$, we would have that the angular distributions go like $\sin^2\vartheta$ in the case of the strong decay and $(1+\cos^2\vartheta)$ in the electromagnetic decay.

Obviously, integrating these decay distributions one gets back the total widths calculated in the previous paragraphs.

APPENDIX

Let us consider a decay of the type

where p, k, q denote the four-momenta of the three particles and

$$p^2 = m_p^2 \qquad k^2 = m_k^2 \qquad q^2 = m_q^2 \, .$$

From formula (1) we can see that, in the calculation of the transition rate of this process we have to evaluate an integral of the type

$$I = \int \frac{d^3\vec{k}}{k^0} \int \frac{d^3\vec{q}}{q^0} \; \delta^{(4)}(p - k - q) |M_{fi}|^2$$

where $|M_{fi}|^2$ is a Lorentz-invariant function of p, k, q, and eventually of some polarization vectors.

Let us perform the integrations over the δ-function in the general case. The integration over $\vec{q}$ is straightforward

$$I = \int \frac{d^3\vec{k}}{k^0 q^0} \; \delta\,(k^0 + q^0 - p^0) \; |M_{fi}|^2$$

$$\vec{q} = \vec{p} - \vec{k}$$

$$q^0 = \sqrt{m_q^2 + |\vec{p} - \vec{k}|^2}$$

Let us go over to polar coordinates in momentum space

$$I = \int \frac{|\vec{k}|^2}{k^0 q^0} \, d|\vec{k}| \, d\Omega_k \; \delta(k^0 + q^0 - p^0) |M_{fi}|^2$$

$$= \int \frac{|\vec{k}|}{q^0} \, dk^0 \, d\Omega_k \; \delta(k^0 + q^0 - p^0) \; |M_{fi}|^2 ,$$

since

$$|\vec{k}| d|\vec{k}| = k^0 dk^0 .$$

At this point we need a property of the δ-function, namely

$$\int g(x) \delta[f(x)] dx = g(x_0) \frac{1}{|f'(x_0)|} \quad \text{if } f(x_0) = 0.$$

In our case we have $x = k^0$, and

$$f(k^0) = k^0 + q^0 - p^0$$

$$\frac{df(k^0)}{dk^0} = 1 + \frac{dq^0}{dk^0} \; ; \quad \frac{dq^0}{dk^0} = \frac{k^0}{2q^0|\vec{k}|^2}\left(|\vec{k}|^2 + |\vec{q}|^2 - |\vec{p}|^2\right)$$

$$\left[\frac{df(k^0)}{dk^0}\right]_{p^0 = k^0 + q^0} = \frac{k^0(m_p^2 - m_q^2 - m_k^2) - 2q^0 m_k^2}{2q^0|\vec{k}|^2} \; .$$

Therefore our integral becomes

$$I = \int d\Omega_k \frac{|\vec{k}|}{q^0} \frac{2q^0|\vec{k}|^2}{k^0(m_p^2 - m_q^2 - m_k^2) - 2q^0 m_k^2} |M_{fi}|^2$$

$$= 2\int d\Omega_k \frac{|\vec{k}|^3}{k^0(m_p^2 - m_q^2 - m_k^2) - 2q^0 m_k^2} |M_{fi}|^2 \; ,$$

with the constraints of energy-momentum conservation $p = k + q$.

In the centre-of-mass system of particle p, where

$$p^0 = m_p$$

$$k^0 = \frac{m_p^2 + m_k^2 - m_q^2}{2m_p}$$

$$q^0 = \frac{m_p^2 + m_q^2 \quad m_k^2}{2m_p}$$

$$|\vec{k}|^2 = |\vec{q}|^2 = \frac{m_p^4 + m_k^4 + m_q^4 - 2m_p^2 m_k^2 - 2m_p^2 m_q^2 - 2m_k^2 m_q^2}{4m_p^2}$$

we have

$$\left[\frac{df(k^0)}{dk^0}\right]_{p^0 = k^0 + q^0} = \frac{m_p}{q^0}$$

and I takes on the very simple form

$$I = \frac{|\vec{k}|}{m_p}\int d\Omega |M_{fi}|^2 \; .$$

L'ANGOLO DI MIXING $\omega - \varphi$: DATI TEORICI E SPERIMENTALI

di

S. Conetti

Seminario 20 Ottobre 1966

1. - Determinazione teorica in un modello a quarks 34

2. - Formula delle masse 36

3. - Decadimento di un mesone vettore in una coppia leptone, antileptone 38

4. - Fit a tre parametri dei fattori di forma del nucleone . 39

5. - Decadimenti radiativi dei mesoni vettori 40

6. - Confronto fra larghezze $\Gamma(\varphi \to KK)$ e $\Gamma(\rho \to \pi\pi)$ 41

7. - Studio delle reazioni di scambio di un $K(oK^*)$ nelle reazioni $K^- p \to \Lambda\omega$, $K^- p \to \Lambda\varphi$ 42

8. - Confronto fra sezioni d'urto per produzioni di mesoni neutrali di un modello a quarks 43

9. - Conclusioni 44

Introduzione.

Si conoscono due stati $J = 1^-$, $Y = 0$, $I = 0$:

ω con massa (783.4 ± 1.0) MeV, $\Gamma = (12.0 \pm 2.0)$ MeV

φ con massa (1018.6 ± 0.5) MeV, $\Gamma = (3.6 \pm 0.8)$ MeV.

Nessuno dei due ha la massa prevista nello schema di SU(3) per il corrispondente termine ω_8 dell'ottetto vettoriale [1]. Indichiamo con ω_1 il singoletto vettoriale. E' stato suggerito che gli osservabili ω e φ siano combinazioni lineari degli autostati di spin unitario ω_1 e ω_8 :

$$\begin{aligned} \omega &= \omega_8 \sin\vartheta + \omega_1 \cos\vartheta \\ \varphi &= -\omega_8 \cos\vartheta + \omega_1 \sin\vartheta \end{aligned} \qquad (1)$$

Il parametro ϑ è detto angolo di mixing. Scopo della presente nota è di presentare un quadro dei dati teorici e sperimentali che permettono la determinazione di ϑ, e di analizzare la consistenza dei risultati. Un sommario di questi è riportato in Tavola 1.

Tav. 1

Metodo	ϑ (gradi)
Modello quark-antiquark	35.2
Formula delle masse lineare	36.7 ± 1.3
Formula delle masse quadratica	39.5 ± 1.0
Decadimenti di mesoni vettoriali in coppie di leptoni	> 25
Fattori di forma del nucleone	28 ± 6
Decadimenti radiativi di mesoni vettoriali	. . . . .
$\Gamma(\varphi \to K\bar{K}) / \Gamma(\rho \to \pi\pi)$	17 ± 20
Produzione di ω e φ per scambio di un K(K*)	. . . . .
$\dfrac{\Gamma(\pi^- p \to \varphi n)}{\Gamma(\pi^- p \to \omega n)} \cdot \dfrac{\Gamma(\pi^+ p \to \varphi N^{*++})}{\Gamma(\pi^+ p \to \omega N^{*++})}$	~ 35

[1] J. Sakurai, Phys.Rev.Letters 9, 472 (1962); J. Sakurai, Phys.Rev. 132, 434 (1963).

1. - DETERMINAZIONE TEORICA IN UN MODELLO A QUARKS

Consideriamo il modello [2,3] in cui i mesoni sono considerati come stati legati di coppie quark-antiquark ($q_i \bar{q}_j$; i, j = 1, 2, 3). I numeri quantici di questi quarks sono:

	B	Y	I_3	$Q = I_3 + Y/2$
q_1	$1/3$	$1/3$	$1/2$	$2/3$
q_2	$1/3$	$1/3$	$-1/2$	$-1/3$
q_3	$1/3$	$-2/3$	0	$-1/3$.

I livelli energetici più bassi per $q\bar{q}$ sono quelli degli stati a momento orbitale zero e spin 0 e 1. I primi sono identificati con i mesoni pseudoscalari e i secondi con i mesoni vettoriali. Nel caso dei mesoni vettoriali indichiamo con ω_1 e ω_8 il singoletto di spin isotopico della rappresentazione $\underset{\sim}{1}$ e $\underset{\sim}{8}$, rispettivamente. La funzione d'onda di spin unitario si scrive *)

$$\begin{aligned} \omega_1 &= (\bar{q}_1 q_1 + \bar{q}_2 q_2 + \bar{q}_3 q_3)\, 1/\sqrt{3} \\ \omega_8 &= (\bar{q}_1 q_1 + \bar{q}_2 q_2 - 2\bar{q}_3 q_3)\, 1/\sqrt{6} \end{aligned} \qquad (2)$$

Se lo schema di SU(3) fosse esatto ci si aspetterebbe due valori per la massa dei mesoni vettoriali, m(1) corrispondente alla rappresentazione $\underset{\sim}{1}$ e m(8) corrispondente alla rappresentazione $\underset{\sim}{8}$. Come è noto, questo non è il caso perchè, p.e. la massa della ρ differisce per circa 120 MeV da quella del K^+. La più semplice ipotesi è che le differenze di massa siano dovute a una differenza di massa fra i quarks

$$m_1 = m_2 = m \quad \text{(per la conservazione dello spin isotopico)}$$

$$m_3 = m + \Delta$$

---

[2]) V.T. Weisskopf, CERN 66-19, May 1966.

[3]) R.H. Dalitz, Les Houches Lectures 1965 (edito da de Witt e Jacob, Parigi 1965).

*) Ricordiamo che da un tensore riducibile della forma $S_\alpha S^\beta$, possono essere formati i seguenti tensori irriducibili

$S = S^\alpha S_\alpha$ corrispondente alla rappresentazione $\underset{\sim}{1}$

$T^\alpha_\beta = S^\alpha S_\beta - 1/3\, \delta^\alpha_\beta S^\gamma S_\gamma$ corrispondente alla rappresentazione $\underset{\sim}{8}$.

Siano B(1) e B(8) le energie di legame nella rappresentazione $\underset{\sim}{1}$ e $\underset{\sim}{8}$ rispettivamente; lo stato $q_i\ q_j$ ha massa

$$m_{ij}(1) = m_i + m_j - B(1) \quad \text{nella rappresentazione } \underset{\sim}{1}$$

$$m_{ij}(8) = m_i + m_j - B(8) \quad \text{nella rappresentazione } \underset{\sim}{8}$$

dove

$$m_j,\ m_i = m;\ j,\ i \quad = 1,\ 2$$
$$= m + \Delta;\ j,\ i \ = 3\ .$$

Per semplicità poniamo

$$m(8) \ = m_{ij}(8) \quad i,\ j = 1,\ 2$$
$$m(1) \ = m_{ij}(1) \quad i,\ j = 1,\ 2\ .$$

Ne segue che

$$m(\rho) \ = m(8) \tag{3}$$

$$m(K^*) = m(8) + \Delta \tag{4}$$

$$m(\omega_8) = m(8) + \tfrac{4}{3}\Delta \tag{5}$$

$$m(\omega_1) = m(1) + \tfrac{2}{3}\Delta\ . \tag{6}$$

Inoltre detto m l'operatore di massa ($m \simeq m_i + m_j - U$), si ha

$$\langle \omega(1) | m | \omega(8) \rangle = -2\frac{\sqrt{2}}{3}\,\Delta \cdot I \tag{7}$$

dove I è l'integrale di sovrapposizione fra le funzioni d'onda radiali dell'ottetto e del singoletto. L'operatore di massa per lo stato I = Y = 0 ha quindi la forma

$$\begin{Bmatrix} m(8) + \tfrac{4}{3}\,\Delta & -2\frac{\sqrt{2}}{3}\,I\,\Delta \\ -2\frac{\sqrt{2}}{3}\,I\,\Delta & m(1) + 2\frac{\Delta}{3} \end{Bmatrix} \tag{8}$$

i cui autovalori ammettiamo essere gli stati fisici ω e φ.

<u>Nel caso particolare</u> che il potenziale di interazione U fra q_i e q_j non dipenda da gli indici i e j, è $B(\underset{\sim}{1}) = B(\underset{\sim}{8})$, e anche $m(1) = m(8)$.

La (8) diventa

$$\begin{Bmatrix} m + \tfrac{4}{3}\,\Delta & -2\frac{\sqrt{2}}{3}\,\Delta \\ -2\frac{\sqrt{2}}{3}\,\Delta & m + 2\frac{\Delta}{3} \end{Bmatrix}$$

che diagonalizzata dà come autovalori m e $m + 2\Delta$, corrispondenti agli autostati:

$$\frac{(\bar{q}_1\ q_1 + \bar{q}_2\ q_2)}{\sqrt{2}} \ \text{e}\ \bar{q}_3\ q_3 \tag{9}$$

Perchè questi coincidano con gli osservabili ω e φ dati da (1) quando ω_1 e ω_8 siano dati da (2), occorre che

$$\cos\vartheta = \sqrt{2/3} \qquad \sin\vartheta = \sqrt{1/3}$$

$$\vartheta = 35.25^\circ . \tag{10}$$

E' interessante notare che questo valore di ϑ è appunto quello intuito da Okubo [4b)] nel suo tentativo di dare una rappresentazione unitaria del singoletto e dell'ottetto. Il modello dei quarks fornisce quindi una giustificazione fisica di quella "ansatz" matematica che Okubo nel suo lavoro non poteva meglio giustificare.

2. - FORMULA DELLE MASSE [4,5)]

In generale la matrice che descrive la rottura della simetria SU(3), e il mixing ω_1, ω_8, si può scrivere

$$H = \begin{Bmatrix} m^2(\omega_8) & h_{81} \\ h_{81} & m^2(\omega_1) \end{Bmatrix} . \tag{11}$$

Tale matrice è diagonalizzata dalla matrice unitaria U

$$U = \begin{Bmatrix} \cos\vartheta & \sin\vartheta \\ -\sin\vartheta & \cos\vartheta \end{Bmatrix} \tag{12}$$

che la mette nella forma

$$\begin{Bmatrix} m^2(\omega) & 0 \\ 0 & m^2(\varphi) \end{Bmatrix} . \tag{13}$$

Le relazioni che legano (11) a (13) tramite la (12), danno

$$\tan 2\vartheta = \frac{2\,h_{81}}{m^2(\omega_8) - m^2(\omega_1)} \tag{14}$$

Eguagliando le tracce ed i determinanti di (11) e (13) si ottiene

---

[4]) a) S. Okubo, Progr. Theoret. Phys. (Kyoto) 27, 949 (1962).
b) S. Okubo, Physics Letters 5, 165 (1963).

[5]) R. Dashen e D. Sharp, Phys.Rev. 133B, 1585 (1964).

$$h_{81} = [m^2(\omega_8)\, m^2(\omega_1) - m^2(\omega)\, m^2(\varphi)]^{1/2} \tag{15}$$

$$m^2(\omega_1) = m^2(\omega) + m^2(\varphi) - m^2(\omega_8)\ . \tag{16}$$

La quantità $m^2(\omega_8)$ dovrà essere determinata in base a qualche ipotesi sulla natura delle interazioni medio-forti che rompono la simmetria e sono responsabili delle differenze di massa fra i vari multipletti di isospin.

Okubo [4a)] partendo da una perturbazione di tipo tensoriale $h \sim T_3^3$, ha ricavato, al primo ordine, la relazione

$$m(I, Y) = m_0 + b_1\, [I(I+1) - Y^2/4] + a_1\, Y \tag{17}$$

(una perturbazione di questo tipo è suggerita dalla differenza di massa $[m_\Lambda - m_N]$).

L'invarianza per charge conjugation richiede $a_1 = 0$. Applicando la (17) all'ottetto mesonico vettoriale si ottiene

$$m^2\ (\omega_8) = \frac{4m^2(K^*) - m^2(\rho)}{3}$$

quando si tenga conto che l'uso dell'operatore $(\text{massa})^2$ invece dell'operatore (massa) sembra giustificato dal fatto che per i bosoni la massa interviene al quadrato nell'operatore energia.

Per

$$m\ (K^*) = 891.8 \pm 0.7 \text{ MeV}\ ^{6)}$$

$$m\ (\rho\ ) = 764.0 \pm 5.0 \text{ MeV}\ ^{6)}$$

si ottiene:

$$\vartheta\ = (39.5 \pm 1.0)^\circ .$$

Qualora tutto il calcolo precedente si ripeta usando le masse (anzichè i quadrati delle masse) si ottiene

$$\vartheta\ = (36.7 \pm 1.3)^\circ .$$

---

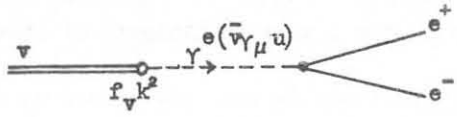
6) I valori delle masse, delle larghezze, ecc. sono stati ricavati dalle tavole di M.Roos, CERN, 10.4.1966, o da comunicazioni personali dello stesso autore.

3. - DECADIMENTO DI UN MESONE VETTORE IN UNA COPPIA LEPTONE, ANTILEPTONE [3,5,7]

Il decadimento elettromagnetico dei mesoni vettori può essere sfruttato ai fini della determinazione dell'angolo di mixing dal momento che una tale reazione è permessa solo ai membri dell'ottetto, e non al singoletto; infatti il fotone si trasforma come un membro dell'ottetto [8]. Quindi nei casi della ω e della φ, solo la componente ω_8 contribuisce alle reazioni

$$\omega \to \gamma \to e^+e^-$$

$$\varphi \to \gamma \to e^+e^-$$



L'elemento di matrice tra gli stati iniziale e finale risulta essere:

$$e\, f_V\, V_\mu\, (\bar{v}\gamma_\mu u)\, (2\, m_V)^{-1/2} .$$

Tenendo presente che lo spazio delle fasi è proporzionale a m_V^2, dove m_V è la massa del mesone vettore, e che per le costanti di accoppiamento si ha:

$$f_\omega = f_V \sin\vartheta \qquad f_\varphi = f_V \cos\vartheta$$

si ottiene:

$$\frac{\Gamma\,(\omega \to e^+e^-)}{\Gamma\,(\varphi \to e^+e^-)} = \tan^2\vartheta\, \frac{m(\omega)}{m(\varphi)} .$$

Assumendo i valori dati in ref. (6)

$$\Gamma(\omega \to e^+e^-) = (1.8 \pm 0.9)10^{-3}\ \text{MeV}$$

$$\Gamma(\varphi \to e^+e^-) < 11 \cdot 10^{-3}\ \text{MeV}$$

si ottiene solo un limite inferiore

$$\vartheta > 25^\circ .$$

---

[7]) a) G. Feldman, T. Fulton, K. Wali, Nuovo Cimento 24, 278 (1962);
Y. Nambu e J. Sakurai, Phys.Rev. Letters 8, 79 (1962);
E. D. Zhizhin e V.V. Solov'ev, Soviet Phys. - JETP 16, 192 (1963).

b) J.K. de Pagter, J.I. Friedman, G. Glass, R.C. Chase, M. Gettner, E. von Goeler, R. Weinstein, A.M. Bojarski, Phys.Rev. Letters 16, 35 (1966).

[8]) M. Fidecaro e M. Giorgi, INFN/AE 66/5 (1966).

I risultati più recenti sono quelli di Azimov at al. [9])

$$\Gamma\ (\omega \to e^+e^-) = (1.1 \pm 0.3)\ 10^{-3}\ \text{MeV}$$

$$\Gamma(\varphi \to e^+e^-) < (2.1 \pm 1.4)\ 10^{-3}\ \text{MeV, se}\ \frac{\Gamma(\varphi \to K\bar{K})}{\Gamma(\varphi \to \text{tutti})} = 0.88\ ^{10}),$$

oppure

$$\Gamma(\varphi \to e^+e^-) < (3.2 \pm 2.1)\ 10^{-3}\ \text{MeV, se}\ \frac{\Gamma(\varphi \to K\bar{K})}{\Gamma(\varphi \to \text{tutti})} = 0.58\ ^{11}).$$

In corrispondenza si ottiene come limite inferiore $\theta > 39°$, oppure $\theta > 34°$. Analogamente confrontando i decadimenti della ω e della ρ si ottiene

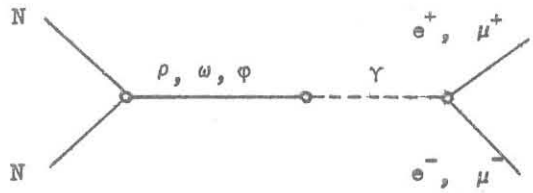
$$\frac{\Gamma(\omega \to e^+e^-)}{\Gamma(\rho \to e^+e^-)} = \frac{\sin^2\theta}{3}\ \frac{m(\omega)}{m(\rho)}$$

dove il fattore $1/3$ compare perchè $f_{\omega_8 \gamma} = 1/\sqrt{3}\, f_{\rho\gamma}$. Ma il valore dato in ref. (6) per $\Gamma(\rho \to e^+e^-)$ non può essere utilizzato perchè gli sperimentatori[12]) impiegano proprio l'angolo di mixing per separare gli eventi $\rho \to e^+e^-$ da quelli $\omega \to e^+e^-$.

Formule analoghe possono essere applicate per il decadimento in due muoni[7 a]), ma di nuovo i dati sperimentali sono insufficienti [7]).

4. - FIT A TRE PARAMETRI DEI FATTORI DI FORMA DEL NUCLEONE [13])

Lo scattering nucleone-elettrone e l'annichilazione nucleone-antinucleone in una coppia di leptoni possono essere rappresentati da diagrammi del tipo:



---

[9]) Azimov et al., comunicazione presentata alla Conferenza di Berkeley sulla fisica delle Alte Energie, Agosto 1966.

[10]) J. Badier et al., Physics Letters 17, 337 (1965).

[11]) J. Lindsay e G. Smith, Phys.Rev. 147, 913 (1966).

[12]) R. Zdanis, L. Madansky, R. Kraemer, S. Hertzbach e R. Strand, Phys. Rev. Letters 14, 721 (1965.

[13]) T. Massam e A. Zichichi, Nuovo Cimento 44A, 309 (1966).

dove N rappresenta un nucleone (o antinucleone); nel diagramma compaiono solo i mesoni ρ, ω, φ, perchè sono gli unici i cui numeri quantici rendono possibile un contributo alla struttura elettromagnetica del nucleone. Solo la componente ω_8 deve essere considerata, per le ragioni indicate nel paragrafo precedente. Se consideriamo le espressioni dei fattori di forma isoscalari ed isovettoriali del nucleone, queste dovranno contenere come parametri incogniti l'angolo di mixing e le due quantità che descrivono la deviazione da un comportamento puntiforme delle interazioni mesone-fotone e mesone-nucleone. Sarà quindi possibile, prendendo in considerazione tutti i dati esistenti sulle suddette reazioni, determinare tramite un fit con il metodo dei minimi quadrati i valori più probabili per tali grandezze. Ne risulta:

$$\theta = (28 \pm 6)^\circ .$$

5. - DECADIMENTI RADIATIVI DEI MESONI VETTORI [14,8])

Per la conservazione dell'U-spin, nei decadimenti $\omega \to \pi\gamma$, $\varphi \to \pi\gamma$, il singoletto non può dare alcun contributo. Si può poi vedere, scrivendo gli accoppiamenti, che le interazioni tra mesoni vettori e pseudoscalari possono assumere la forma:

$$g\, \omega_1\, \pi_0$$

$$\sqrt{3}\, f\, (\tfrac{2}{3}\, \bar{\rho}^0 \pi^0 + \frac{1}{\sqrt{3}}\, \bar{\omega}_8 \pi^0 + \frac{1}{\sqrt{3}}\, \bar{\rho}_0\, \eta - \tfrac{1}{3}\, \bar{\omega}_8\, \eta + \dots)$$

e quindi

$$< \omega \mid \pi^0\gamma > \sim (g \cos\theta + f \sin\theta)$$
$$< \varphi \mid \pi^0\gamma > \sim (f \cos\theta - g \sin\theta)$$
$$< \rho \mid \pi^0\gamma > \sim \frac{1}{\sqrt{3}}\, f$$

da cui, eliminando f e g

$$\frac{\Gamma\,(\omega|\pi^0\gamma)}{\Gamma\,(\rho|\pi^0\gamma)} = \frac{3}{\sin^2\theta} \left(1 - \frac{<\varphi \mid \pi^0\gamma>}{<\rho \mid \pi^0\gamma>}\, \frac{\cos\theta}{\sqrt{3}}\right)^2 .$$

E' importante tuttavia notare, che la sola determinazione di $R^2 = \Gamma\,(\omega \to \pi\gamma)$ / $\Gamma\,(\rho \to \pi\gamma)$ è sufficiente a misurare l'angolo di mixing. Infatti, come è dimostrato in ref. (8)

$$\sin\theta = \frac{\sqrt{3}}{R}\,(1 \pm |\alpha|)$$

---

[14]) S. Glashow, Phys.Rev. Letters 11, 48 (1963).

dove $|\alpha|$ è stimato essere $\lesssim 0.03$. Nella stima di α interviene il valore sperimentale di $\Gamma(\varphi \to 3\pi)$: $\alpha \sim [\varphi \to 3\pi]^{1/2}$. Se si prende la media pesata dei 3 valori sperimentali conosciuti per $\Gamma(\varphi \to 3\pi)/\Gamma(\varphi \to \text{tutti})$: 0.23 ± 0.12[15], 0.51 ± 0.09[10], 0.12 ± 0.08[11], si ottiene:

$$\frac{\Gamma(\varphi \to 3\pi)}{\Gamma(\varphi \to \text{tutti})} = 0.32 \pm 0.19$$

e quindi $|\alpha| \sim 0.05$; mentre il valore più pessimistico (per le presenti considerazioni) di J. Badier et al.[10]) dà

$$|\alpha| \simeq 0.06 \ .$$

6. - CONFRONTO FRA LARGHEZZE $\Gamma(\varphi \to K\bar{K})$ e $\Gamma(\rho \to \pi\pi)$ [1, 5, 10, 11]

In analogia a quanto fatto più volte, si ricerca ancora una reazione permessa ad una sola delle due quantità, ottetto e singoletto, che contribuiscono a formare i mesoni ω e φ. Consideriamo quindi a tal scopo il decadimento $\varphi \to K\bar{K}$.

Partendo da K e $\bar{K}$, che sono dei vettori di U-spin, l'unica possibilità di formare un'ampiezza di un singoletto è data dal loro prodotto scalare. Questo è un'espressione simmetrica, che pertanto non può corrispondere a uno stato $J = 1$, la funzione d'onda totale dovendo essere simmetrica per la statistica di Bose. Supponiamo quindi, per un momento, che la φ sia solo ottetto (φ_8) . Potremo allora scrivere [1])

$$\Gamma(\varphi_8 \to K\bar{K}) = \frac{4}{3} \frac{f_\varphi^2}{4\pi} \frac{p_K^3}{m_\varphi^2}$$

Tenendo presente che $f_\varphi = (\sqrt{3}/2)\, f_\rho$, ed esprimendo f_ρ^2 tramite $\Gamma(\rho \to \pi\pi)$ si ottiene

$$\Gamma(\varphi_8 \to K\bar{K}) = \frac{3}{2} \frac{p_K^3\, m_\rho^2}{p_\pi^3\, m_\varphi^2} \Gamma(\rho \to \pi\pi) = 3.36 \text{ MeV},$$

dove i valori numerici sono quelli di ref. 6).

Poichè $\varphi = \varphi_8 \cos\vartheta$, si ha

$$\Gamma(\varphi \to K\bar{K}) = \cos^2\vartheta\, \Gamma(\varphi_8 \to K\bar{K})$$

e, per $\vartheta = 38°$,

$$\Gamma(\varphi \to K\bar{K}) = 2.1 \text{ MeV},$$

---

[15]) G.W. London, R.R. Rau, N.P. Samios, S.S. Yamamoto, M. Golberg, S. Lichtman, M. Prime, J. Leitner, Phys. Rev. 143, 1034 (1966).

corrispondente a un rapporto

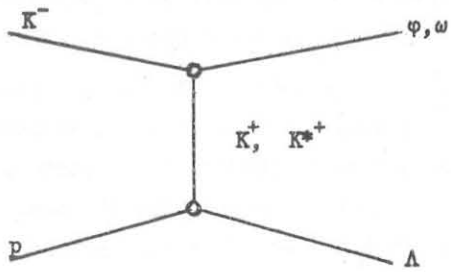
$$\frac{\Gamma(\varphi \to K\bar{K})}{\Gamma(\varphi \to \text{tutti})} = 0.58.$$

Questo si avvicina al risultato sperimentale (0.49 ± 0.08) di Badier et al.[10], ma è in disaccordo con quello (0.88 ± 0.05) di Lindsay e Smith[11]. E' da notare l'importanza dell'indeterminazione di ± 25% con cui è nota la larghezza totale della φ[6]. Questa da sola dà un errore in ϑ del 50%. Usando i dati di Lindsay e Smith [11] si ottiene

$$\vartheta = (17 \pm 20)^\circ .$$

7. - STUDIO DELLE REAZIONI DI SCAMBIO DI UN K(o K*) NELLE REAZIONI $K^-p \to \Lambda\omega$, $K^-p \to \Lambda\varphi$ [14,11]

Si fa l'ipotesi che le reazioni $K^-p \to \Lambda\omega$, $K^-p \to \Lambda\varphi$ possono essere schematizzate col modello



Per tale modello, i possibili elementi di matrice SU(3) invarianti sono

$$g\, \epsilon^{\mu\nu\sigma\lambda}{}_{\omega_1}{}^{\mu\nu} \mathrm{Tr}(V^{\lambda\sigma}P) = g\, \omega_1\, (\rho^+\pi^- + K^{*+}K^-) + \ldots$$

$$f\, \epsilon^{\mu\nu\sigma\lambda} \mathrm{Tr}\,(V^{\mu\nu}V^{\lambda\sigma}P) = f\, \omega_8\, (\rho^+\pi^- - \tfrac{1}{2}K^{*+}K^-) \ldots$$

$$h\, \mathrm{Tr}\,(V^{\mu}P_{\mu}P) = h\, \omega_8\, K^+K^-$$

dove V e P sono delle matrici 3 × 3 rappresentanti gli ottetti vettoriali e pseudoscalare. Il rapporto delle sezioni d'urto per produzione di ω e φ nel caso di scambio di un K è quindi proporzionale a $\tan^2\vartheta$. Esso dipende però, anche da certi fattori cinematici (per cui è conveniente lavorare a partità di momento trasferito) e dai fattori di forma $(\varphi\bar{K}K)$ e $(\omega\bar{K}K)$ che possono essere diversi. Sembrerebbe [11] più conveniente confrontare, anzichè le sezioni d'urto per scambio di un K, i rapporti fra le sezioni d'urto per scambio di un K e di un K*, e cioè, introdotte le costanti di accoppiamento

$$G_{\rho\omega\pi} = g\cos\vartheta + f\sin\vartheta \qquad G_{\rho\varphi\pi} = -g\sin\vartheta + f\cos\vartheta$$

$$G_{\omega K^*\bar{K}} = g\cos\vartheta - \tfrac{1}{2}f\sin\vartheta \qquad G_{\varphi K^*\bar{K}} = -g\sin\vartheta - \tfrac{1}{2}f\cos\vartheta$$

$$G_{\omega\bar{K}K} = h\sin\vartheta, \qquad G_{\varphi\bar{K}K} = h\cos\vartheta,$$

la quantità da determinare sperimentalmente è

$$R = \frac{[(G_{\varphi K^*\bar{K}})/(G_{\varphi\bar{K}K})]}{[(G_{\omega K^*\bar{K}})/(G_{\omega\bar{K}K})]} = \sim \frac{\tfrac{3}{2}\sin\vartheta\cos\vartheta - \epsilon(1 - \tfrac{3}{2}\cos^2\vartheta)}{1 - \tfrac{3}{2}\sin^2\vartheta - \tfrac{3}{2}\sin\vartheta\cos\vartheta}\,\mathrm{tg}\,\vartheta$$

dove $\epsilon = (G_{\rho\varphi\pi})/(G_{\rho\omega\pi})$; da quanto risulta in sez. 6, $|\epsilon|$ sembra essere piccola.

La determinazione di R presenta molte difficoltà, specialmente alla luce di un recente esperimento di Lindsay e Smith[11]. L'elaborazione dei dati in fatti non viene a dare, nel caso di un $\bar{K}$ incidente con momento di $\sim$ 2.1 GeV/c, una sicura riprova della bontà del modello "scambio di un K", a causa dell'eccessiva grandezza degli errori, mentre sembra addirittura escludere la possibilità di una simile ipotesi nel caso di un $\bar{K}$ con momento tra 2.45 e 2.70 GeV/c.

8. - CONFRONTO FRA SEZIONI D'URTO PER PRODUZIONI DI MESONI NEUTRALI IN UN MODELLO A QUARKS[16,20]

Si assume che un mesone sia composto di una coppia quark-antiquark, ma non si richiede nessuna ipotesi sulla struttura del barione. Si assume inoltre che l'ampiezza di transizione per una qualunque reazione mesone-barione sia uguale alla somma delle ampiezze di diffusione quark-barione e antiquark-barione.

Si ottiene allora la relazione[16]

$$\frac{\langle \pi^- p|\varphi n\rangle}{\langle \pi^- p|\omega n\rangle} = \frac{\langle \pi^+ p|\varphi N^{*++}\rangle}{\langle \pi^+ p|\omega N^{*++}\rangle} = \frac{\cos\vartheta - \sqrt{2}\sin\vartheta}{\sin\vartheta + \sqrt{2}\sin\vartheta} \quad . \tag{18}$$

I dati sperimentali a disposizione sono

$$\left.\begin{aligned} \sigma(\pi^+ p \to \varphi N^{*++}) &< 10\ \mu b \\ \sigma\ \pi^+ p \to \omega N^{*++}) &= 700\pm 80\ \mu b \end{aligned}\right\}\ \text{a } 3.65\ \text{GeV/c}^{17)}$$

$$= 350\ \mu b \qquad \text{a } 4.0\ \text{GeV/c}^{18)}$$

---

[16]) G. Alexander, H.J. Lipkin e F. Schech, Phys.Rev. Letters 17, 412 (1966).

[17]) G.H. Trilling, J.L. Brown, G. Goldhaber, S. Goldhaber, J.A. Kadyk e J. Scanio, Phys. Letters 19, 427 (1965).

[18]) Aachen-Berlin-Birmingham-Bonn-Hamburg-London (I.C.)-München Collaboration, Phys.Rev. 138B, 897 (1965).

da cui, usando la seconda delle relazioni (18)

$$34.6^\circ \leq \theta \leq 35.3^\circ \ .$$

Inoltre

$$\sigma(\pi^- p \to \varphi n) \simeq 30\ \mu b \quad \text{fra } 1.6 \text{ e } 2.2\ \text{GeV/c}^{19)}$$

$$\sigma(\pi^- p \to \omega n) \simeq 3\ \text{mb}^{20)}$$

e di nuovo la situazione è consistente con $\theta = 35.3^\circ$.

9. - CONCLUSIONI

A commento dei vari metodi sopra riportati per la determinazione dell'angolo di mixing, occorre far notare quanto segue.

SU(3) è uno schema di simmetria approssimato per descrivere le particelle a interazione forte: l'angolo di mixing è giusto un parametro per descrivere questa approssimazione. Il valore del parametro dipende dal modo con cui la simmetria è rotta, cioè dal modello usato per adattare la situazione sperimentale a SU(3). Sembra, perciò importante determinare questo parametro da vari esperimenti, per capire se esiste un meccanismo unico che viola SU(3). Questo potrebbe essere, per esempio, l'esistenza di una terna di quarks di massa non uguale.

* * *

---

19) R.J. Hess et al., comunicazione personale citata in ref. (11). Il valore dato è quello appena sopra la soglia (1.6 GeV/c); per momenti più alti la sezione d'urto sembra diminuire molto rapidamente.

20) R. Kraemer, L. Madansky, M. Meer, M. Nussbaum, A. Pevsner, C. Richardson, R. Strand R. Zdanis, Th. Fields, S. Orenstein, T. Toohig, Phys. Rev. 136B, 496 (1964). In questo lavoro, è data una curva di eccitazione per l'ω; la maggior parte dei dati si riferisce alla reazione simmetrica $\pi^+ n \to \omega p$.

DESCRIZIONE DEL COORDINATOMETRO IN USO PRESSO IL GRUPPO CAMERE A BOLLE DI TRIESTE

di

G. Zecchin

Seminario 15 Dicembre 1966

1. - Principio di funzionamento 47

2. - Schema generale dell'insieme Elettronica di conteggio-Perforatore-Macchina da scrivere 48

3. - Sistema costruttivo 54

4. - Conclusioni 55

Appendice 56

1. - Principio di funzionamento.

Il coordinatometro usato dal Gruppo Analisi di Fotogrammi di Trieste dell'Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, permette la misura semiautomatica delle coordinate di un punto, sulla traccia fotografata in camera a bolle. Lo schema di insieme è indicato in Fig. 1.

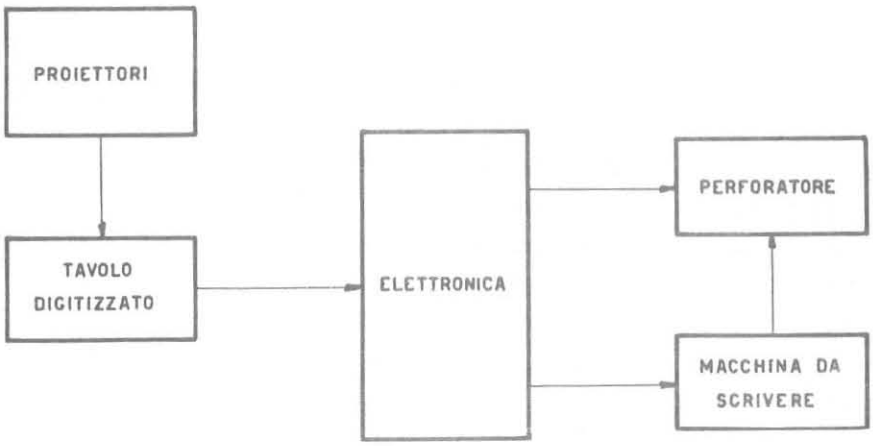


FIG. 1 - Schema funzionale.

I fotogrammi (3 per ogni evento) sono proiettati (da tre proiettori successivamente) ortogonalmente ai loro piani, sul tavolo di misura. Manualmente l'operatore fa coincidere sul tavolo (tavolo digitizzato) il punto, di cui si vogliono conoscere le coordinate, con un reticolo. Il reticolo connesso attraverso due bracci rigidi X e Y ad un sistema meccanico indicato in Fig. 2. Quest'ultimo trasforma il movimento di traslazione lungo X e Y in un movimento di rotazione α dei rispettivi digitizzatori. Il principio di funzionamento dei digitizzatori *) è illustrato in Fig. 3. Un disco di perspex, o di vetro, è tenuto in rotazione continua (250 giri/min) a mezzo di un motorino elettrico sincrono. Il disco reca alla periferia 1080 (=360×3) tratti opachi equidistanti, i quali modulano la luce che illumina la fotocella A con una frequenza di ~4.5 KHz. Nello strumento qui descritto la frequenza del segnale uscente dalla fotocella viene moltiplicata a mezzo di un circuito elettronico per un fattore 12; si ottiene così una frequenza di circa 54 KHz. Il numero dei periodi compresi nell'intervallo di tempo definito dal passaggio della divisione più lunga del disco sotto le fotocelle B e C sono una misura dell'angolo α. I segnali delle due fotocelle B e C sono chiamati rispettivamente START e STOP. La sensibilità ottenibile è equivalente ad un periodo, ossia 0,488

*) Trattasi di digitizzatori del tipo ideato da G. Brautti.

mrd. La sensibilità corrispondente sul tavolo di misura è di 0,10 mm, confrontabile con la dispersione delle misure dovute all'errore di puntamento del reticolo. I treni di impulsi vengono elaborati nel blocco "Elettronica di conteggio" da una logica di ingresso, e presentati attraverso una logica di conteggio e stampa al perforatore ed alla macchina da scrivere.

2. - Schema generale dell'insieme Elettronica di Conteggio- Perforatore - Macchina da scrivere.

Esso (Fig. 4) comprende i seguenti blocchi principali:

a) l'elettronica di conteggio, che contiene le logiche di ingresso e di uscita,
b) la matrice di conversione binario-decimale,
c) la matrice di conversione decimale-binario,
d) gli elementi di potenza che comandano la macchina da scrivere,
e) il complesso della tastiera della macchina da scrivere e dell'elettronica che permette di perforare i dati informativi supplementari,
f) la macchina da scrivere,
g) il gruppo di relé che pilotano il perforatore,
h) il perforatore,
i) la logica di avanzamento.

Qui di seguito descriviamo più in dettaglio le caratteristiche dei blocchi a, b, c, f, h, i.

a) Alla logica di ingresso (Fig. 5) arrivano gli impulsi di "START", "STOP" ed i treni di impulsi delle coordinate (X e Y). Ognuno di questi treni ha una frequenza di 4.5 KHz. Gli impulsi del treno prima di entrare nei circuiti logici sono squadrati da un anplificatore saturo e moltiplicati; gli impulsi di START e STOP sono amplificati in amplificatori saturi. Quello che si desidera è di trasmettere una certa sequenza di impulsi compresa fra uno START ed uno STOP. Fanno parte della logica anche i circuiti che permettono l'inibizione dello START sinchè questo non sia preceduto da un comando dell'operatore, mentre il blocco "prova" ne è separato e serve ad inviare sequenze a volontà per provare i circuiti di conteggio seguenti. La logica di ingresso utilizza circuiti flip-flop del tipo comunemente indicato con r-s. Il loro funzionamento è perciò rappresentato dalle due seguenti funzioni logiche [1]:

$$F(\tau) = \bar{r}\, F(o) + s = \bar{r}\, \bar{s}\, F(o) + \bar{r}\, s\, F(o) + \bar{r}\, s\, F(o)$$

$$\bar{F}(\tau) = \bar{s}\, \bar{F}(o) + r = \bar{r}\, \bar{s}\, \bar{F}(o) + r\, \bar{s}\, \bar{F}(o) + r\, \bar{s}\, F(o)$$

---

[1]) Y. Chu - Digital computer Design Fundamentals - Mc Graw Hill N.Y. (1962).

dove F(o) indica lo stato iniziale del flip-flop e $F(\tau)$ lo stato dopo un tempo τ, o dalla tabellina di verità:

r	s	F(o)	$F(\tau)$
0	0	0	0
0	0	1	1
0	1	0	1
0	1	1	1
1	0	0	0
1	0	1	0

I circuiti che in Fig. 5 sono indicati con il simbolo eseguono il prodotto logico A.B.

La parte essenziale della logica d'ingresso, limitatamente alla coordinata X_9 è indicata in Fig. 6, dove sono anche mostrate in entrata ed in uscita le varie funzioni. In particolare, T è lo stato del flip-flop conseguente al comando di operazione. Risulta per F:

$$F = (\overline{z \cdot T}) \cdot F + a \cdot T \qquad (1)$$

Per ottenere la tabella di verità di $F(\tau)$ dobbiamo adoperare le seguenti tabelline parziali di ovvia interpretazione:

a	T	a·T	$\overline{a \cdot T}$
0	0	0	1
1	0	0	1
1	1	1	0
0	1	0	1

z	T	z·T	z·T
0	0	0	1
1	0	0	1
1	1	1	0
0	1	0	1

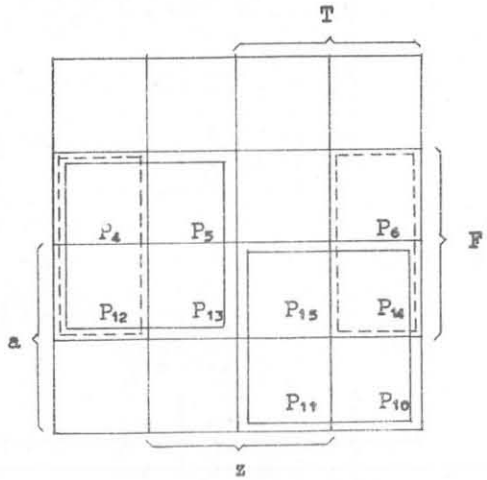
$\overline{z \cdot T}$	F	$(\overline{z \cdot T}) \cdot F$
1	0	0
1	1	1
0	1	0
0	0	0

$(\overline{z \cdot T}) \cdot F$	$a \cdot T$	$F(\tau)$
0	0	1
1	0	1
0	1	1
1	1	1

La trasformazione della (1):

$$F(\tau) = (\overline{z \cdot T}) \cdot F + a \cdot T = (\bar{z} + \bar{T}) \cdot F + a \cdot T = \bar{z} \cdot F + T \cdot F + a \cdot T$$

permette di ricavare il seguente diagramma di Veitch:



Pertanto, essendo termini canonici:

$$P_4 = \bar{a}\cdot F\cdot\bar{T}\cdot\bar{z}$$

$$P_5 = \bar{a}\cdot F\cdot\bar{T}\cdot z$$

$$P_6 = \bar{a}\cdot F\cdot T\cdot\bar{z}$$

$$P_{10} = a\cdot\bar{F}\cdot T\cdot\bar{z}$$

$$P_{11} = a\cdot\bar{F}\cdot T\cdot z$$

$$P_{12} = a\cdot F\cdot\bar{T}\cdot\bar{z}$$

$$P_{13} = a\cdot F\cdot\bar{T}\cdot z$$

$$P_{14} = a\cdot F\cdot T\cdot\bar{z}$$

$$P_{15} = a\cdot F\cdot T\cdot z\ ,$$

possiamo scrivere rapidamente la seguente tabella della verità:

Combinazioni	T	a	z	F	$F(\tau)$
1	1	1	0	1	1
2	1	1	1	1	1
3	0	1	0	0	0
4	0	1	1	0	0
5	0	0	1	0	0
6	1	0	1	1	0
7	1	1	0	0	1
8	1	1	1	0	1
9	1	0	1	0	0
10	0	1	0	1	1
11	0	1	1	1	1
12	0	0	1	1	1

Commentiamo ora quanto scritto in tabella:

se non è stato dato alcun comando di inizio operazione T si vede che per qualsiasi combinazione di START "a" e STOP "z" il circuito rimane bloccato ($F(\tau)=0$), se è bloccato inizialmente ($F=0$): combinazioni 3,4,5.

Se non è stato dato alcun comando di inizio operazione ($T=0$), ma inizialmente $F=1$, si osservi che per qualsiasi combinazione di START "a" e STOP "z" il circuito rimane bloccato ($F(\tau)=1$) e le scale contano senza fermarsi: combinazioni 10,11,12. In tal caso sarà sufficiente dare un comando di inizio operazione ($T=1$) affinchè, a causa della sequenza

della combinazione 6 il circuito venga bloccato nuovamente.

In condizioni normali di lavoro si inizia con la combinazione 7 od 8, mentre la 6 richiude il circuito.

Le combinazioni 1 e 2 ci garantiscono che durante il conteggio il circuito non venga chiuso da impulsi di START (o disturbi).

La combinazione 9 ci garantisce che se inizialmente T=1, ma F=0, il circuito rimanga indisturbato; ed inoltre che, se per caso, sempre inizialmente, il circuito è aperto (combinazioni 1,2), esso, automaticamente venga richiuso dalla combinazione 6.

Ovviamente i treni di impulsi saranno rappresentati dal prodotto $F(\tau)\cdot X$.

I treni di impulsi uscenti dalla logica di ingresso (per coordinata X e per la coordinata Y) entrano nella SCALA (Fig. 7) dove rimangono memorizzate nei flip-flop in attesa della lettura.

Per effettuare la lettura delle scale si dispone dello SHIFT e dei GATE che agiscono nel seguente modo: un impulso proveniente dallo STOP X (oppure un comando mediante tasto se si vuole una stampa non automatica)fa scattare l'univibratore di stampa. Esso invia un impulso allo SHIFT che in sequenza temporale opportuna fa uscire 5 impulsi. Ciascuno di essi entra nel suo GATE dal quale può uscire se esso non è interdetto dal rispettivo flip-flop della scala. Vi sono 4 GATE per cifra binaria ed 1 per la parità P. La scala conta sino a numeri di 5 cifre BCD per cui vi è un totale di 25 GATE per scala. La parità P è uno stato che si associa alle 4 cifre binarie componenti la cifra decimale quando esse sono in numero pari. Questo perchè i calcolatori elettronici esigono di leggere sempre un numero dispari di fori sui nastri perforati. In tal modo escono dal GATE cifre binarie aventi il valore di 1,2,4,8, P che entrano nei rispettivi univibratori che le presentano in uscita della forma, ampiezza e durata volute.

L'ultimo impulso dello SHIFT inoltre sia entra in un univibratore formatore da cui esce verso un univibratore di azzeramento delle scale (l'azzeramento può anche essere manuale) sia va ad un univibratore di STAMPA che provvede a far partire il secondo SHIFT. Da questo punto in poi lo stesso procedimento viene ripeturo per la coordinata Y.

b) La matrice di conversione Binario-Decimale, serve a trasformare ciascuna cifra in codice binario uscente dalle scale in cifra decimale per poter comandare i tasti da 0 a 9 della macchina da scrivere. Come indicato in Fig. 8, in entrata arrivano gli impulsi dell'elettronica di conteggio. Per rendere tutte diverse le combinazioni corrispondenti alle singole cifre è stato necessario aggiungere all'ingresso un impulso $\bar{P}$ detto di antiparità che compaia ogni qualvolta non compare la parità P. In termini logici $\bar{P}$ è il complemento di P. Tale impulso è stato ottenuto realizzando una anticoincidenza tra l'impulso di parità P e quello di avanzamento provenienti dall'elettronica. Si osservi che gli impulsi di avanzamento compaiono uno per ogni cifra.

La cifra 7 non deve avere nè parità nè antiparità per non contenere in sè combinazioni parziali uguali a quelle di cifre più basse, che altrimenti si presenterebbero in uscita. Il 7 esce senza parita' dall'elettronica e, per inibire l'uscita dell'antiparità, è stato fatto entrare nell'anticoincidenza $\bar{P}$ (Fig. 4).

Lo zero è stato ottenuto nel modo indicato in appendice A8.

c) La matrice Decimale-Binario (Fig. 9) serve a codificare in binario tutta la tastiera della macchina da scrivere che può essere usata come trasmittente verso il perforatore. Ogni tasto mette a massa il punto centrale di un partitore che in tal modo fornisce un impulso all'ingresso degli univibratori indicati nella parte inferiore di Fig. 4 e descritti in dettaglio in Fig. A 11. Tali impulsi poi entrano negli amplificatori che comandano i relé di perforazione.

Oltre agli univibratori indicatori 1,2,4,8,P,0, vi è anche un univibratore contrassegnato con X: serve alla perforazione del settimo livello *) del nastro per la formazione delle lettere dell'alfabeto.

Sempre in Fig. 4 si notano due tasti particolari. Il primo fa scattare l'univibratore dell'END OF LINE che perfora l'ottavo livello. Il secondo fa scattare un multivibratore che emette una sequenza di impulsi. Ciascuno di tali impulsi viene amplificato e tramite un emitter follower, viene riportato agli univibratori 1,2,4,8,P,0,X. In tal modo si ottiene la perforazione della coda.

In Fig. 4 si nota che gli impulsi degli univibratori, oltre ad andare verso i relé vanno verso un OR di avanzamento, visibile anche in Fig. A9, allo scopo di entrare nella logica che fa avanzare il perforatore per ogni impulso degli univibratori.

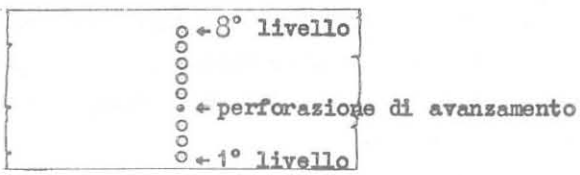
f) La macchina da scrivere è una normale macchina Olivetti elettrica modello PRAXIS 48 opportunamente modificata in modo da poter ricevere cifre e trasmettere caratteri alfa-numerici.

Per ottenere la ricezione sono stati applicati ai tasti delle cifre degli elettromagneti che vengono pilotati dai circuiti di Fig. A 11.

Per la trasmissione, oltre all'uso della matrice descritta al paragrafo 2 c., è stato costruito uno speciale contatto di massa in corrispondenza di ciascun tasto (lettere e cifre). E' costituito da una semiluna di carta stampata sistemata nella macchina da scrivere sull'arresto dei tasti come visibile in Fig. 10. Tale disposizione consente un contatto sicuro e rapido.

---

*) La perforazione è possibile in 8 posizioni (livelli) come indicato in figura dove è mostrato un tratto di nastro.



Si chiama coda la perforazione dei primi 7 livelli.

h) Il perforatore usato è una telescrivente della DENIMEX [a]. Esso è di tipo veloce (63 caratteri alfa-numerici al secondo) ed invia alla trasmittente segnali di pick-up per la trasmissione dei dati, come indicato in 2i). Il perforatore, che non ha grandi dimensioni, è visibile in Fig. 11. Esso può utilizzare nastro ad 8 fori e a 5 fori.

i) La logica di avanzamento è descritta nello schema di Fig. 12. Poichè il perforatore è di tipo veloce ed emette un impulso detto di pick-up (PU), con il quale richiede al momento giusto l'invio dei dati mentre l'elettronica è stata costruita perchè sia essa a comandare l'invio dei dati stessi, è stato necessario un circuito di logica che permetta l'adattamento di questi due organi.

L'impulso di pick-up viene opportunamente elaborato dall'amplificatore. L'impulso di avanzamento indicato con A proviene dall'univibratore di avanzamento di Fig. 7. L'avanzamento A viene ritardato di 60 ms. Esso viene infatti emesso dall'elettronica simultaneamente agli impulsi di cifra, mentre occorre che il perforatore avanzi fra una cifra e l'altra. I pick-up distano fra loro di 15,7 ms, perciò bisogna che l'impulso ritardato duri un tempo $\Delta_1 A_1$ = 20 ms per contenerne due. Il primo di essi viene utilizzato per l'avanzamento. Se ne sono voluti due contrassegnati con PU. $\Delta_1 A_1$ per evitare che il circuito di AND, che lascia passare non dovesse avere delle caratteristiche elettroniche troppo spinte. Infatti, poichè l'impulso di pick-up PU può capitare in qualsiasi istante dopo i 60 ms può succedere che appaia sulla salita di $\Delta_1 A_1$. In tal caso talvolta potrebbe venir parzialmente assorbito e non essere più sufficiente a far scattare il circuito di avanzamento di cui si dirà in A10. Poichè però dobbiamo utilizzare solamente il primo dei due PU.$\Delta_1 A_1$ è stato fatto si che la discesa del primo ribalti il flip-flop F che teneva aperta la coincidenza di uscita dalla quale esce F. (PU. $\Delta_1 A_1$). Questo flip-flop verrà aperto dalla salita di $\Delta_1 A_1$.

3. - Sistema costruttivo.

Si è cercato di costruire tutta l'apparecchiatura tenendo presente la possibilità di sostituire le sue parti nel modo più rapido possibile. A tale scopo tutta l'elettronica di conteggio è stata eseguita su carte stampate montate su pannellini facilmente estraibili singolarmente. Basta in tal caso possedere alcuni elementi di riserva per poter rapidamente ovviare a guasti dei circuiti senza bloccare per lungo tempo il lavoro di esame dei fotogrammi. Non è stato adottato questo criterio nella costruzione degli alimentatori in quanto si tratta di circuiti ben noti e dal funzionamento sicuro. Dei circuiti rimanenti (logica di avanzamento, amplificatori di potenza, darlington, relé etc.) sono stati montati su carte stampate quelli nei quali si pensa più facilmente si possano verificare dei guasti, mentre pochi altri sono montati su basette. In tal modo abbastanza rapidamente si possono cambiare i primi, mentre in fase costruttiva è più spedito il montaggio dei secondi.

---

a) Denimex Development Corp. P.O. Box n° 1 - Briarcliff-Manor, N.Y. - U.S.A.

Tutto l'insieme del coordinatometro, escluso ovviamente tavolo e proiettori, è montato su rack, come si può vedere nella Fig. 13.

4. - Conclusioni.

L'apparecchiatura si comporta bene nel suo complesso. Il tempo di misura, intercorrente tra il comando di operazione e la fine della perforazione è attualmente di quasi 3 secondi. Esso è così suddiviso: tra un comando operazione ed uno START può intercorrere un tempo massimo di 230 ms dovuti ad un giro completo del disco di perspex del digitizzatore, e tra uno START ed uno STOP può darsi che vi sia al limite un angolo massimo di 360° che corrisponde ad altri 230 ms. Allo STOP relativo alla coordinata X parte l'univibratore di stampa che dopo 100 ms fa partire la stampa X che occupa 0,5 s. Quindi vi è un intervallo di 0,65 s fra le due coordinate. Altri 1,15 s occorrono per la stampa della Y e l'azzeramento. Tuttavia essendo il sistema a doppia scala, (Fig. 7) è possibile spostarsi in cerca di un nuovo punto da misurare già quando sono state riempite le due scale, in quanto l'operazione di stampa ormai è indipendente dalla posizione del reticolo di puntamento. Ciò corrisponde al tempo di 460 ms dovuto ai digitizzatori.

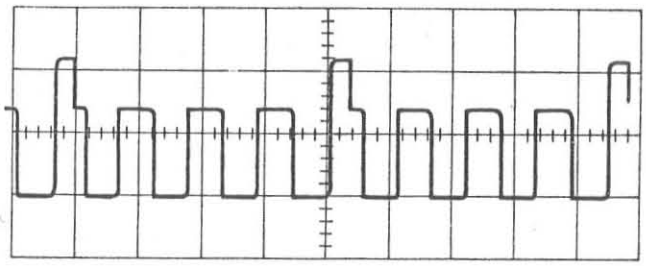
* * *

APPENDICE

A1 - Amplificatore accordato e moltiplicatore (Fig. A1).

L'amplificatore accordato serve a stabilizzare la frequenza proveniente dal digitizzatore. Infatti questa frequenza appare modulata in ampiezza più o meno profondamente a seconda del digitizzatore che viene usato. Essa è causata da una leggera oscillazione del disco di perspex graduato nel suo piano di rotazione, oscillazione dovuta ad imprecisioni meccaniche. Questo difetto non è praticamente rimovibile direttamente sul digitizzatore, perchè esso non è facilmente accessibile nelle sue parti interne ed inoltre dopo un certo tempo d'uso facilmente ritorna a fornire una frequenza modulata in ampiezza. Si è preferito perciò agire sulla frequenza stessa elettronicamente.

L'univibratore seguente ha lo scopo di formare la frequenza prima di entrare nei moltiplicatori veri e propri, costruiti secondo il prototipo del CERN [3]. Ciascuno stadio è sostanzialmente un oscillatore libero fortemente reazionato positivamente in modo da presentare in uscita onde quadre. La frequenza propria è stata scelta uguale a 4 volte la frequenza di ingresso per il primo e 3 volte per il secondo. La forma d'onda sui due moltiplicatori è visibile nella figura seguente:



A2 - Logica di ingresso (Fig. A2).

In essa si trovano i circuiti dello schema a blocchi di Fig. 5. Il primo flip-flop a destra è quello che sblocca i GATE che permettono agli impulsi di START e STOP di agire. Esso dà lo stato T di cui al paragrafo 2a del testo. I due amplificatori non servono ad altro che a migliorare gli impulsi forniti dal digitizzatore per lo START e per lo STOP. Il flip-flop di START e STOP è quello che fornisce l'uscita $F(\tau)$, mentre il prodotto $F(\tau)\cdot X$ è effettuato dall'AND.

I GATE e l'AND sono del tipo semplice a diodo, ma non hanno dato luogo ad alcun disturbo.

---

3) G. Delavallade - J.B. Lindsay - Complete Apparatus - Scanning Table-Type: 7027A.

I transistor usati sono degli OC76 per tutti gli stadi, mentre si è preferito mettere degli ASZ 21 nel formatore che deve lavorare a 54 KHz. Così per i diodi sono stati impiegati dovunque degli OA 95, fatta eccezione per l'AND dove si è usato un AAZ 12.

A3 - Decadi con indicatori (Fig. A3).

Le decadi sono composte da 5 flip-flop di cui l'ultimo viene usato per produrre la parità P. Esse sono in numero di cinque per scala e ne sono state utilizzate due specie: una veloce, a 100 KHz, per il conteggio delle unità, e altre quattro più lente, a 10 KHz, per le decine, centinaia, migliaia e decine di migliaia. I diversi valori per i componenti nei due casi sono indicati a piè pagina del disegno. Ivi è anche una tabellina che mostra il funzionamento della decade stessa: con i simboli - e + vengono indicati gli stati dei 5 flip-flop per le varie cifre che essi devono rappresentare nel loro insieme. La scala è di tipo tradizionale ed i ritorni necessari per la trasformazione di una scala di 16 in una di 10 sono chiaramente indicati in figura. La sezione destra dei flip-flop per le cifre e quella sinistra per la parità P attraverso la resistenza R_9 comandano i GATE di Fig. 7 del testo. I collettori della sezione destra vanno anche (punto L) agli indicatori, che sono stati costruiti con un sistema poco costoso. Essi consistono sostanzialmente in una lampadina azionata da ciascun flip-flop tramite opportuni amplificatori, che adattano il carico. Per ogni cifra corrispondente ad una decade si accendono 5 lampadinette che illuminano uno schermo sul quale sono scritte le cifre 1,2,4,8,P. Ogni cifra decimale si legge sommando questi singoli valori. L'insieme è evidente nella foto di Fig. A3 bis.

A4 - Shift register (Fig. A4).

Il ritardo Δ tra un impulso e l'altro è stato ottenuto mediante una catena di univibratori. Esso è di 125 ms.

A5 - Gate e univibratori di scrittura (Fig. A5).

In questo disegno sono mostrati gli univibratori di uscita, già indicati in Fig. 7 del testo. Essi forniscono impulsi di - 10 volt, 20 ms.

A6 - Circuiti ausiliari (Fig. A6).

Sotto questa denominazione sono stati raggruppati i circuiti di azzeramento delle scale, l'univibratore che fornisce l'impulso di avvio allo shift per la stampa dei valori contenuti nelle scale (Fig. 7 del testo) e il circuito di prova che consiste in un multivibratore con ingresso diretto nelle scale (Fig. 5 del testo).

A7 - Comando relé (Fig. A7).

Tutti i relé di cifra indicati a destra di Fig. 4 del testo sono pilotati da circuiti del tipo di Fig. A7. E' opportuno che il primo transistor sia al silicio per evitare derive termiche.

A8 - Relè di perforazione (Fig. A8).

E' stato seguito un criterio semplice per la realizzazione dello "zero" che non viene fornito direttamente dalle scale dell'elettronica. Le sezioni libere a sinistra dei relé sono state collegate in serie ed in parallelo. Nel caso di collegamento in serie, se nessun relé di cifra è azionato, la parità P entrante a sinistra esce sul relé di zero, che comanda direttamente sia il perforatore, che il magnete di zero della macchina da scrivere. Nel caso di collegamento in parallelo la presenza di una cifra 1,2,4,8 invia la parità al relé di parità.

A9 - OR di spaziatura e OR di avanzamento (Fig. A9).

Le coordinate X,Y sono formate da 5 cifre decimali ciascuna. Nella sequenza di scrittura sulla macchina da scrivere è opportuno che risultino intervallate da una "spaziatura". Per ottenere ciò si è dato alla macchina da scrivere un comando di spaziatura alla fine di ogni coordinata, traendolo dagli azzeramenti X,Y che concludono la lettura delle scale.

Dell'OR di avanzamento si è parlato nel paragrafo 2c del testo.

A10- Schema della logica di avanzamento (Fig. A10).

L'amplificatore fornisce al perforatore segnali di avanzamento di 4,5 ms. Il diodo Zener visibile in fig. è stato inserito per evitare che eventuali disturbi uscenti dallo emitter follower non venissero amplificati successivamente.

A11- Circuiti per la macchina da scrivere e il perforatore (Fig. A11).

Essi comprendono gli univibratori di Fig. 4 del testo, i comandi dei magneti, l'eliminazione dell'antiparità tramite il "7", e il sistema di perforazione della coda.

* * *

Desidero rivolgere i miei ringraziamenti a tutti i tecnici del laboratorio di Elettronica che hanno collaborato con me alla realizzazione dell'apparecchiatura ed in modo particolare al Perito F. Tomasini.

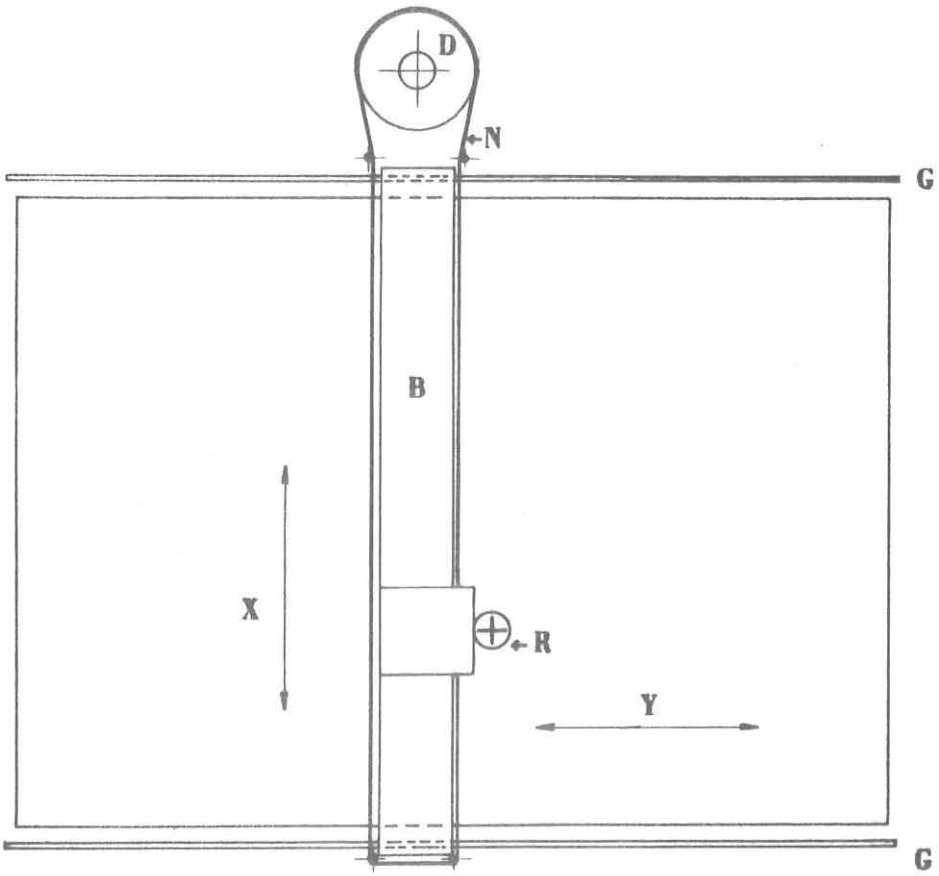


FIG. 2 - Schema del tavolo digitizzato.

Il reticolo R si muove lungo il braccio B nella direzione dell'asse X. Il movimento viene trasmesso al digitizzatore corrispondente D, indicato schematicamente nella figura, a mezzo del nastro di acciaio N. Il braccio B si muove nella direzione dell'asse Y, guidato da due guide di precisione G. Il digitizzatore corrispondente all'asse Y non e' indicato in figura.

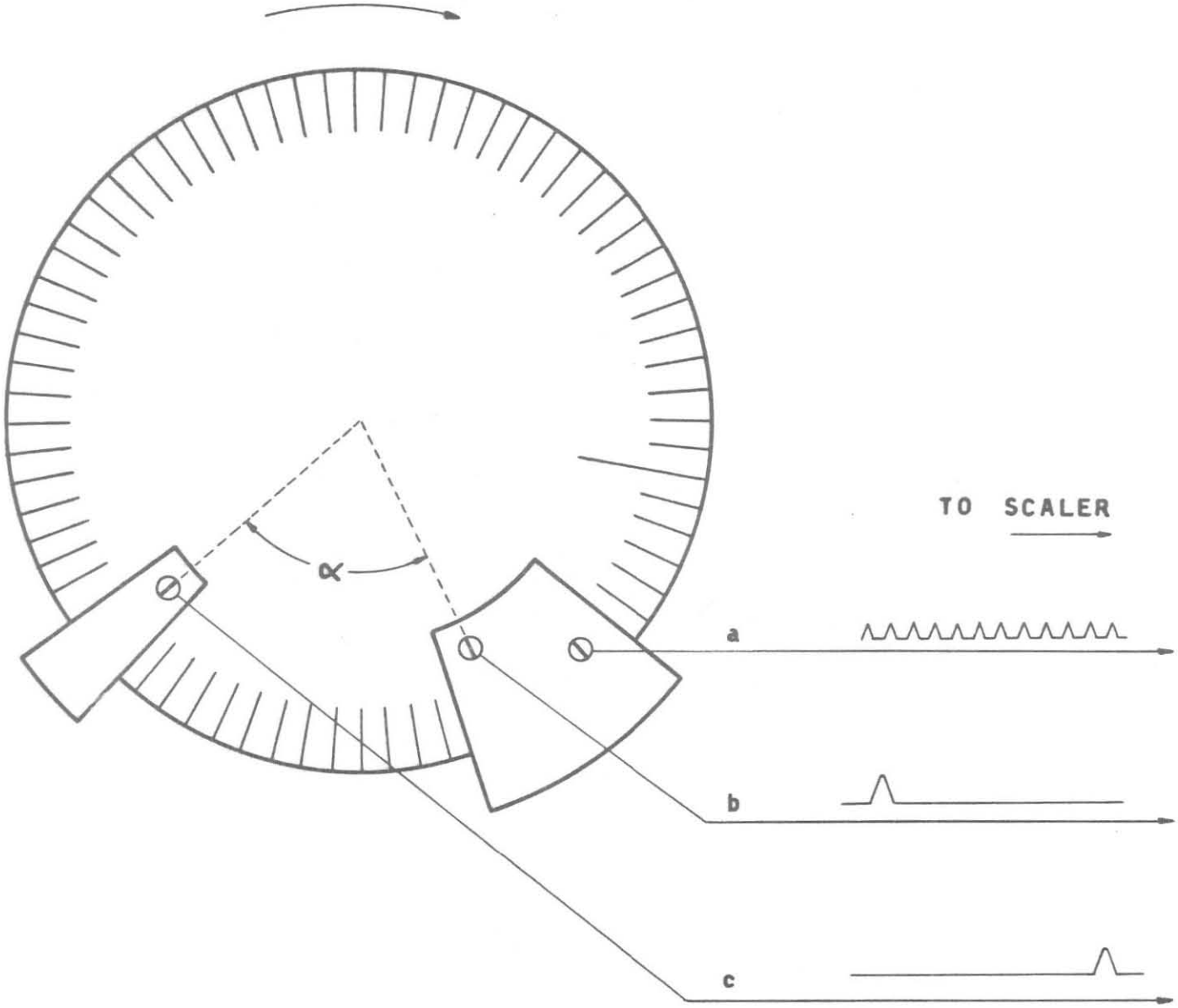


FIG. 3 - Schema del digitizzatore "Brautti".

SCHEMA DELL' INSIEME + ELETTRONICA DI CONTEGGIO + PERFORATORE + MACCHINA DA SCRIVERE

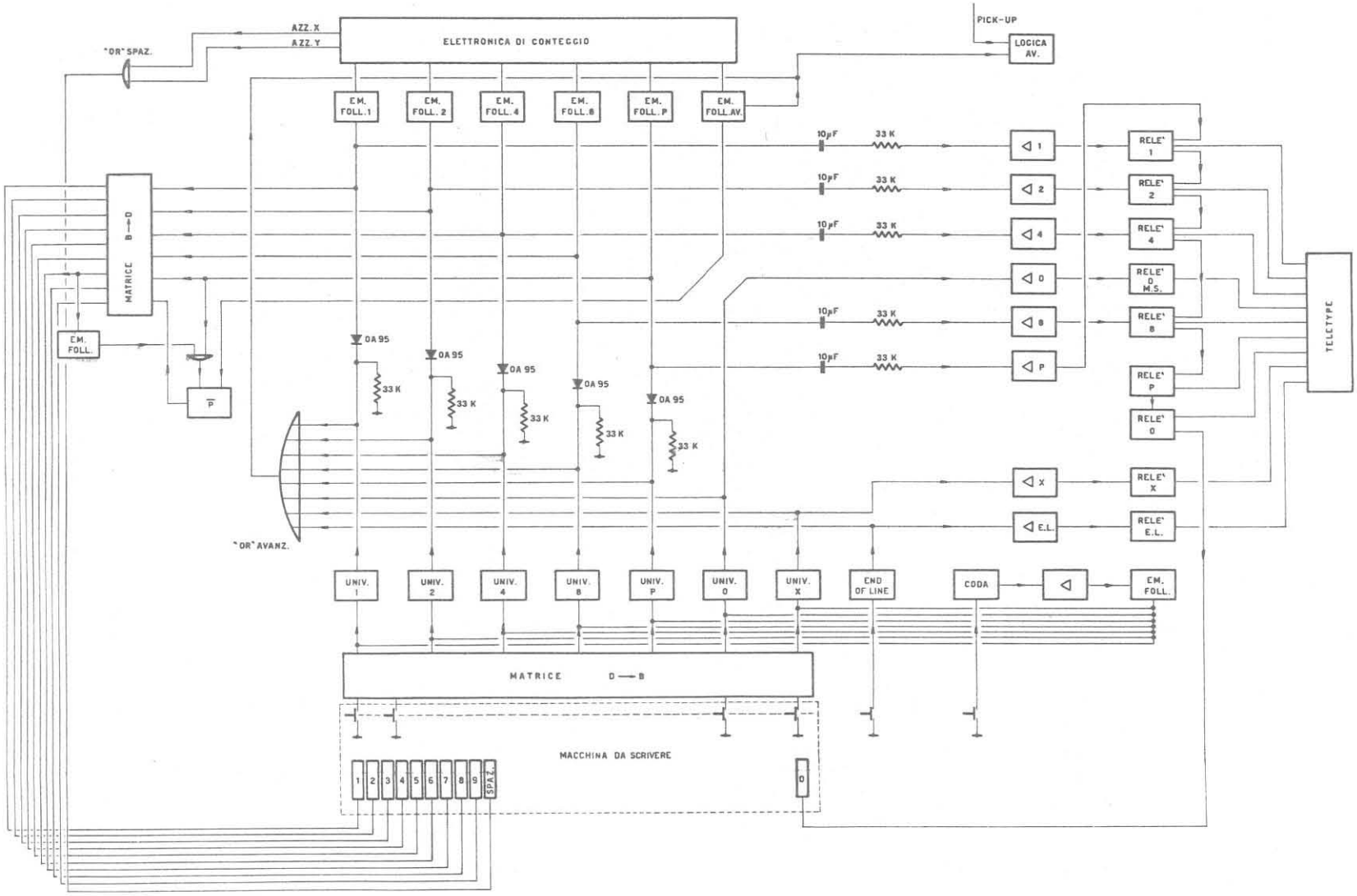


FIG. 4

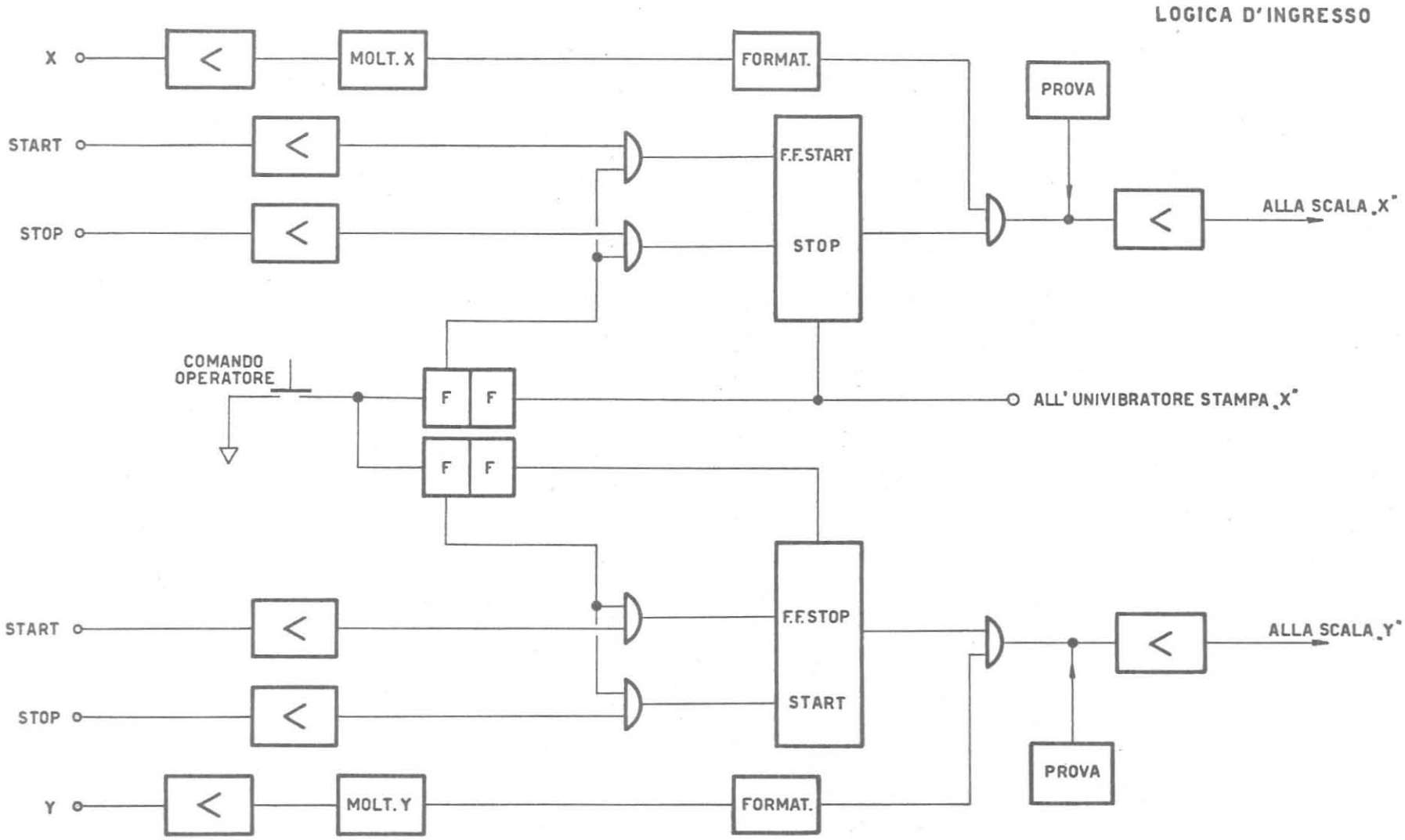

LOGICA D'INGRESSO
X
MOLT. X
FORMAT.
PROVA
START
F.F. START
STOP
STOP
ALLA SCALA „X"
COMANDO OPERATORE
F
F
ALL' UNIVIBRATORE STAMPA „X"
F
F
START
F.F. STOP
START
STOP
ALLA SCALA „Y"
PROVA
Y
MOLT. Y
FORMAT.

FIG. 5

LOGICA D'INGRESSO PER LA CORDINATA X - SCHEMA OPERATIVO

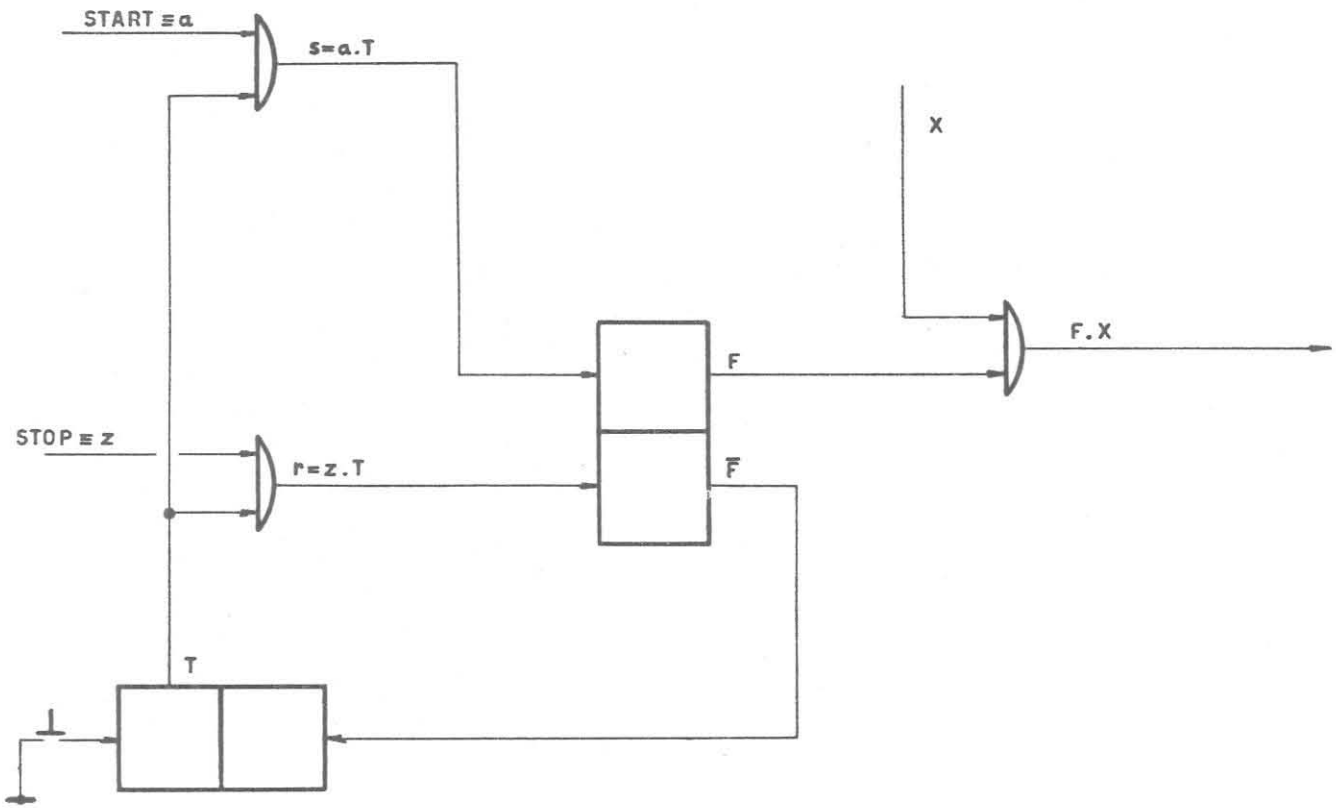


FIG. 6

CONTEGGIO E STAMPA

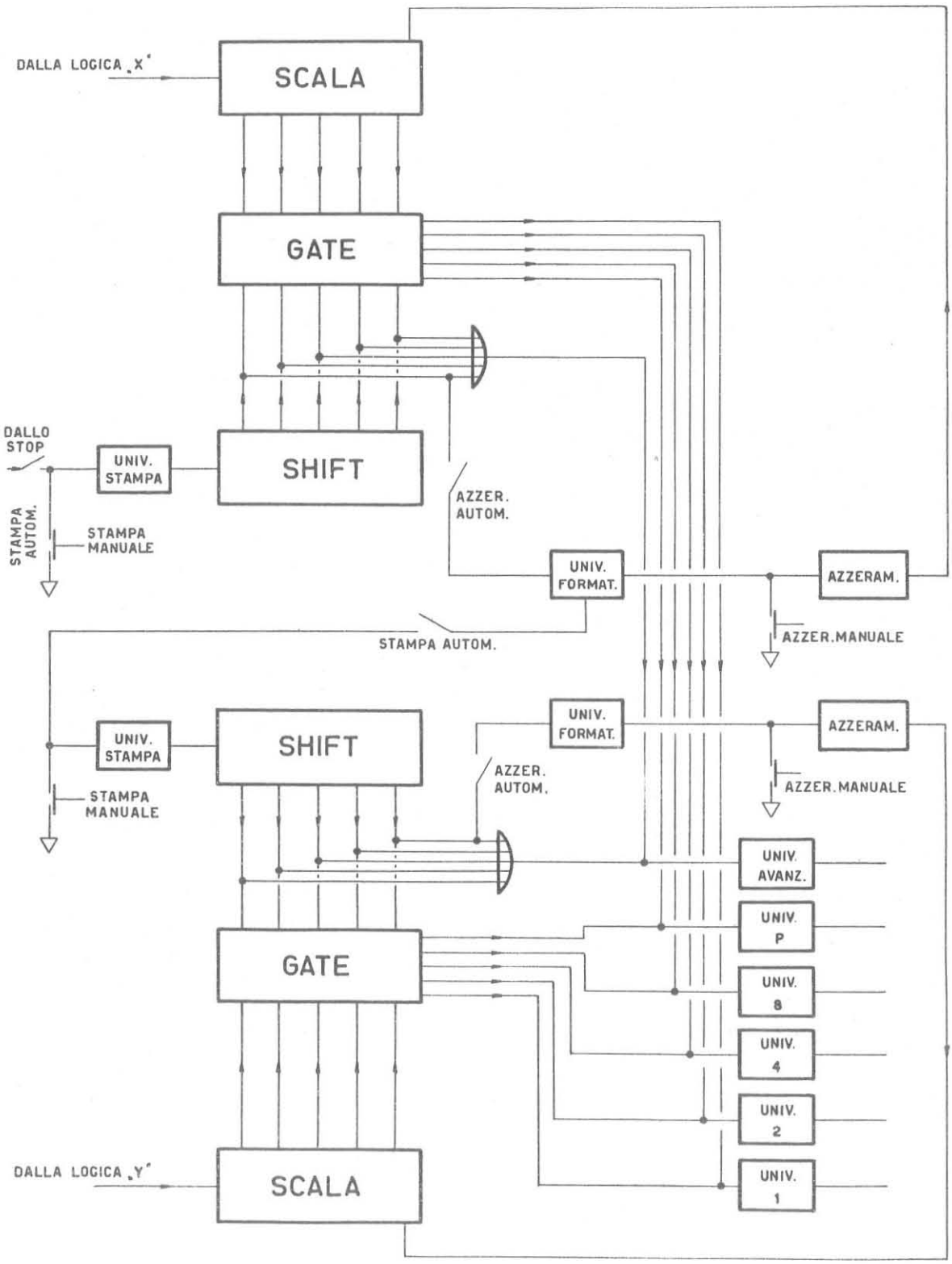


FIG. 7

MATRICE DI CONVERSIONE BINARIO ⟶ DECIMALE

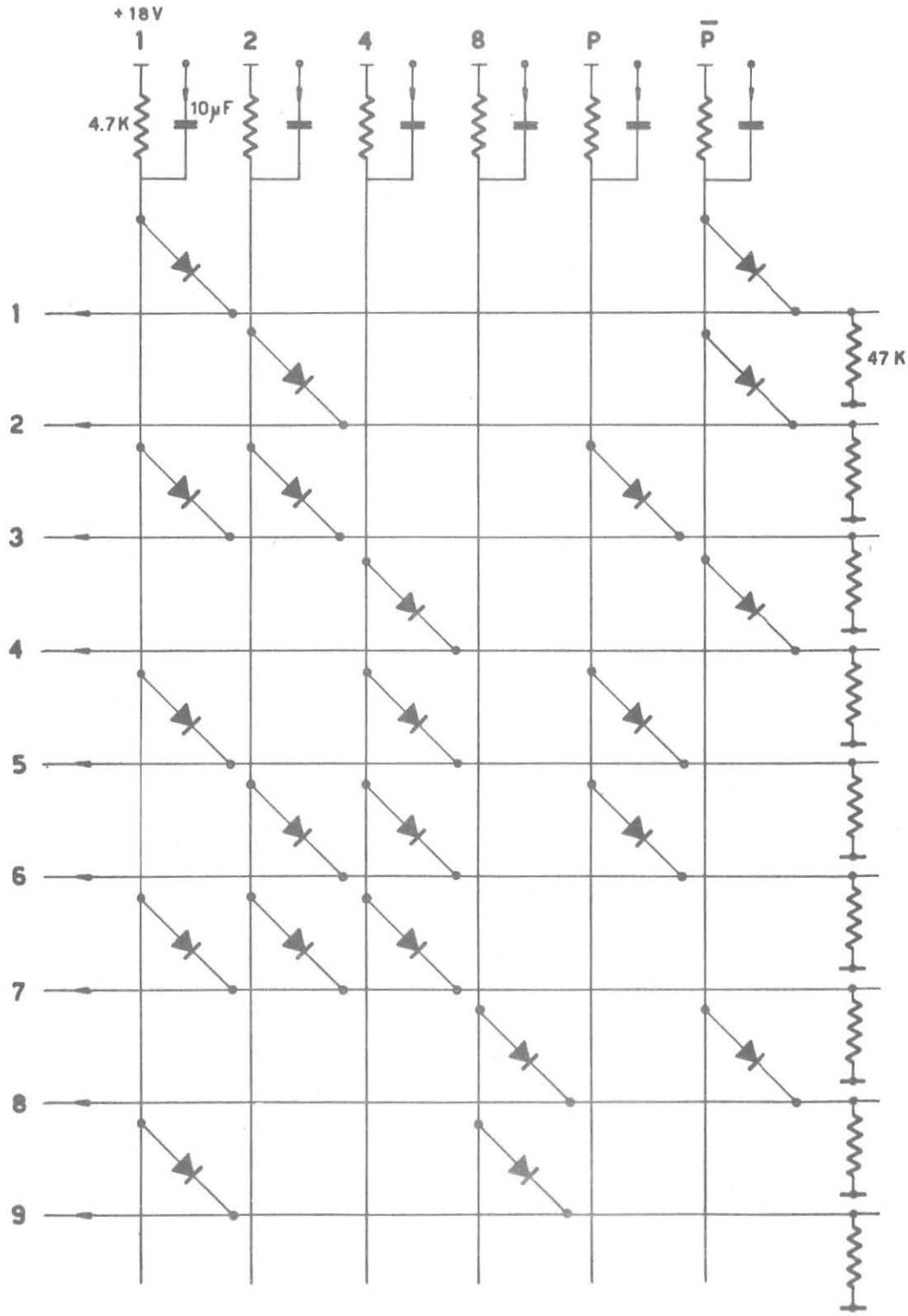


FIG. 8

MATRICE DI CONVERSIONE DECIMALE → BINARIO

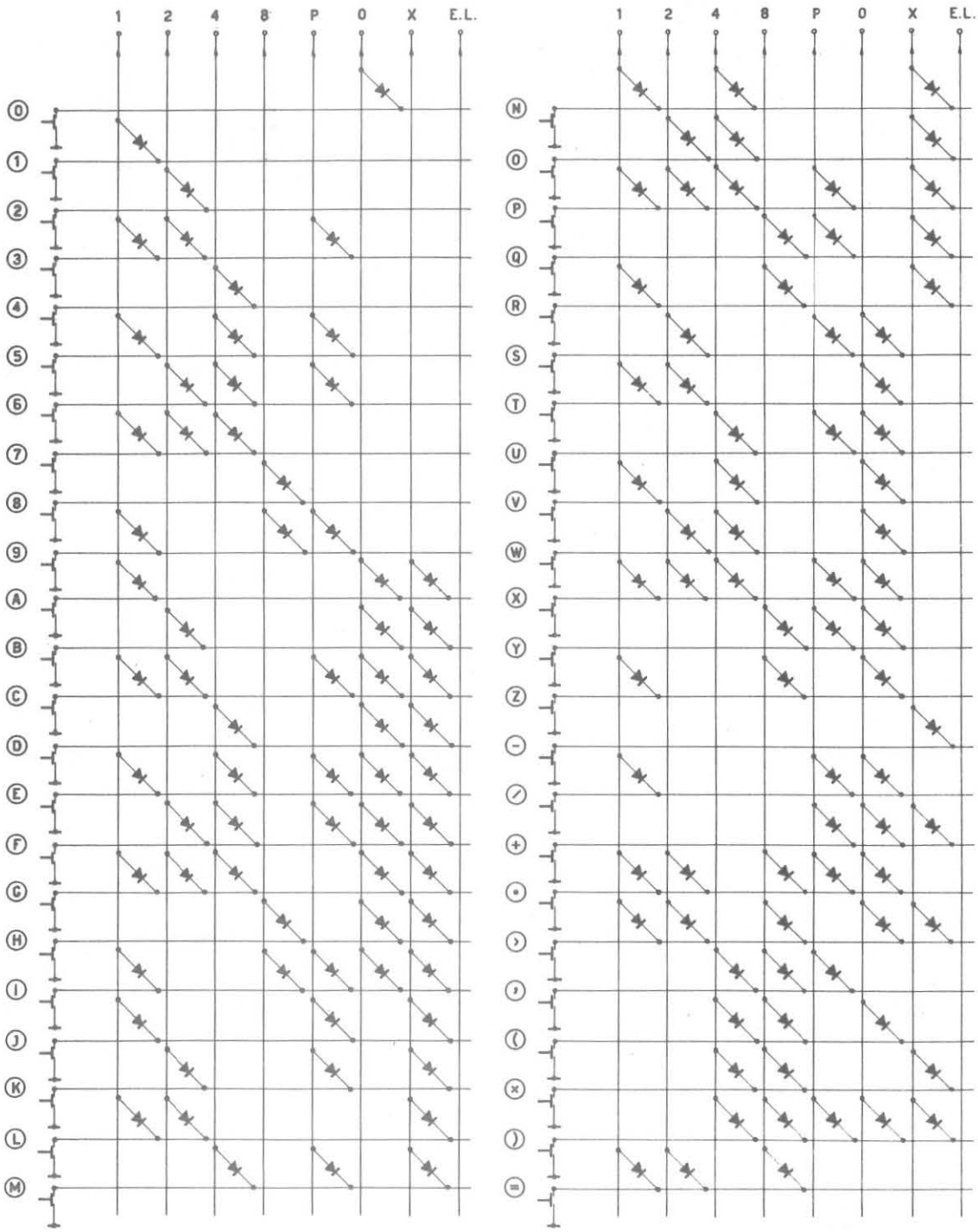


FIG. 9

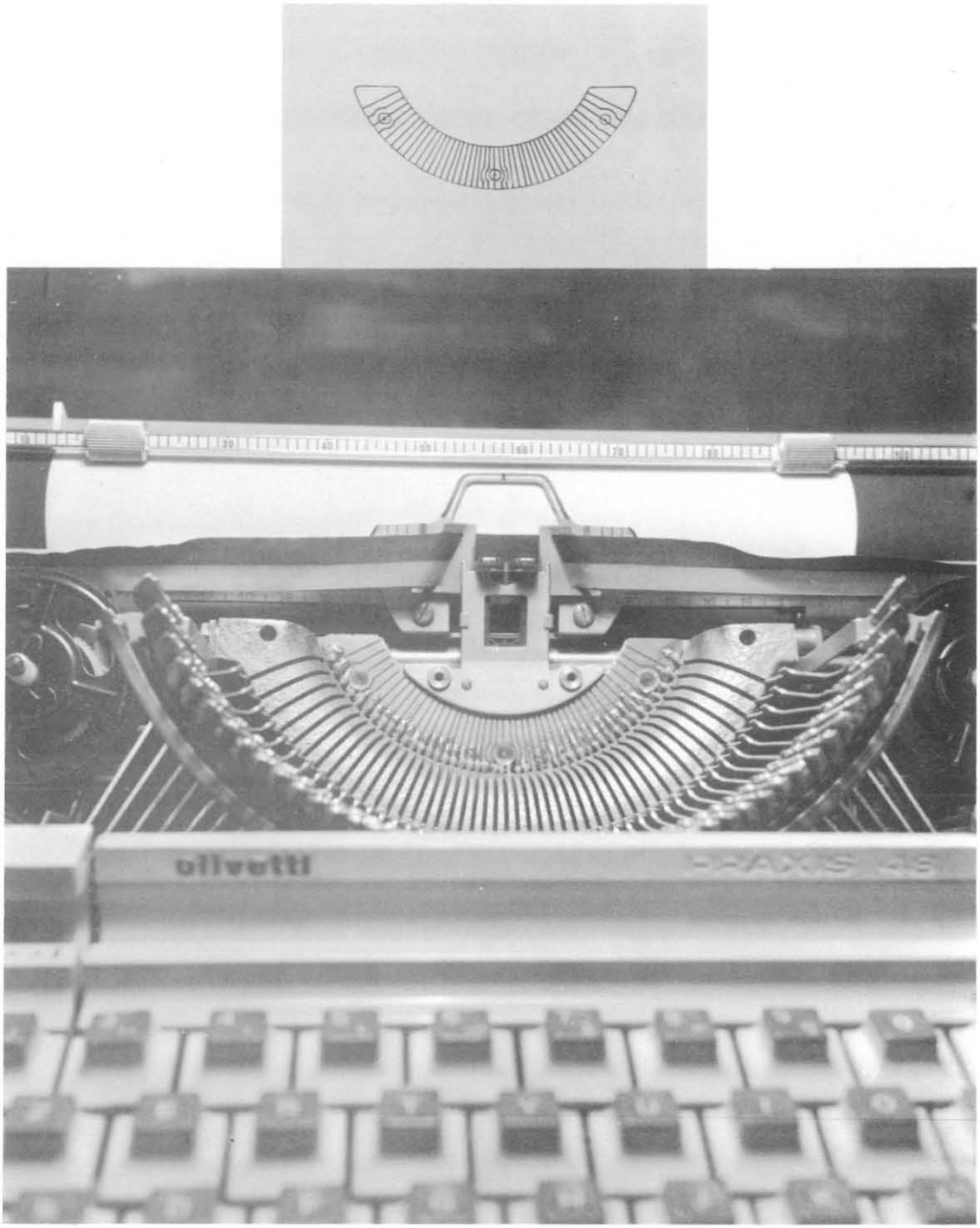


FIG. 10

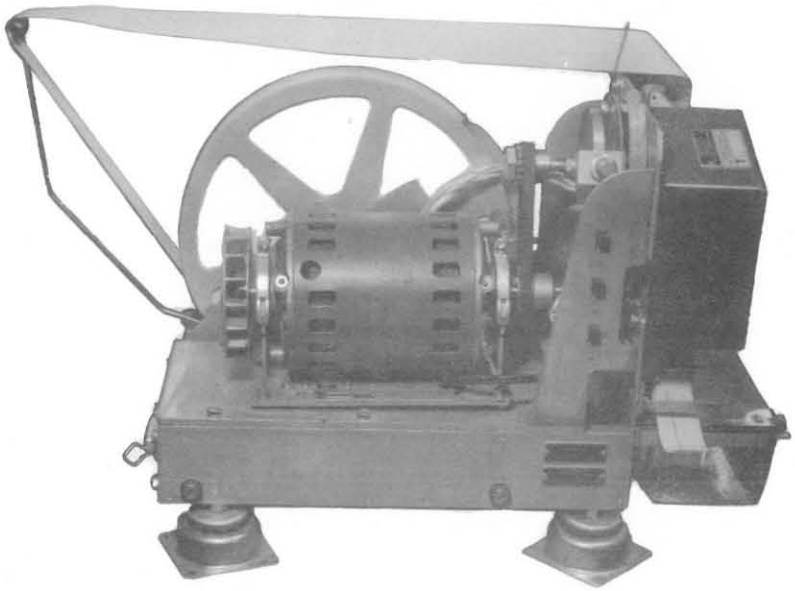
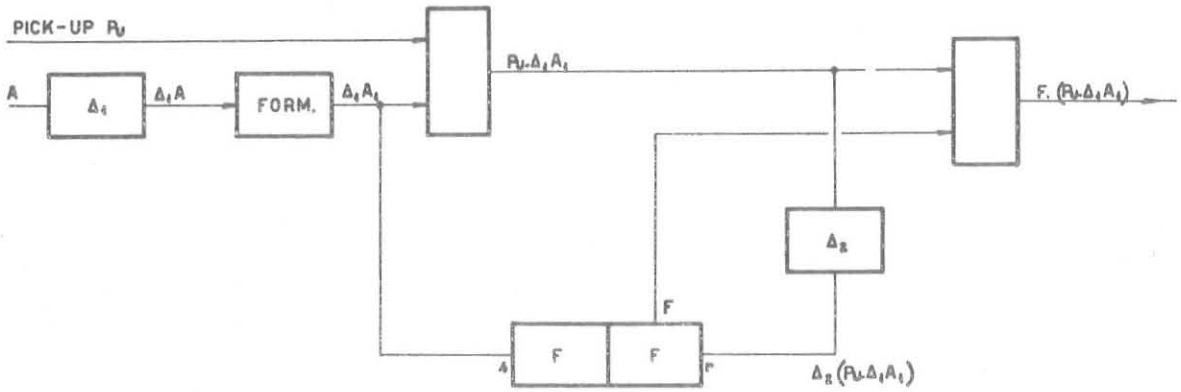


FIG. 11

LOGICA DI AVANZAMENTO



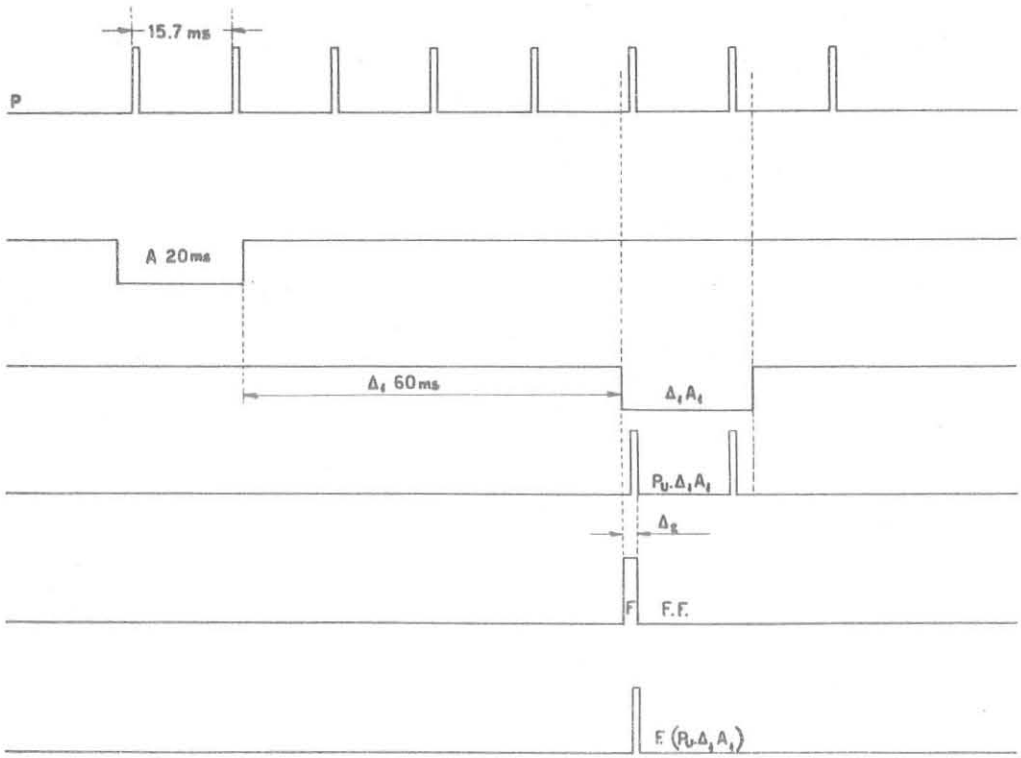


FIG. 12

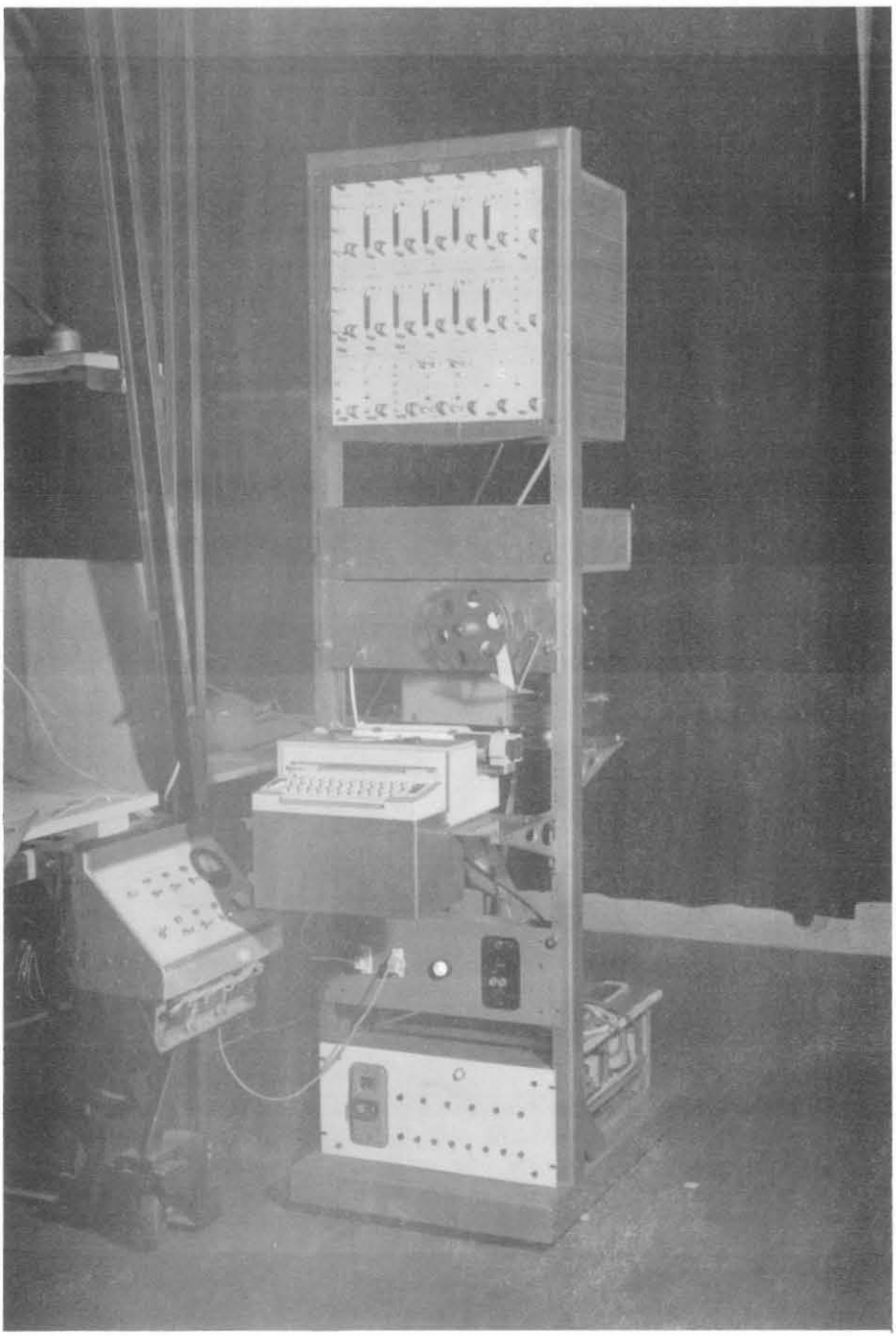
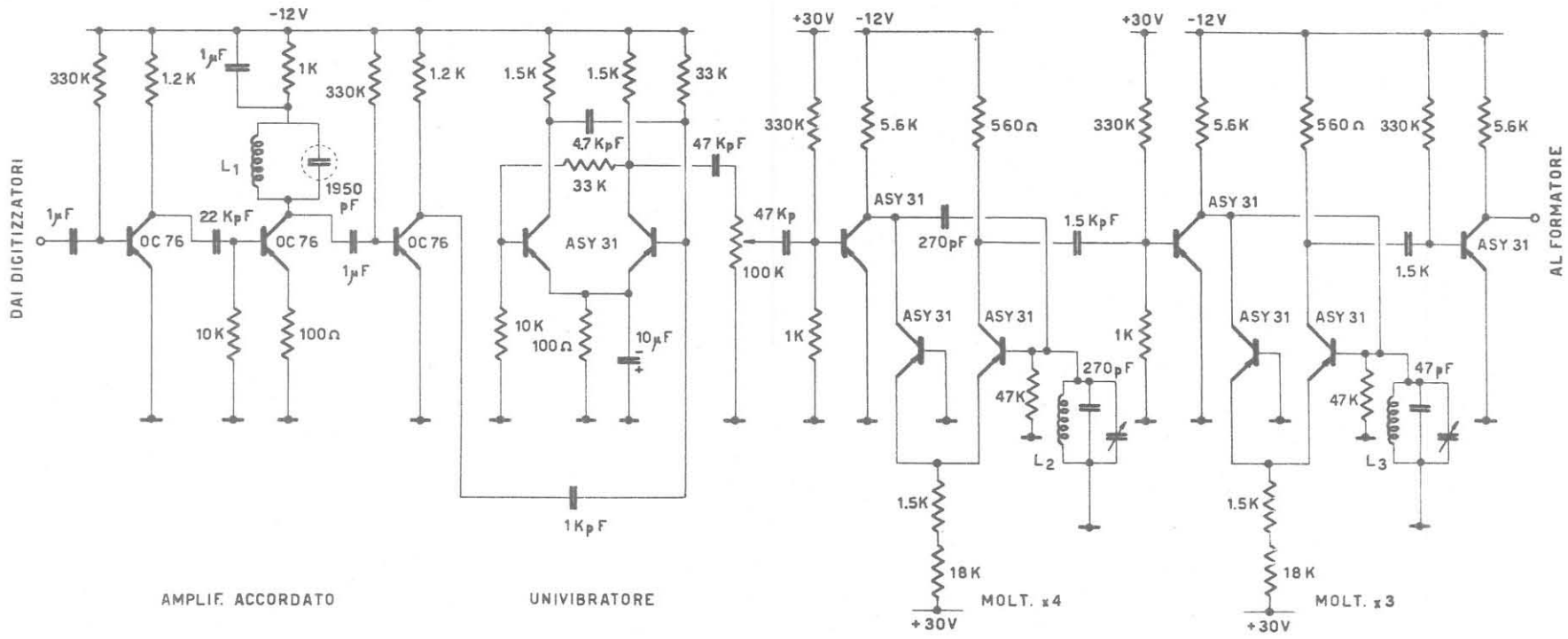


FIG. 13

AMPLIFICATORE ACCORDATO E MOLTIPLICATORE



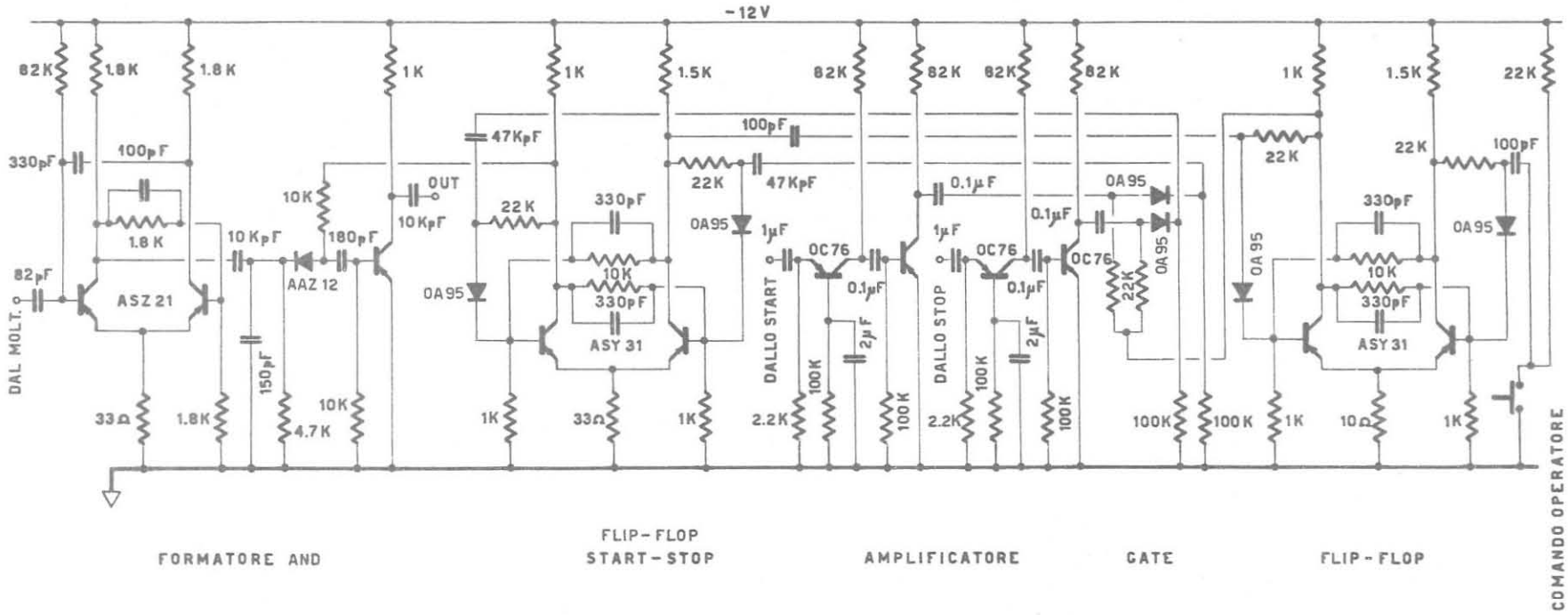
L_1 - FERRITE TIPO K 3.000.48 PHILIPS 244 SPIRE ϕ = 0,22 mm

L_2 - FERRITE TIPO K 3.000.48 PHILIPS 400 SPIRE ϕ = 0,15 mm

L_3 - FERRITE TIPO K 3.000.40 PHILIPS 237 SPIRE ϕ 0,10 mm

FIG. A1

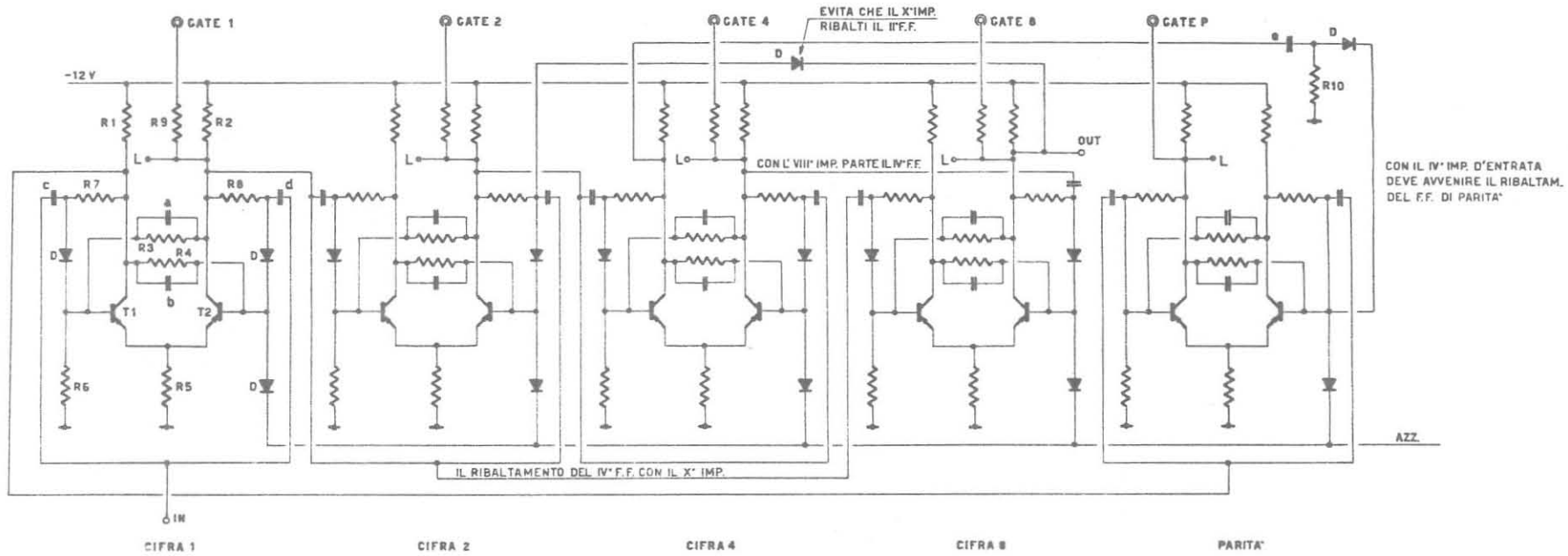
LOGICA D' INGRESSO



(OUT) QUESTA USCITA E' CONNESSA ALL' INGRESSO UNIVIBRATORE STAMPA X
SOLTANTO NELLE LOGICHE D' INGRESSO COORDINATA X

FIG. A2

DECADI CON INDICATORI



LENTE				RAPIDE			
R1	1.5 K	a	1 KpF	R1	1 K	a	220 pF
R2	1.5 K	b	1 KpF	R2	1 K	b	220 pF
R3	10 K	c	1.5 KpF	R3	10 K	c	100 pF
R4	10 K	d	1.5 KpF	R4	10 K	d	100 pF
R5	1000	e	1 KpF	R5	56	e	680 pF
R6	2.2 K	D	OA 95	R6	820	D	OA 95
R7	18 K	T1	OC 76	R7	22 K	T1	ASY 31
R8	18 K	T2	OC 76	R8	22 K	T2	ASY 31
R9	47 K			R9	47 K		
R10	18 K			R10	18 K		

	I	II	III	IV	P
0	− +	− +	− +	− +	− +
1	+ −	− +	− +	− +	+ −
2	− +	+ −	− +	− +	+ −
3	+ −	+ −	− +	− +	− +
4	− +	− +	+ −	− +	+ −
5	+ −	− +	+ −	− +	− +
6	− +	+ −	+ −	− +	− +
7	+ −	+ −	+ −	− +	+ −
8	− +	− +	− +	+ −	+ −
9	+ −	− +	− +	+ −	− +
10	− +	− +	− +	− +	− +

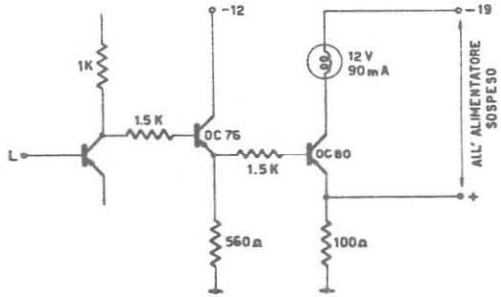


FIG. A 3

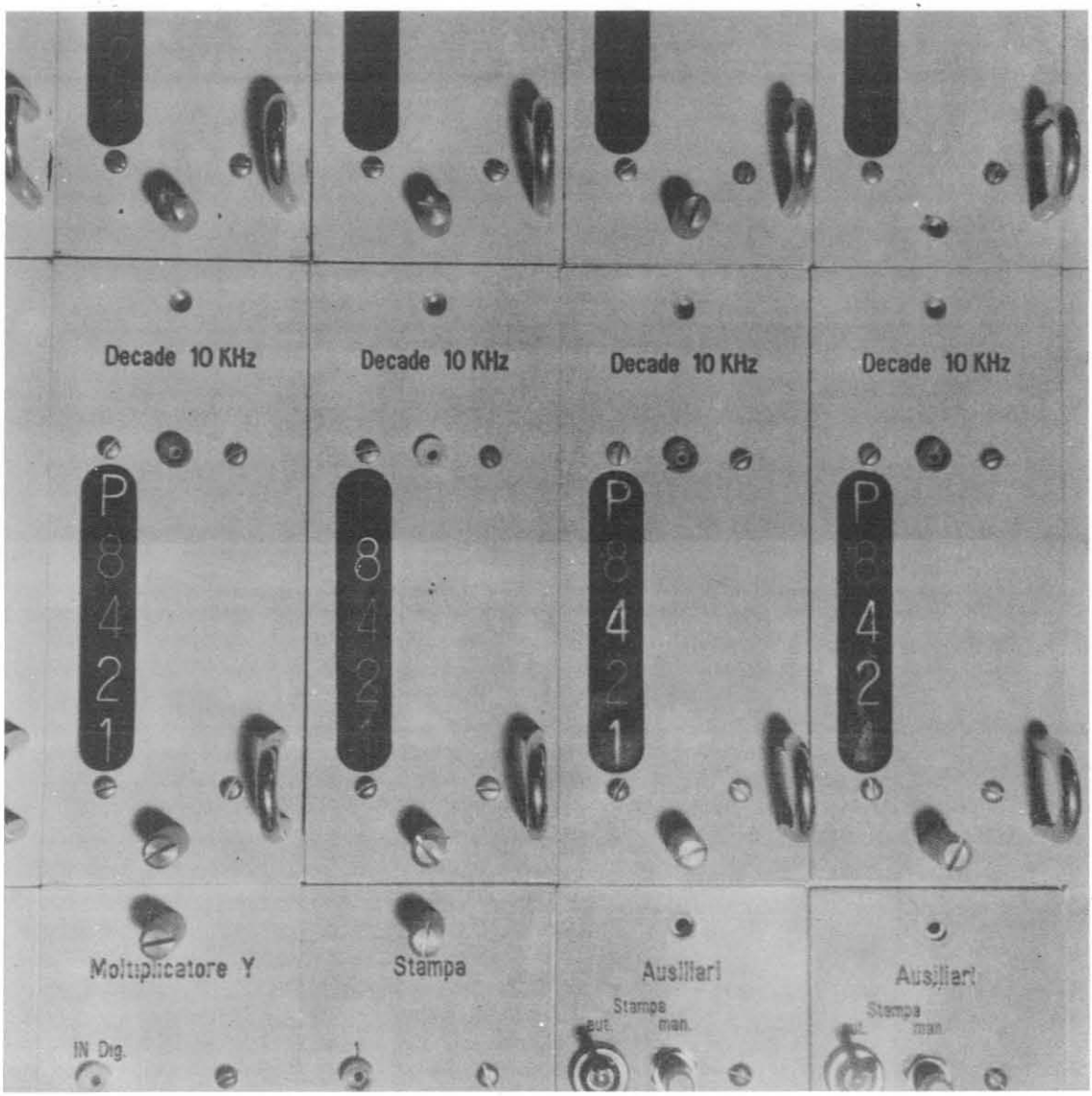

Decade 10 KHz
Decade 10 KHz
Decade 10 KHz
Decade 10 KHz
P
8
4
2
1
Moltiplicatore Y
Stampa
Ausiliari
Stampa
aut.
man.
Ausiliari
Stampa
aut.
man.
IN Dig.

FIG. A 3 bis

SHIFT REGISTER

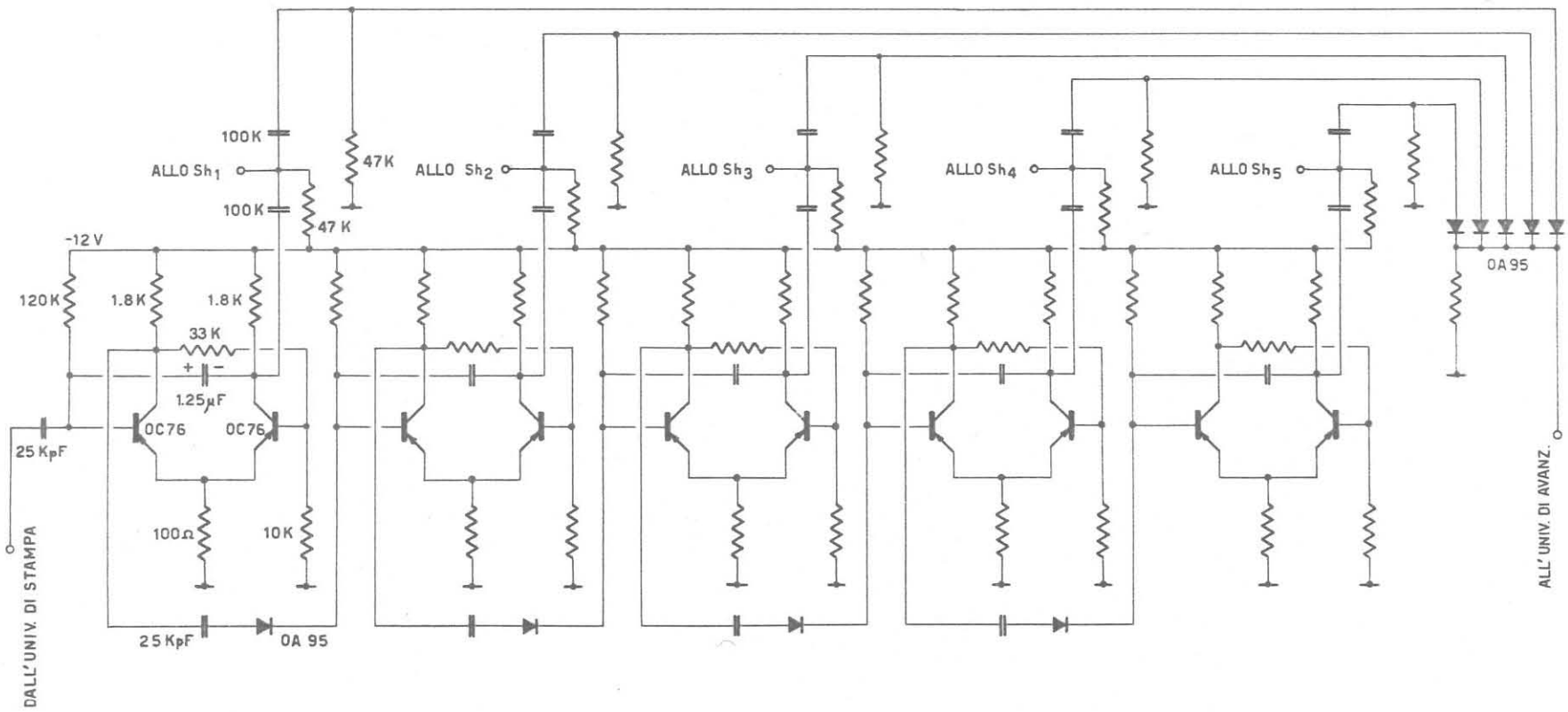
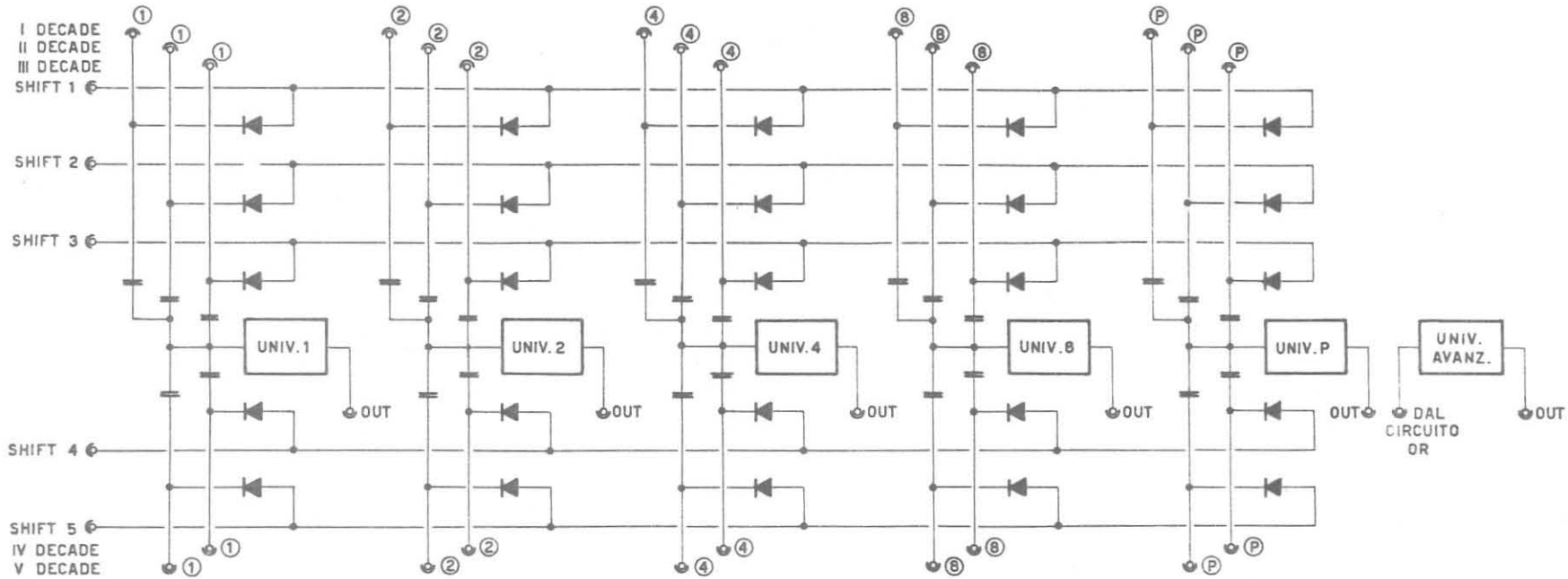
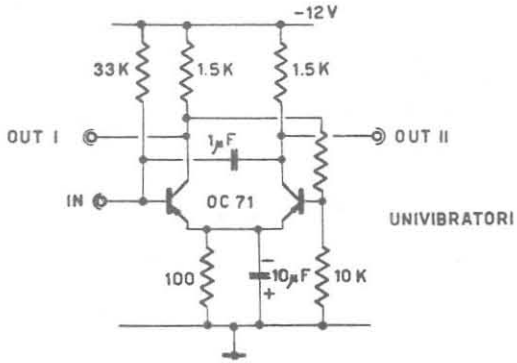


FIG. A4

GATE E UNIVIBRATORI DI SCRITTURA





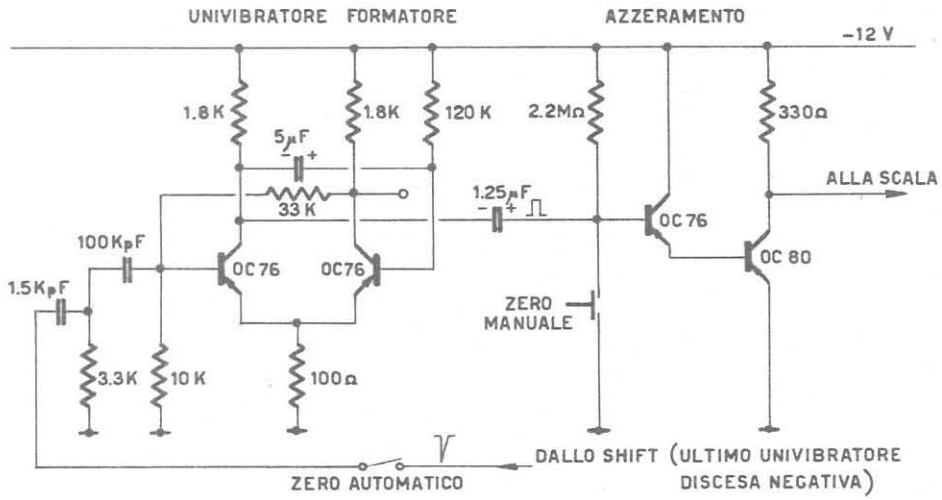
UNIVIBRATORI

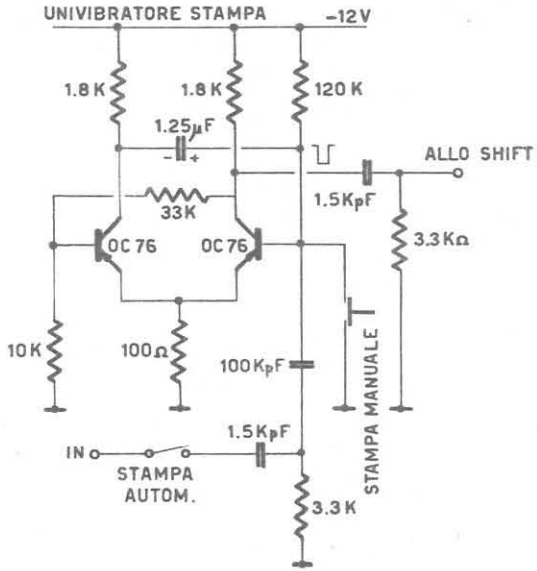
DIODI TIPO OA 95

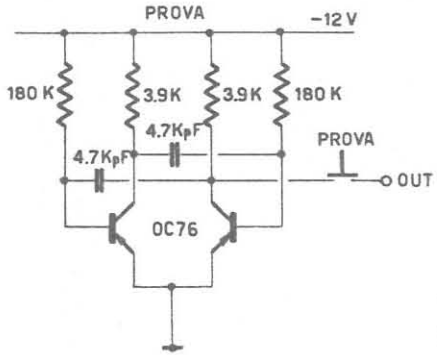
CONDENSATORI DA 100KpF

FIG. A 5

CIRCUITI AUSILIARI







PER UNIVIBRATORE STAMPA X L'IMPULSO PROVIENE DALLA LOGICA D'INGRESSO X
PER UNIVIBRATORE STAMPA Y L'IMPULSO PROVIENE DALL' UNIVIBR. FORM. AZZ. Y

FIG. A 6

COMANDO RELE'

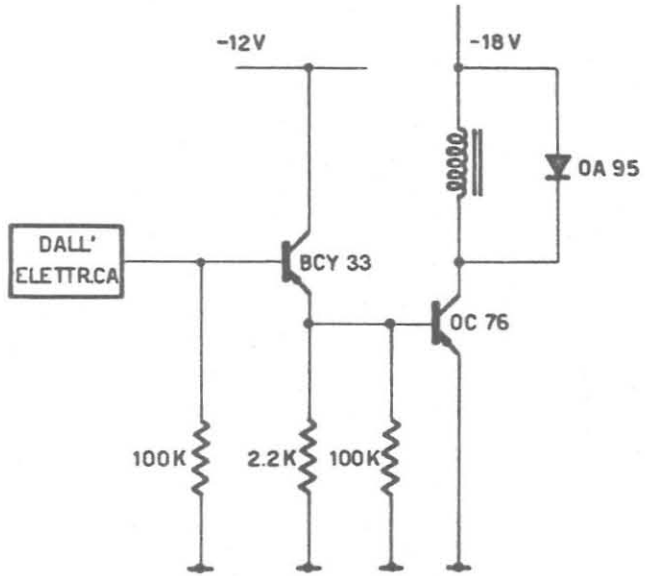


FIG. A 7

RELE' DI PERFORAZIONE

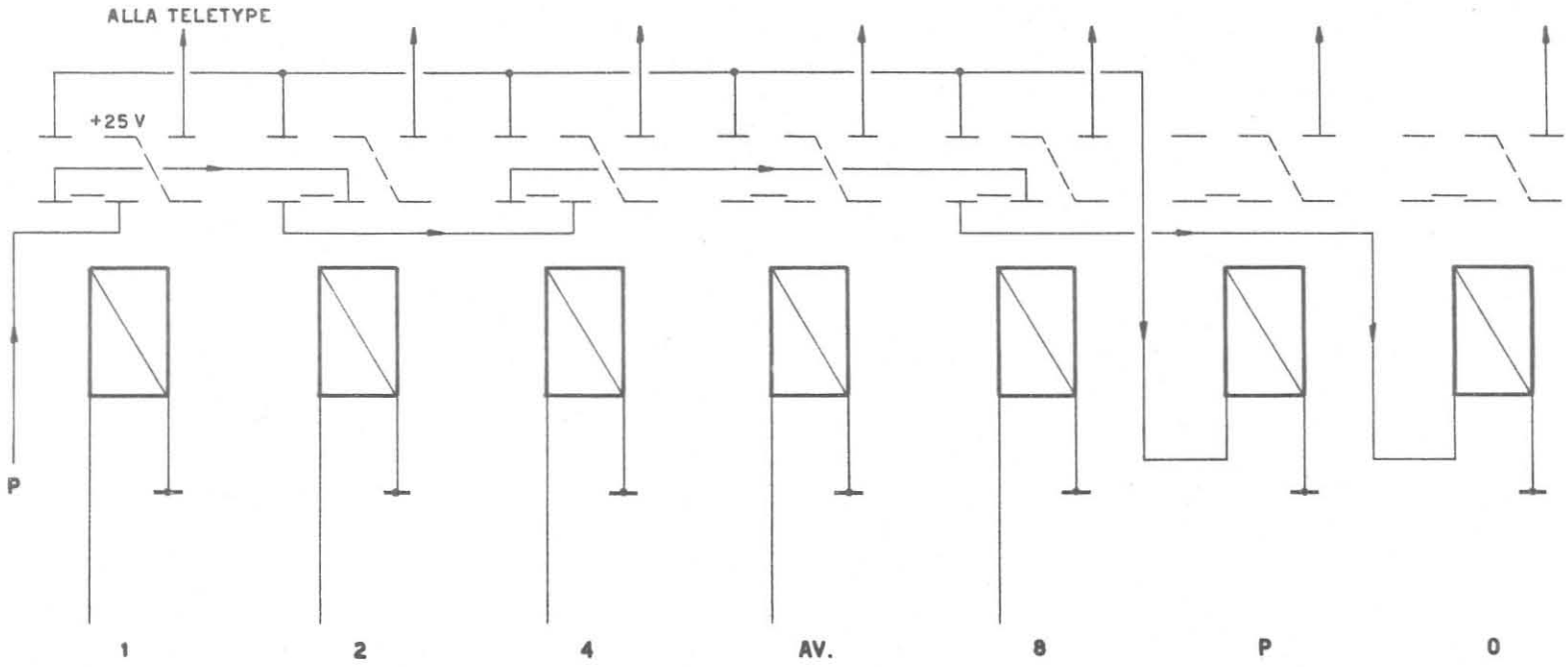
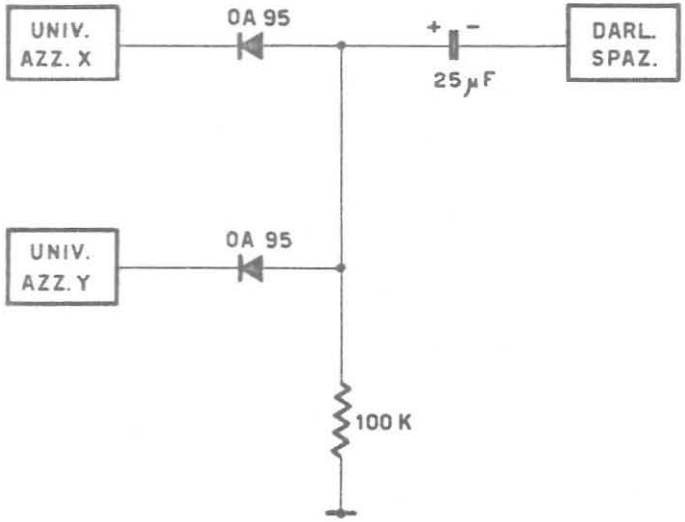


FIG. A 8

"OR" SPAZIATURA



"OR" AVANZAMENTO

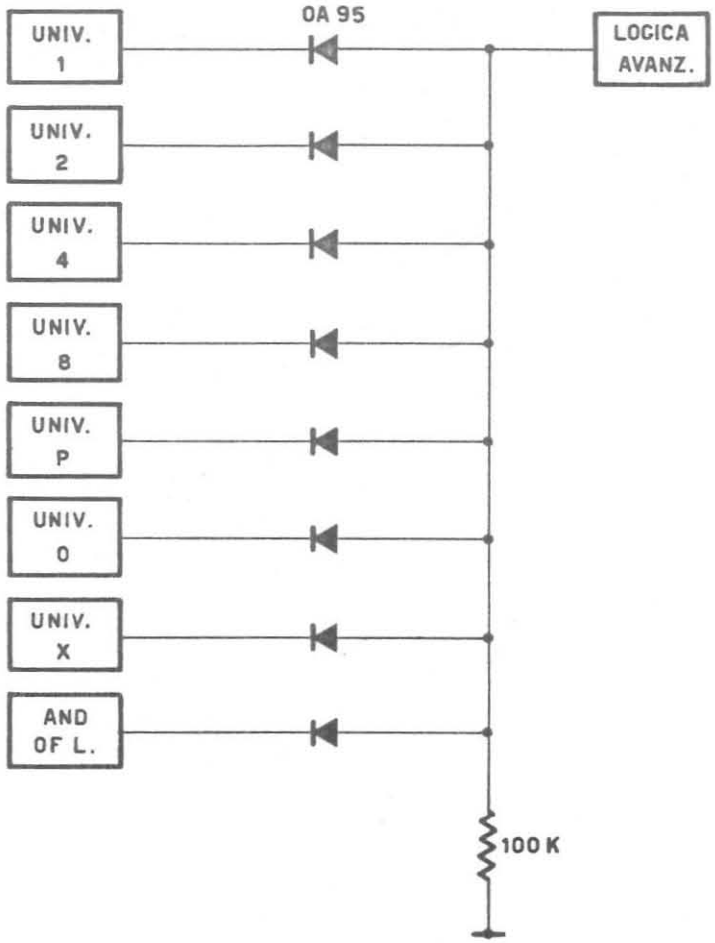
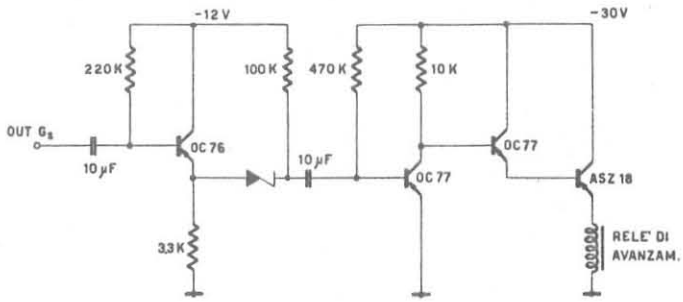


FIG. A 9

AMPLIFICATORE DI AVANZAMENTO



LOGICA DI AVANZAMENTO

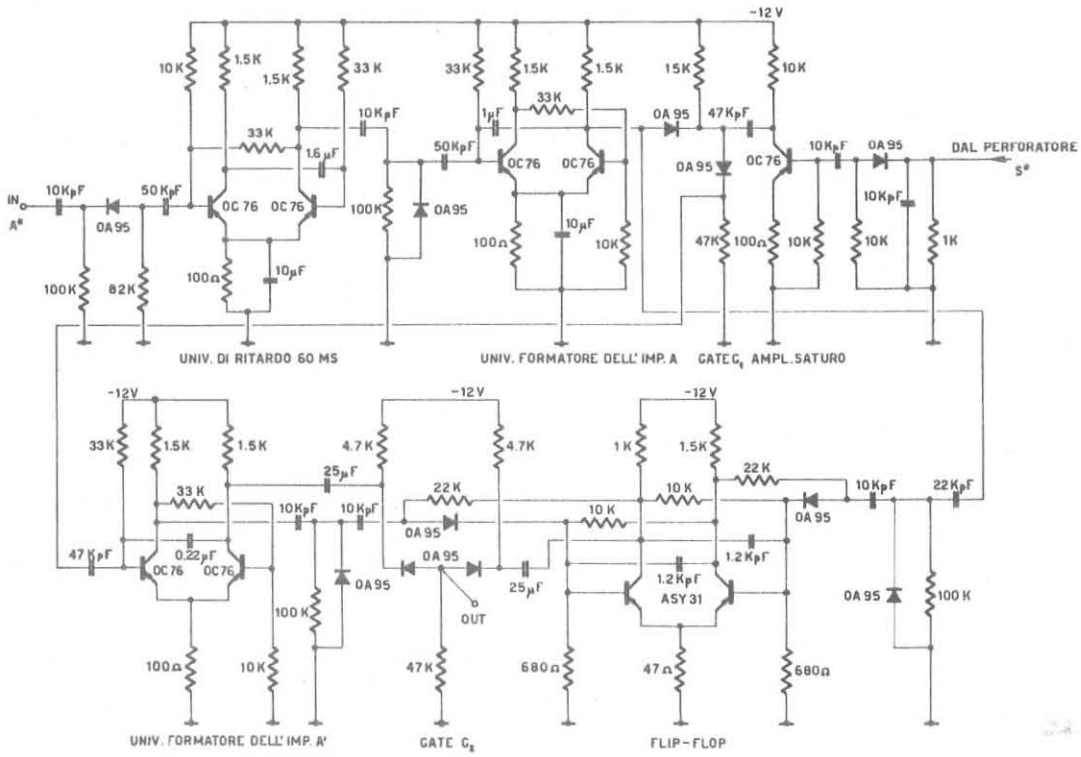
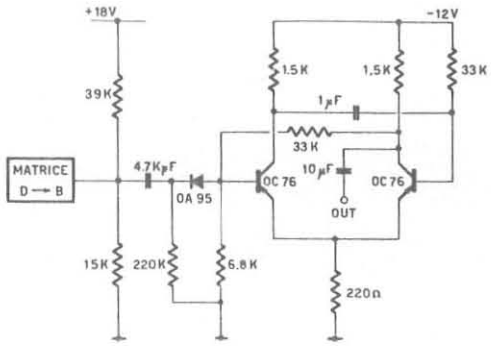
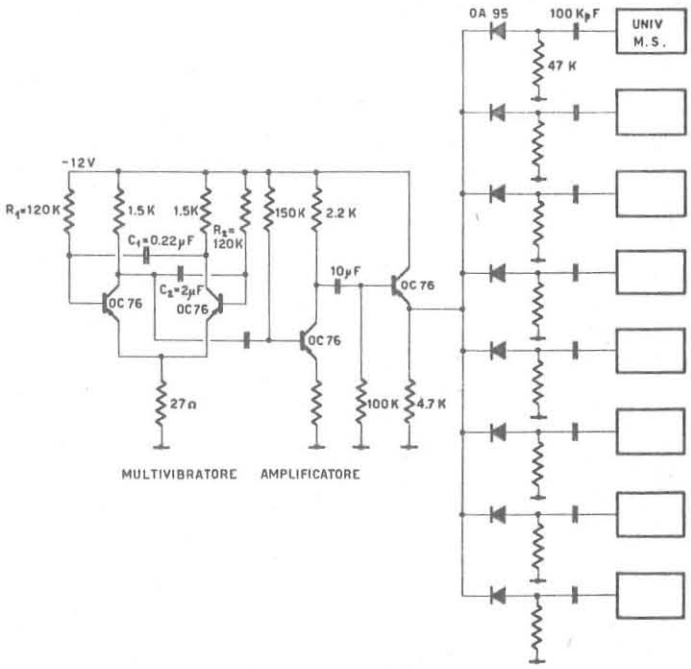


FIG. A 10

UNIVIBRATORE MACCHINA DA SCRIVERE



CODA



COMANDO MAGNETI MACCHINA DA SCRIVERE

ELIMINAZIONE DELL'ANTIPARITA' TRAMITE IL '7'

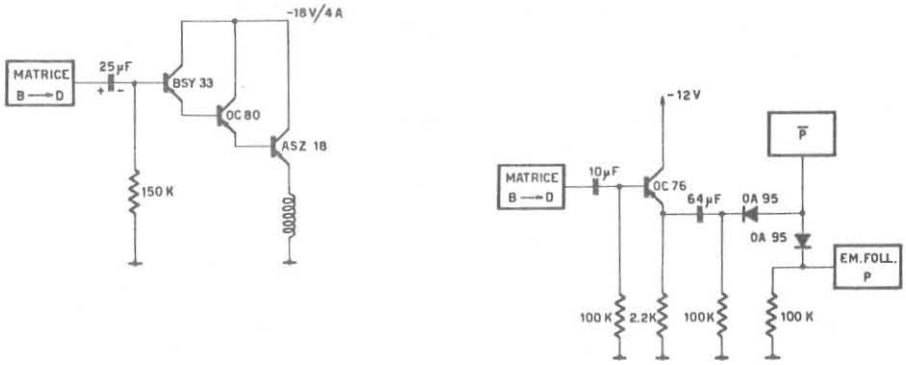


FIG. A11

"LUCIOLE" - UN DIGITIZZATORE
PER LA MISURA DELLE FOTOGRAFIE DI CAMERA A SCINTILLA

di

A. VASCOTTO

Seminario 21 Dicembre 1966

1. - Introduzione 61

2. - "Luciole" - Parte analogica 62

3. - Digitizzazione analogica campionata 64

4. - "Luciole" - Operazione di controllo 69

Appendice 71

1. - INTRODUZIONE

"Luciole" ([1,2,3,4]) è un'apparecchiatura che permette di eseguire automaticamente la lettura di fotografie di camere a scintille a mezzo di un tubo a raggi catodici; tali informazioni vengono digitizzate, i dati vengono inviati ad un calcolatore in linea.

Nello schema a blocchi di "Luciole" (Fig. 1), si possono distinguere una parte analogica, una parte digitale ed una parte ottico-meccanica.

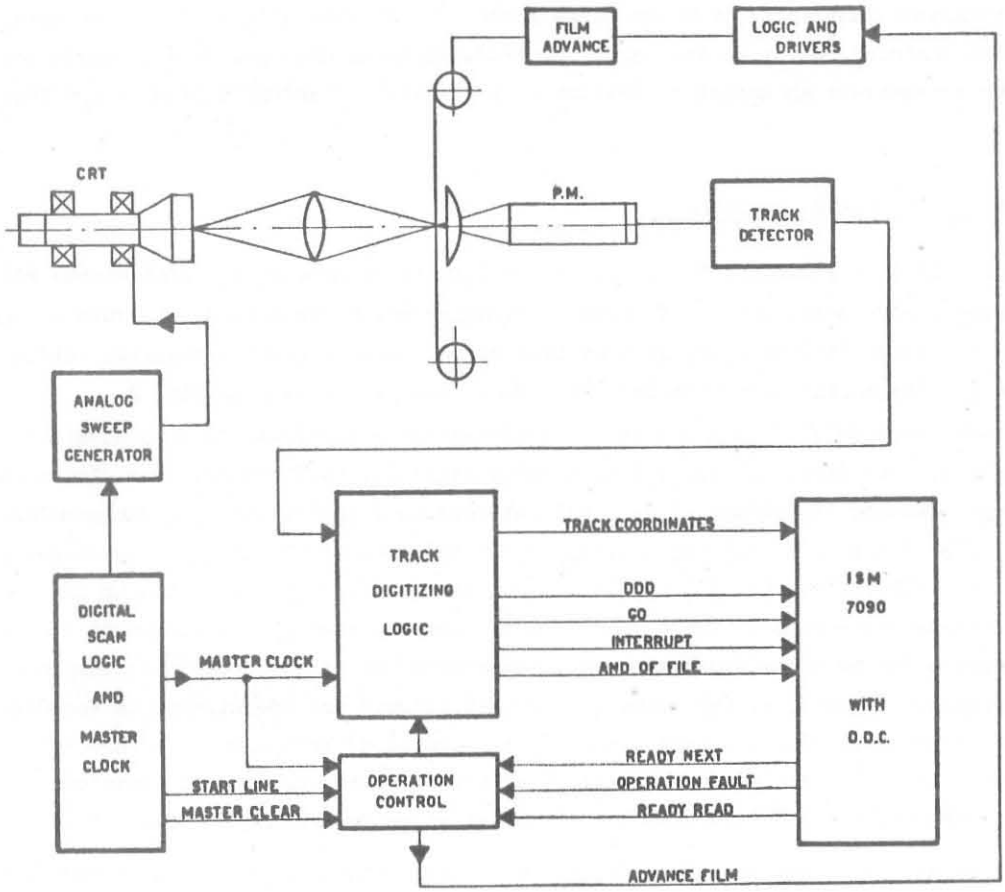


FIG. 1 - " Luciole" - Schema generale a blocchi.

---

[1]) H. Anders, D. Maeder, D. Wiskott, Nucl. Instr. and Meth. 20, 414 (1963) - A preliminary study of a cathode-ray tube device for scanning spark chamber photographs.

[2]) H. Anders, T. Lingjaerd, J.A. Wilson and D. Wiskott, "Luciole" - CERN 63 - 34, 259, Oct. 1963.

[3]) T. Lingjaerde, "Luciole" Digitizing Logic Proposal - DD/DA/63/2 - Aug- 1963.

[4]) T. Lingjaerde, Brief discription of the "Luciole" digitizing process and computer format - DD/DA/63/1 - Aug. 1963.

La parte analogica è preposta alla produzione, su di un tubo a raggi catodici (CRT), di una scansione di tipo televisivo. La traccia del pennello luminoso del CRT percorre un quadro lungo righe successive. La sua immagine viene proiettata sulla fotografia. La luce viene raccolta su un fotomoltiplicatore il cui segnale d'uscita permette di riconoscere se in quel punto la pellicola è bianca o nera.

E' la parte ottico-meccanica che provvede alla trasmissione della luce sul film e dal film al fotomoltiplicatore; inoltre esegue il trascinamento del film stesso, qualora la scansione sia terminata.

Il complesso digitale si può dividere in una parte che esegue la digitizzazione dei dati raccolti dal fotomoltiplicatore, provvedendo ad inviarli direttamente al calcolatore senza immagazzinamento intermedio, e in una parte incaricata di controllare il funzionamento complessivo della macchina. Quest'ultima parte provvede anche al dialogo con il calcolatore, necessario per trasmettere gli ordini di lettura e per ricevere l'autorizzazione a procedere.

2. - "LUCIOLE" - PARTE ANALOGICA

L'analisi di una fotografia di camera a scintille viene eseguita proiettando sulla fotografia stessa, per mezzo di un obiettivo, l'immagine della traccia di un tubo a raggi catodici. La scansione di tale tubo, di tipo televisivo, cioè a righe successive adiacenti, è prodotta tramite bobine di deflessione. Lo schema generale è dato in Fig. 2.

L'esecuzione della figura sul CRT è completamente controllata da un orologio di frequenza 1.38 Mc/s, che invia gli impulsi alla parte digitale; tali impulsi sono divisi dallo stesso orologio secondo le potenze di 2. A noi interessano l'undicesima e la ventunesima. Infatti, ogni 2048 (ossia 2^{11}) impulsi d'orologio, viene comandato l'inizio della scansione di riga ed ogni 2.097.152 (ossia 2^{21}) impulsi d'orologio (1.024 righe) si inizia un quadro. In effetti le righe lette sono in tutto 768. Il tempo corrispondente alle rimanenti 256 (dark period), pari a 350 ms viene impiegato per il trasporto del film. Contando il numero di linee in un contatore binario, si può conoscere ad ogni istante una coordinata, la coordinata X. Un secondo contatore binario conta gli impulsi d'orologio. Esso è messo a zero alla fine di ogni linea. La coordinata F della traccia è allora ottenuta leggendo il contatore durante lo spazzolamento. Il tempo complessivo per l'analisi di un fotogramma è circa 1.5 sec.

Gli impulsi dell'orologio fanno scattare dei generatori di rampa, che a loro volta pilotando due amplificatori di potenza. Questi ultimi generano una corrente avente l'intensità e l'andamento tali da pilotare le bobine di deflessione in modo che lo spostamento della traccia sia lineare nel tempo.

Ci sono altre tre bobine, percorse da corrente costante, il cui scopo è di:

a) focalizzare il fascio di elettroni (al centro dello schermo);

b) correggere lo spostamento dal centro dello schermo, che si ha dopo la focalizzazione;

c) correggere la deformazione della traccia dovuta ad astigmatismo.

Un'altra bobina è preposta alla rifocalizzazione dinamica. In essa viene inviata una corrente proporzionae ad $x^2 + y^2$ (ottenuta con un generatore di funzione). In tal modo si corregge la defocalizzazione proporzionale al quadrato della distanza dal centro dello schermo

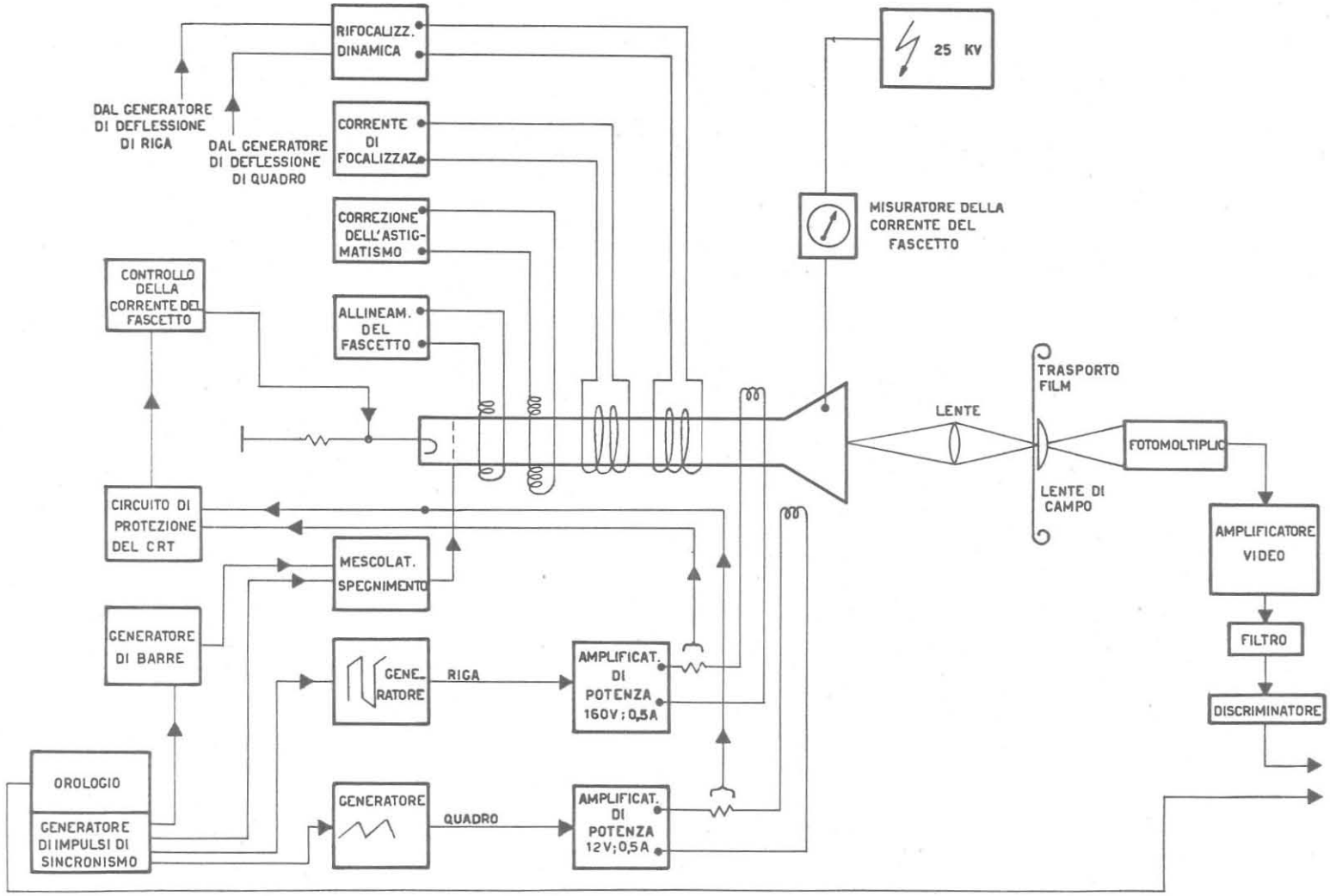


FIG. 2 - "Luciole" - Schema della parte analogica.

dovuta al fatto che lo schermo è piano.

Infine la distorsione a cuscino, dovuta pur essa al fatto che lo schermo è piano, viene ridotta impiegando quattro magnetini prossimi allo schermo del CRT, che vengono disposti per tentativi nella posizione migliore.

La corrente di catodo del CRT viene stabilizzata affinchè la luminosità sia costante, e viene interdetta nel caso manchino le scansioni, per evitare un danneggiamento del tubo. La prima griglia viene controllata dagli impulsi di inizio delle scansioni, in modo da spegnere la traccia durante i ritorni, ed eventualmente da un generatore di barre (test pattern generator), usato in fase di prova, il quale nel nostro caso fa apparire sullo schermo una scacchiera.

Come si è detto le due scansioni, verticale ed orizzontale, sono strettamente legate tra loro in quanto vincolate alla sequenza prodotta dall'orologio. La scansione avviene con continuità e non può essere nè arrestata nè modificata in velocità, ampiezza, numero di righe.

Ciò, se da un lato limita la versatilità del sistema, dall'altro assicura una grande stabilità nello spazzolamento del quadro, il che permette una valutazione molto precisa delle distorsioni.

In pratica la misura di tali distorsioni viene effettuata esaminando la fotografia di un reticolo di cui si conoscono con esattezza le coordinate dei vertici; è stato trovato che è sufficiente ripeterla ogni ora, per assicurare la bontà dei dati ottenuti.

La luce proveniente dal film viene dispersa uniformemente sul catodo di un fotomoltiplicatore, che invia i segnali ad un amplificatore. Esso serve anche a correggere le distorsioni del segnale dovute alla persistenza dell'immagine sul CRT ([5]). A questo scopo il segnale viene derivato, ed una frazione di questa derivata viene sommata al segnale originario. Dopo l'amplificatore si trova inoltre un filtro, avente lo scopo di togliere il rumore di fondo ([6]). Tale filtro è stato calcolato in modo da sfasare tutte le frequenze di uno stesso tempo al fine di non creare nuove fonti d'errore. Il segnale così trattato viene trasmesso ad un discriminatore che permette di distinguere il nero dal bianco.

La parte digitale è collegata a quella analogica dai segnali seguenti (vedi Fig. 1).

a) segnale (P.M.) del fotomoltiplicatore, elaborato dall'amplificatore, dal filtro e dal discriminatore;

b) Master Clock (cl), che è l'impulso tramite il quale sono sincronizzate tutte le funzioni, sia della parte logica che di quella digitale;

c) Start Line ($\bar{d}$), cioè l'impulso che indica alla parte digitale l'inizio di una riga;

d) Master Clear (m), cioè l'impulso che azzera tutta la logica al termine della scansione del quadro.

[5]) H. Anders, T. Lingjaerde and D. Wiskott, "Luciole", a cathode-ray tube flying spot digitizer for measurement of spark chamber pictures - Colloque International sur l'électronique nucleaire - 3.Paris 1963 - Vienne A.J.E.A., 1964, p. 349.

[6]) B. Stumpe - Comunicazione privata.

3. - DIGITIZZAZIONE ANALOGICA CAMPIONATA

A) Principio generale.

Per quanto concerne la coordinata verticale X (numero di linee spazzolate) essa è letta al termine di ogni linea, eccettuato il caso in cui questa sia completamente vuota. Per quanto concerne le coordinate orizzontali (denominate F) delle tracce, "Luciole" non le fornisce direttamente al calcolatore. Ciò allo scopo di limitare il numero di dati forniti nel caso di numerose tracce, e di evitare così l'uso di una grossa memoria di transito intermedia tra l'apparecchio ed il calcolatore.

Il procedimento di lettura di ogni riga è il seguente: il segnale proveniente dal discriminatore entra in coincidenza con gli impulsi dell'orologio. In tal modo il segnale stesso viene digitizzato (Fig. 3).

A causa dei tempi di salita finiti del segnale, è possibile che qualche impulso uscente della coincidenza risulti di ampiezza inferiore. Poichè tali impulsi devono simultaneamente pilotare diverse parti della logica, può accadere che per alcune di esse non venga superato il livello di soglia. Per evitare che questo si verifichi viene impiegato il flip-flop L (Fig. 4). Dalla coincidenza del segnale PM del discriminatore con gli impulsi dell'orologio, L viene messo in posizione 1; dall'anticoincidenza del segnale PM con gli impulsi dell'orologio, L viene riportato in posizione 0 (Fig. 3).

Tutti i circuiti logici fanno riferimento allo stato di L per quel che riguarda la presenza di tracce, evitando così qualsiasi incertezza.

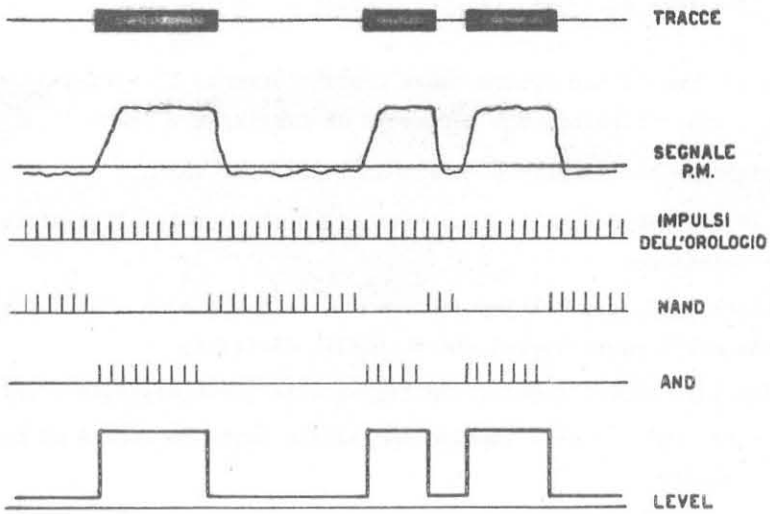


FIG. 3 - Digitizzazione delle tracce.

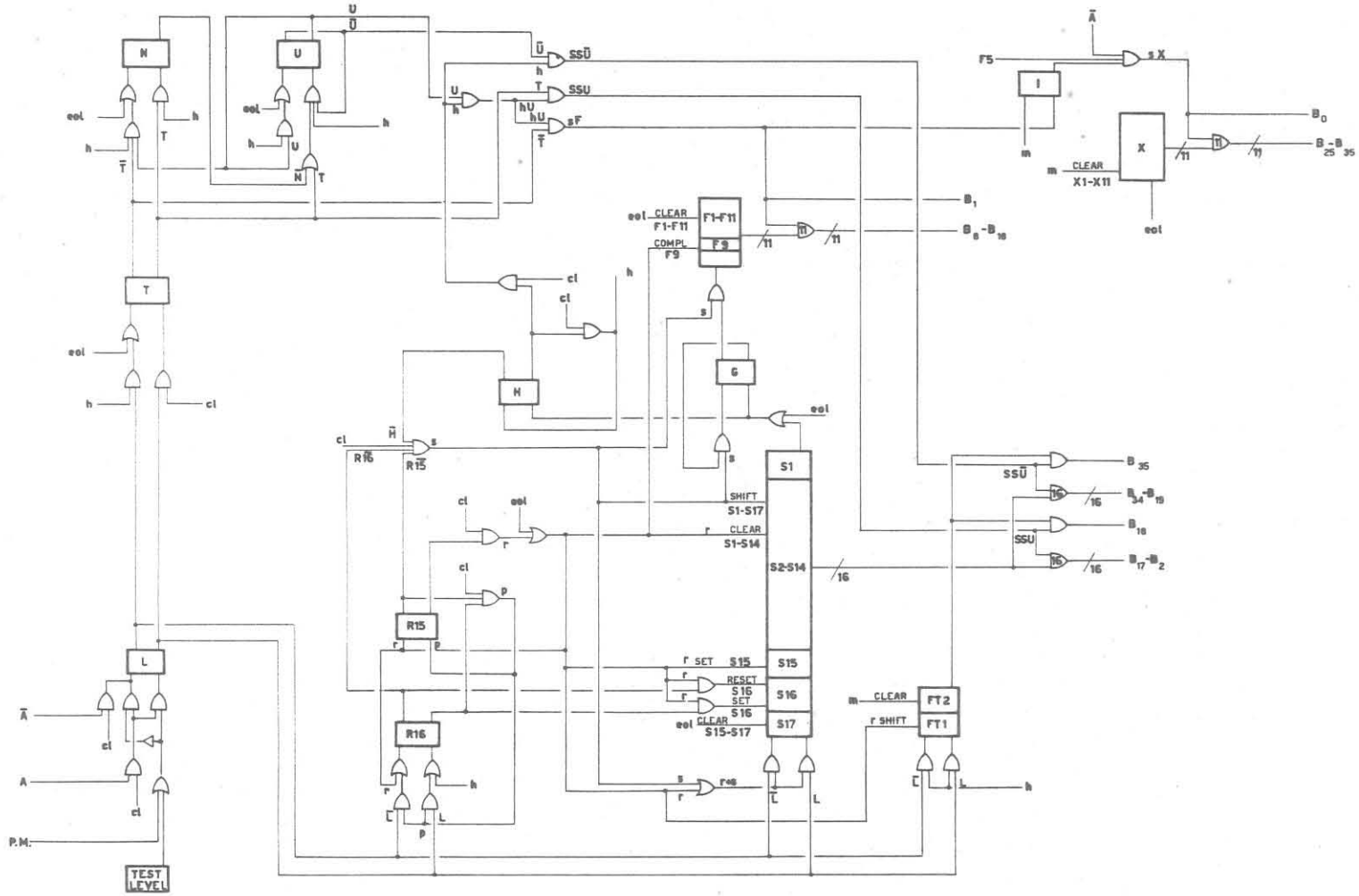


FIG. 4 - "Luciole" - Logica di digitizzazione.

Ogni riga viene analizzata con continuità secondo segmenti corrispondenti a 17 impulsi di orologio. La rappresentazione di un tale segmento di riga passa in un shift register, cioè in una memoria in cui, ad ogni impulso dell'orologio, il contenuto si sposta di una locazione, sempre nel medesimo verso. Tale memoria è costituita da una serie (S) di 17 flip-flop (S_1 ... S_{17}) (Fig. 4). Ad ogni impulso dell'orologio, S_1 assume lo stato di L, mentre il contenuto di S_1 passa in S_2, quello di S_2 in S_3 e così via. Dopo i 17 impulsi lo shift register contiene una rappresentazione del segmento analizzato.

Il contenuto dello shift register (se non è costituito unicamente da zeri) viene immagazzinato nella seconda metà di una memoria di transito (buffer) di 34 + 2 cifre binarie (bits), corrispondente alla seconda metà di una parola (la parte meno significativa dal punto di vista del calcolatore IBM 7090). La sequenza successiva viene immagazzinata nella prima metà della medesima parola. Dopodichè la parola, completa di 36 bits, passa nel calcolatore. Le successive mezze parole si sistemano nella seconda parte e nella prima parte della parola, alternativamente. Una tale sequenza di mezze parole si arresta quando s'incontra una mezza parola composta di soli zeri.

Non appena un tratto di linea non contiene tracce, si utilizza lo spazio vuoto della mezza parola per inserirvi la coordinata dell'ultimo impulso analizzato, espresso come numero totale di impulsi di orologio contati dall'F-counter dall'inizio della linea di spazzolamento.

Il periodo di 17 impulsi viene determinato simulando la presenza di una traccia ogni 17 impulsi (falsa traccia), la quale compare nello shift register e regola la sequenza.

E' particolarmente interessante il processo d'analisi e immagazzinamento nel periodo tra la fine di una mezza parola e l'inizio di un'altra perchè:

a) la prima traccia effettiva non può esser letta, essendoci la falsa traccia;
b) lo schift register deve esser letto dal buffer;
c) talvolta anche l'F-counter deve esser letto dal buffer.

B) Funzionamento dello shift register.

Per comprendere il funzionamento dello shift register consideriamo la tavola della verità data in Tav. I.

La prima traccia che viaggia nello shift register, è falsa, e ciserve a riconoscere quando è terminata la mezza parola. Infatti, quando S_1 (flip-flop dello shift register in cui viene immagazzinato il primo bit della sequenza di 17, alla fine del periodo) diviene 1, H viene messo del pari nello stato 1, e così pure G. G in posizione 1 impedisce all'F-counter di contare. H in posizione 1 fa si che il prossimo impulso dell'orologio generi un impulso h, che, oltre a rimettere H nello stato 0 ($\bar{H}$) (per cui non ci potrà essere un altro impulso h, se non dopo 17 altri impulsi di orologio, compie varie funzioni, per la sua caratteristica essenziale di essere il primo impulso della catena di 17.

Il fatto che in corrispondenza dell'ultimo dei 17 impulsi di orologio, H venga messo in posizione 1, oltre che permettere la produzione di h, impedisce la produzione di s

(impulso che provoca lo spostamento dei dati nello shift register) e permette, se altre condizioni si verificano, la lettura dei dati da parte del buffer, nella posizione opportuna. Appunto per il fatto che i dati vengono letti, bisogna che lo shift register sia mantenuto nella posizione finale (17° impulso). Per questa ragione, c'è un contatore ausiliario costituito da due flip-flop, R_{15} e R_{16}, che sostituisce per 2 tempi lo shift register. Ma la prima traccia viene messa comunque in R_{16}, con l'impulso h, affinchè segnali, arrivata in S_1, la fine del ciclo. Un altro contatore ausiliario, costituito dai flip-flop FT_1 e FT_2, legge la presenza o meno di traccia effettiva sulla foto. Quindi l'impulso h (1° impulso) mette in posizione 1 R_{16} e permette a FT_1 di leggere il flip-flop Level (L). R_{16} in posizione 1 impedisce ora per la seconda volta la generazione dell'impulso s, e quindi lo shift register rimane fermo. R_{16} in posizione 1 e R_{15} in posizione 0 fanno si che all'arrivo dell'impulso dell'orologio (2° impulso), si generi l'impulso p. Esso fa passare la informazione di R_{16} in R_{15}: in pratica mette R_{15} in posizione 1 (R_{16} era già certamente in tale stato, perchè messovi da h); ed inoltre permette ad R_{16} di leggere lo stato di L. Il fatto che R_{15} si trovi in posizione 1, impedisce per la terza volta la generazione dell'impulso s. Inoltre permette la generazione dell'impulso r al 3° impulso dell'orologio.

CLOCK	S_1	H	h	r	s	p	R_{15}	R_{16}	G
15	0	0	0	0	1	0	0	0	0
16	0	0	0	0	1	0	0	0	0
17	1	1	0	0	1	0	0	0	1
1	1	0	1	0	0	0	0	1	1
2	1	0	0	0	0	1	1	L	1
3	0	0	0	1	0	0	0	0	1
4	0	0	0	0	1	0	0	0	0
5	0	0	0	0	1	0	0	0	0

La tavola rappresenta impulsi (h, r, s, p) generati contemporaneamente al rispettivo impulso di orologio, e livelli (S_1, H, R_{15}, R_{16}, G) nello stato in cui si trovano dopo il corrispondente impulso di orologio e prima del successivo.

L = Level L = 1 quando c'è una traccia L = 0 quando non c'è traccia

Funzioni logiche:

Set $R_{16} = h$	Jam $R_{15}R_{16} - S_{15}S_{16} = r$
Jam S - B = h	Reset $R_{15}R_{16} = r$
$p = cl \cdot R_{16} \cdot \bar{R}_{15}$	$s = cl \cdot (\bar{H} + \bar{R}_{15} + \bar{R}_{16})$
Shift $R_{15} - R_{16} = p$	Shift S = s
$r = cl \cdot R_{15}$	Jam L - $S_{17} = r + s$

TAV. I - Tavola della verita'.

L'impulso r azzera i flip-flop da S_1 a S_{14}, trasferisce l'informazione da R_{15} e R_{16} in S_{15} e S_{16} (Jam R_{15}, $R_{16} \rightarrow S_{15}$, S_{16}; vedi Tav. I); in pratica S_{15} viene messo in posizione 1) e fa sì che S_{17} legga lo stato di L (Jam $L \rightarrow S_{17} = r + s$; vedi Tav. I). Inoltre r trasferisce in FT_2 l'informazione di FT_1; così FT_2 alla fine del ciclo sarà letto dal buffer register in luogo di S_1, che conterrà la falsa traccia.

Un'altra funzione di r è quella di azzerare R_{15} e R_{16} (Reset R_{15} R_{16}; vedi Tav.I) il che permette la formazione di s in corrispondenza dei successivi 14 impulsi d'orologio, e quindi lo spostamento dei dati nello shift register (shift S; vedi Tav. I). Il primo impulso s (4° impulso d'orologio) rimette G in posizione 0, per cui l'F-counter comincerà a contare appena dal 5° impulso d'orologio in poi, essendo rimasto bloccato per 4 tempi. E' per questo che al 3° impulso dell'orologio, l'impulso r fa contare 4 all'F-counter (cioè fa contare 1 al terzo flip-flop della scala). E' bene far notare che in effetti l'F-counter conta il numero di impulsi s (a parte il primo) ma con il procedimento adottato tutto avviene come se contasse effettivamente gli impulsi dell'orologio.

C) Trasferimento dei dati al buffer register. (Vedi Tav. II)

La memoria di transito (buffer register) di "Luciole" è costituita da un gruppo B di 36 flip-flop (B_0 ..... B_{35}). Tale memoria quindi contiene 36 bits e viene letta dal calcolatore IBM 7090 tramite i 36 "input data bus", quando esso riceve l'apposito ordine DDD (Direct Data Demand).

Nel buffer i bits B_0 e B_1 servono per individuare il dipo di informazione, come vedremo; quelli da B_2 a B_{18} costituiscono la metà superiore (o più significativa) della parola, nella quale eventualmente viene messa la coordinata F (in posizione da B_8 a B_{18}) e quelli da B_{19} a B_{35} costituiscono la metà inferiore della parola, nella quale eventualmente viene messa in posizione da B_{25} a B_{35} la coordinata X, cioè il numero di righe percorse fino a quel momento, numero che è contenuto nel contatore X.

BUFFER REGISTER	0 1	2 3 4 5 6 7 8 9 10 11 12 13 14 15 16 17 18	19 20 21 22 23 24 25 26 27 28 29 30 31 32 33 34 35
	0 0	$S_{17} - S_1$ (U) SEMPRE > 0	$S_{17} - S_1$ ($\bar{U}$) ≥ 0
	0 1	0 0 0 0 0 0 $F_1 - F_{11}$ SEMPRE > 0	$S_{17} - S_1$ > 0
	1 0	0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0	0 0 0 0 0 0 $X_1 - X_{11}$ SEMPRE >0

TAV. II - Formato di "Luciole".

E' stato fatto in modo che il contenuto dello shift register fosse trasferito alternativamente nella parte inferiore e superiore del buffer (solamente se nella scansione si erano incontrate delle tracce) e che la prima serie di tracce passasse sempre nella parte inferiore.

Ci sono quattro impulsi che, inviati attraverso le rispettive porte (gates), fanno sì che il buffer register legga, con la sua parte opportuna, una certa informazione. Essi sono:

$SS\bar{U}$: trasferisce S_1 ..... S_{17} in B_{35} ..... B_{19}

SSU : trasferisce S_1 ..... B_{17} in B_{18} ..... B_2

sF : trasferisce F_1 ..... F_{11} in B_8 ..... B_{18} e mette B_1 in posizione 1 (il che caratterizza univocamente la presenza della coordinata F)

sX : trasferisce X_1 ..... X_{11} in B_{15} ..... B_{35} e mette B_1 in posizione 1 (il che caratterizza univocamente la presenza della coordinata X).

Vediamo in Fig. 4 come tali impulsi vengono generati.

Consideriamo i flip-flop T (Track), N (New Batch) e U (Upper Half). Essi inizialmente si trovano in posizione 0 ($\bar{T}$, N, $\bar{U}$).

Se durante la formazione della mezza parola nello shift register, L si è messo in posizione 1 (cioè è stata letta una traccia), T passa in posizione 1 (T).

L'impulso h (1° dell'orologio) trovando T in posizione 1, mette N in posizione 0 ($\bar{N}$: Old Batch), e poichè U si trova in posizione 0 ($\bar{U}$: Basso), genera l'impulso $SS\bar{U}$. In questa situazione, finchè ad ogni mezza parola, T si troverà in posizione 1, N rimarrà in posizione 1 e perciò U potrà invertire la sua posizione ad ogni impulso h. Così ogni impulso h genererà alternativamente impulsi $SS\bar{U}$ e SSU per cui il contenuto dello shift register finchè N resta in posizione 1, verrà alternativamente messo nella metà superiore ed inferiore del buffer register. Quando T sarà rimasto in posizione 0 per almeno tutta una mezza parola alta (può essere rimasto in posizione 0 anche per tutta la mezza parola bassa precedente), N ritorna in posizione 0 ($\bar{N}$) e con ciò è concesso a U di ritornare in posizione 0 ($\bar{U}$), ma non più in posizione 1 (semprechè non si trovino altre tracce). Inoltre T in posizione 0 e U in posizione 1 permettono la formazione, in corrispondenza di h, dell'impulso sF.

Esso non solo fa leggere al buffer l'F-counter, ma mette I (Inform) in posizione 1, il che ci assicura che la riga contiene informazioni. Solamente in questa situazione al termine della scansione di riga, verrà generato l'impulso sX, che mette il contenuto dell'X-counter nel buffer. Gli schemi dettagliati della logica di Fig. 4 si trovano in figura 5, 6, 7, 8, 9.

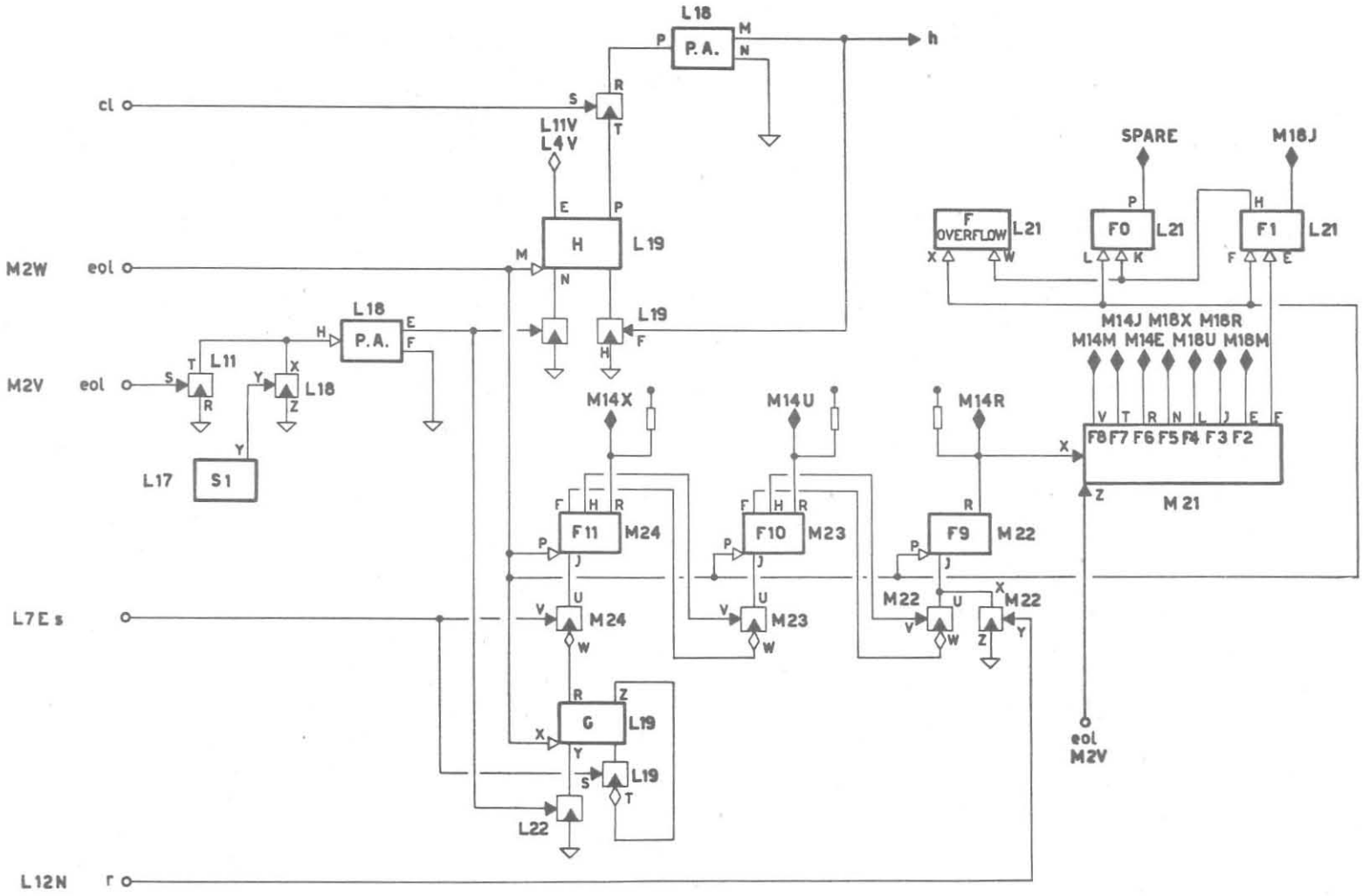


FIG. 5 - Schema del contatore F, della realizzazione dei livelli G e H e dell'impulso h.

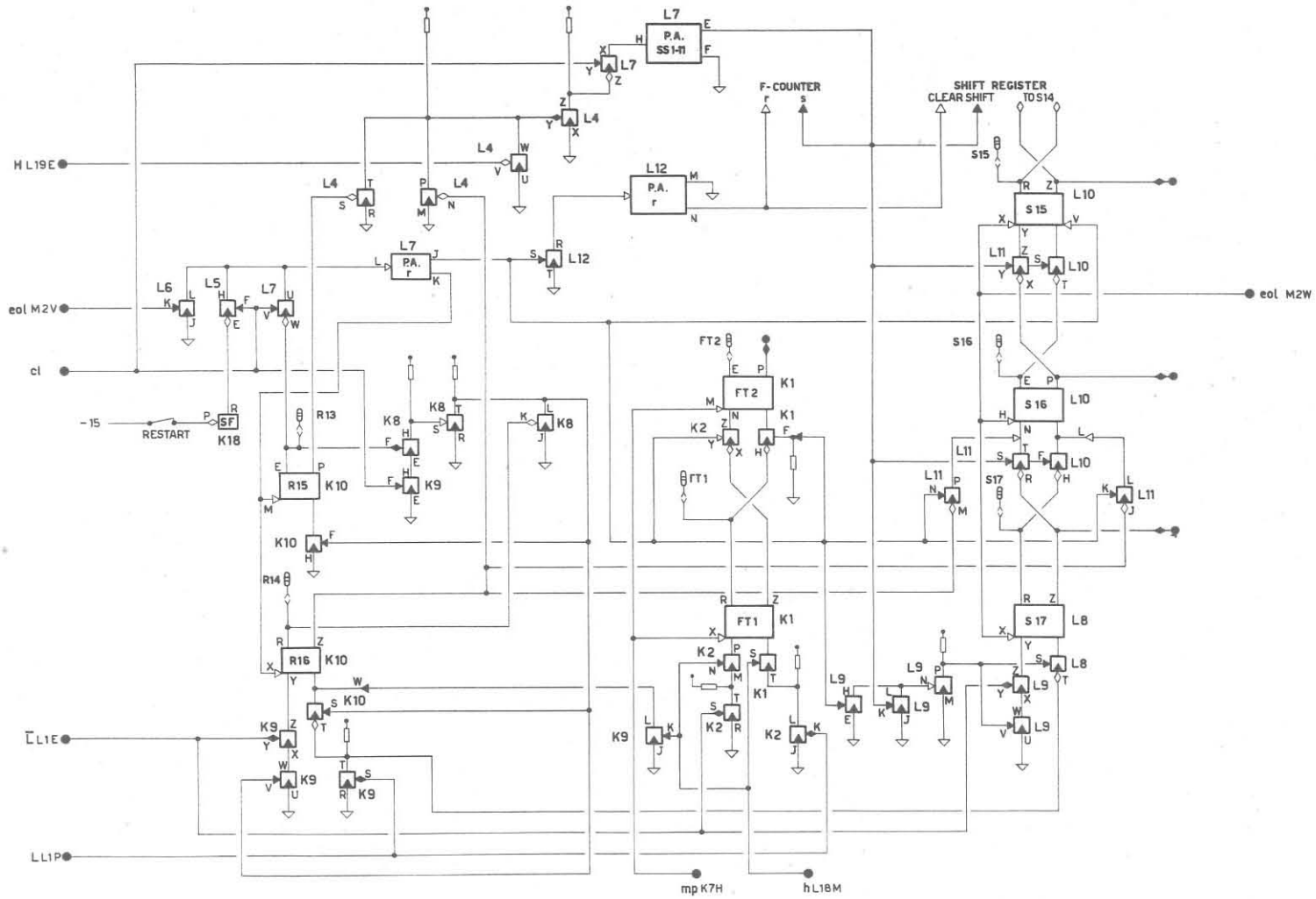


FIG. 6 - Schema dello shift-register, della realizzazione dei livelli R , R , FT , FT .

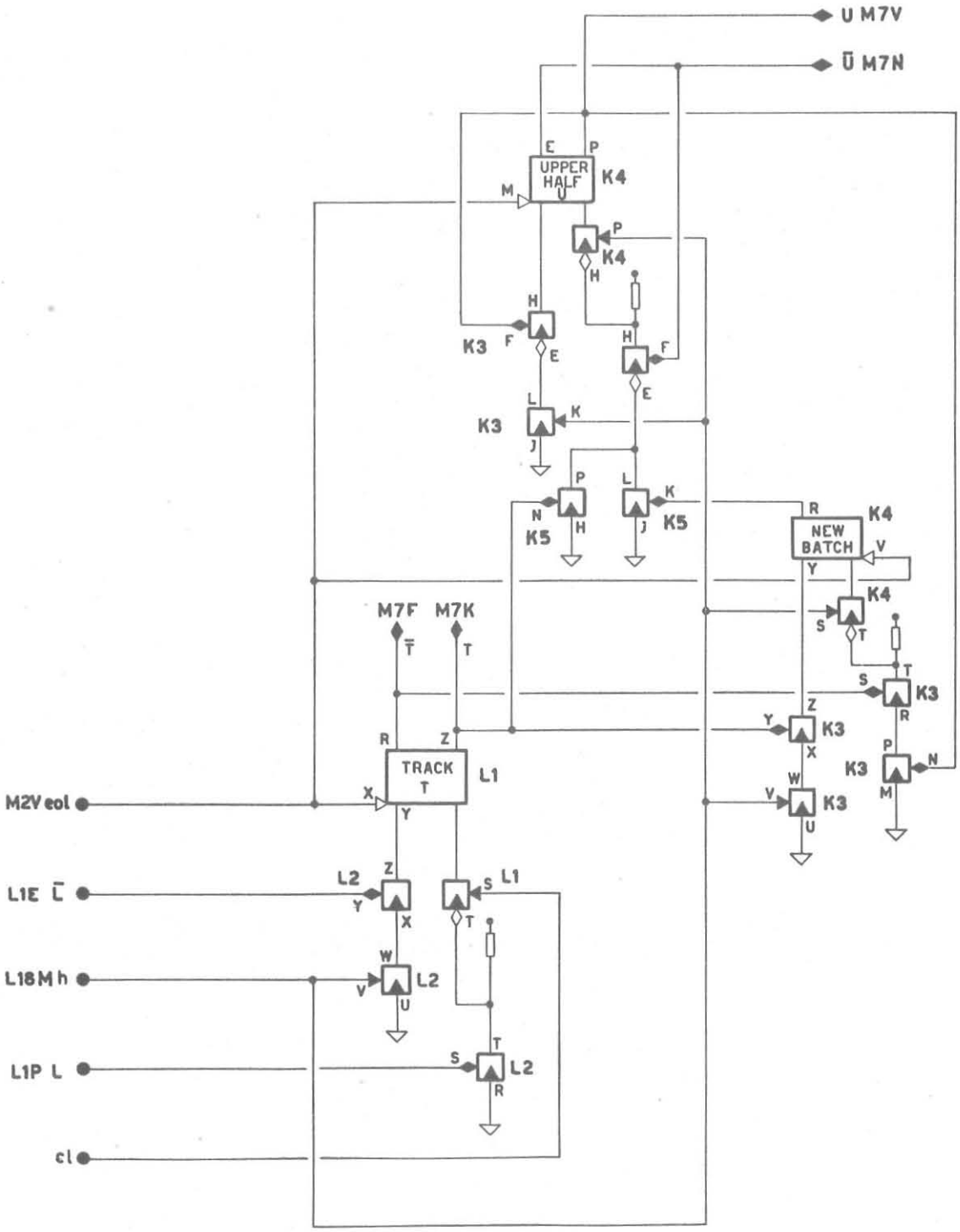


FIG. 7 - Schema della realizzazione dei livelli T, U, N.

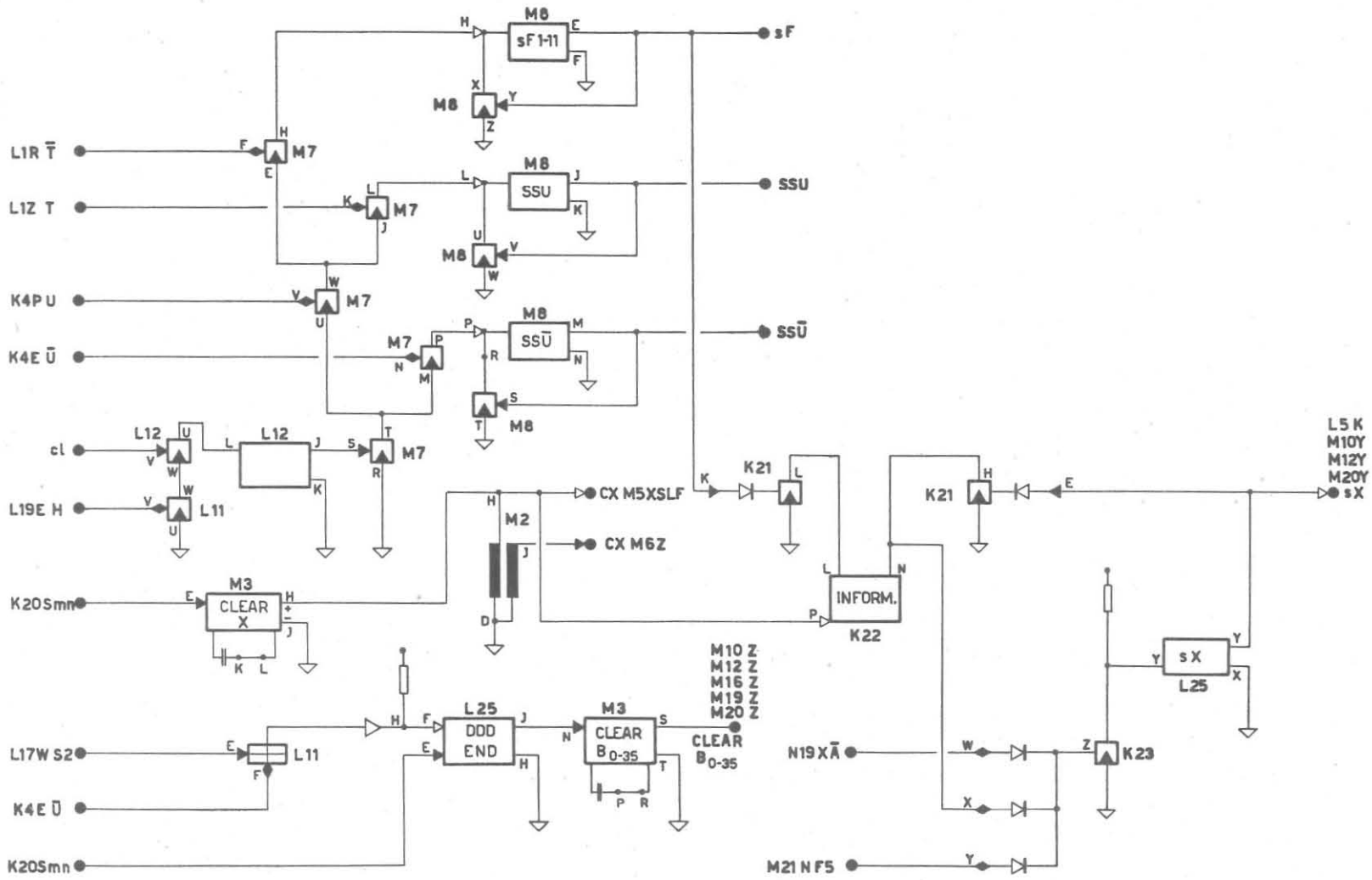


FIG. 8 - Schema del biffer-register e della realizzazione degli impulsi SSU, SSU, sF, sX, cX, m e del livello I.

4. - "LUCIOLE" - OPERAZIONE DI CONTROLLO

L'inizio del ciclo operativo di "Luciole" è controllato dai circuiti di (Fig. 10). Esso ha inizio se, e solo se, Operation Fault è in posizione 1, e se lo permettono gli altri controlli di Go Gate (Go Main, Film, Power Control). In tal caso System Go (Figura 11) si trova in posizione 1. In fase di prova il primo impulso dell'orologio che passa oltre System Go mette in posizione 1 Release Clock; in fase operativa è l'impulso $\bar{d}$ (Start Line) che fa ciò. Come già detto, l'impulso dell'orologio (cl) sta alla base di tutto il funzionamento, in quanto ogni altro impulso o funzione è ad esso sincronizzato.

Dopo che il pennello luminoso ha percorso otto righe, Vertical Margin si mette in posizione 1 (Fig. 9). Supponendo che Ready Next Frame si trovi già in tale posizione, ciò fa scattare Scan in posizione 1. Un primo effetto è quello di mandare un impulso Interrupt che mette il calcolatore in condizione di ricevere i dati, e che mette in posizione 0 Ready Next Frame. Esso impedirebbe la lettura delle tracce, l'invio di dati al calcolatore e l'avanzamento del film, non permettendo a Vertical Margin di liberare Scan, qualora non venisse rimesso in posizione 1 dal calcolatore, in fase operativa, o dal Master Clear (m), in fase di prova. Inoltre Scan libera la porta di Activate (A), anche perchè Go è in posizione 1, per cui, iniziata la nona riga del quadro e dopo 17 impulsi di orologio, Activate passa in posizione 1.

Con ciò si chiude la porta di sX, il che assicura che la coordinata X non verrà scritta se non alla fine della riga, si chiude la porta che azzera Level ad ogni impulso dello orologio, e si apre la porta che permette a Level di leggere le tracce. Da questo momento in poi si ha la lettura della riga. In questa maniera si realizzano dei margini verticali e orizzontali sul quadro, che si rendono necessari a causa della non linearità delle correnti di scansione in prossimità dei bordi. Dopo 1793 impulsi di orologio Activate viene messo nuovamente in posizione 0, e viene chiusa la porta che, mentre era aperta, permetteva all'impulso h di raggiungere la porta di Activate; altrimenti ogni impulso h rimetterebbe Activate in posizione 1.

Activate 0 fa si che le tracce non vengono più lette da Level, e libera la porta di sX (Fig. 8).

Dopo 1857 impulsi di orologio, F_5 in posizione 1 libera a sua volta la porta di sX e, se Inform è in posizione 1, parte un impulso sX che fa leggere al buffer il contatore X, ed azzera Inform. Dopo 1920 impulsi di orologio si apre la porta di End of Line e all'impulso 1922° e.o.l. viene generato. Esso riapre la porta di Activate, che dopo sette impulsi della linea seguente verrà rimesso in posizione 1. Inoltre fa contare 1 al contatore X. End of Line rimette anche in posizione 0 Release Clock che ritorna in posizione 1 col primo impulso dell'orologio, in fase di prova, o con l'impulso Start Line in fase operativa. Ad ogni riga il ciclo si ripete. Durante l'analisi delle righe, ogni qualvolta ci sono informazioni nel buffer (ossia se sono stati generati gli impulsi sF_{1-11}, SSU, $SS\bar{U}$), con un certo ritardo per permettere al buffer di assestarsi, viene inviato al calcolatore un impulso Direct Data Demand (DDD) che gli fa leggere i dati (Fig. 12) Tale impulso mette in posizione 0 il Ready Read, il che impedisce l'invio di un nuovo DDD.

Ready Read viene rimesso in posizione 1 in fase di prova dall'impulso hs, che è ge

nerato da h (Fig. 9), cioè dopo mezza parola, o, in condizioni operative, dall'apposito impulso proveniente dal calcolatore, indicante la sua attitudine a ricevere nuovi dati.

E' possibile, sempre in fase di prova, mettere Operation Fault in posizione 0 in corrispondenza di DDD (Fig. 10). Con ciò è permesso percorrere solo una parola e poi arrestare la macchina. Inoltre si valuta il ritardo di DDD rispetto ad h.

Dopo 768 righe si apre la porta del Master Clear, ed alla fine della 768ª riga si genera l'impulso Master Clear; (questo in fase di prova; in fase operativa il Master Clear proviene direttamente dall'orologio) Tale impulso azzera tutta la logica (Fig.11).

In fase di test esso genera l'impulso Dark Period (350 ms) che arresta l'orologio. Ciò in origine serviva a bloccare la macchina durante l'avanzamento del film; ora invece in fase operativa viene impiegato un orologio predisposto a tale funzione. Inoltre Master Clear azzera B_{0-35} e genera l'impulso cX che azzera il contatore X e Inform. In fase di prova Master Clear è generato da End of Line, che a sua volta azzera il contatore F. Il Master Clear rimette in posizione 0 Vertical Margin, Scan, Activate e Ready Read.

Il cambiamento di stato di Scan provoca la formazione degli impulsi Advance Film, che controlla il movimento della pellicola ed End of File, che va al calcolatore ed indica la fine di un gruppo di dati da elaborare. End of File viene anche inviato ogni qualvolta Go viene bloccato.

Alla fine dell'impulso Dark Period o all'arrivo di Start Line il ciclo completo ricomincia.

Il dialogo calcolatore-Luciole, e viceversa, avviene nella maniera seguente.

Il programma contiene istruzioni che dicono al calcolatore di stare pronto per un impulso Interrupt nel canale Direct Data Connection. Quando interviene Interrupt, il programma principale viene arrestato dopo un certo tempo, che dipende da ciò che in quel momento il calcolatore stava facendo. Il calcolatore allora prepara Data Channel a ricevere le informazioni, poi invia il segnale Ready Read, che metterà "luciole" in condizioni di mandare l'ordine DDD. Quando il buffer è stato riempito, dopo 1 μs di ritardo, per permettere ai flip-flop di assumere stabilmente il loro stato, viene inviato l'impulso DDD di 1,26 μs. Come già detto, Ready Read diviene 0, e ritorna 1 quando il calcolatore è pronto a ricevere nuovi dati, ed invia il corrispondente segnale. Il segnale End of File avverte il calcolatore della fine dei dati da elaborare.

Il Go è un livello che avverte il calcolatore del corretto funzionamento di "Luciole" (cioè se la traccia del CRT è presente, se il film è a posto, se le tensioni di alimentazione sono corrette e così via).

Il Ready Next Frame è un segnale che viene dato dalla subroutine di ingresso, dopo lo Interrupt, e dice che le informazioni della foto precedente sono state elaborate, e che i dati della scansione seguente saranno quindi accettati.

Se non venisse mandato il Ready Next Frame, nessuna informazione verrebbe mandata al calcolatore e si ripeterebbe la scansione dell'ultimo fotogramma. Se il calcolatore scopre che il sistema di scansione non lavora correttamente, allora invia un impulso Operation Fault, che arresta immediatamente la logica, permettendo all'operatore di localizzare con facilità l'errore.

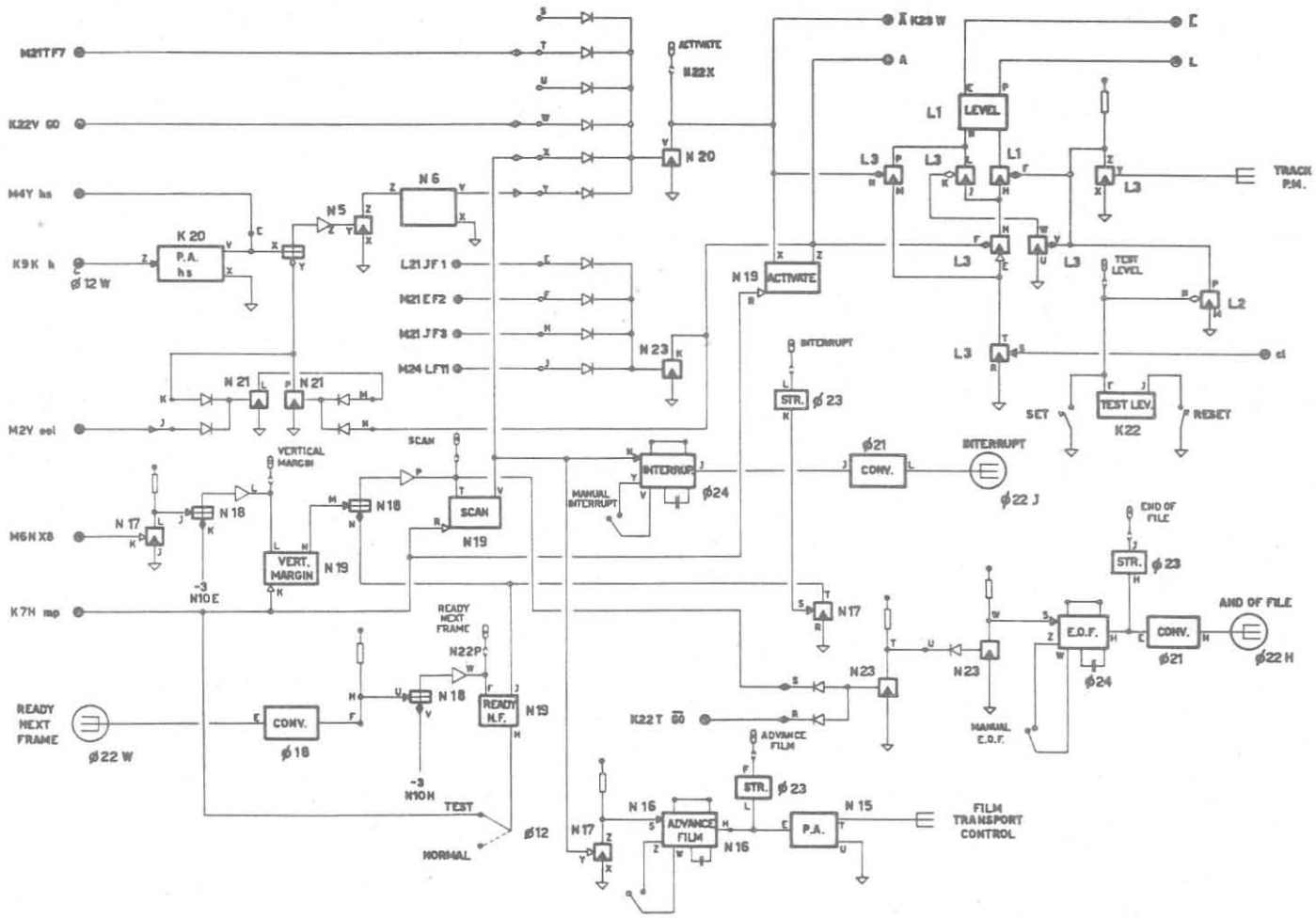


FIG. 9 - Schema dei circuiti che delimitano un ciclo operativo, attraverso la generazione dei livelli ed impulsi: L, hs, Scan, Vertical Margin, Interrupt, Activate, Ready Next Frame, Advance Film, End of File.

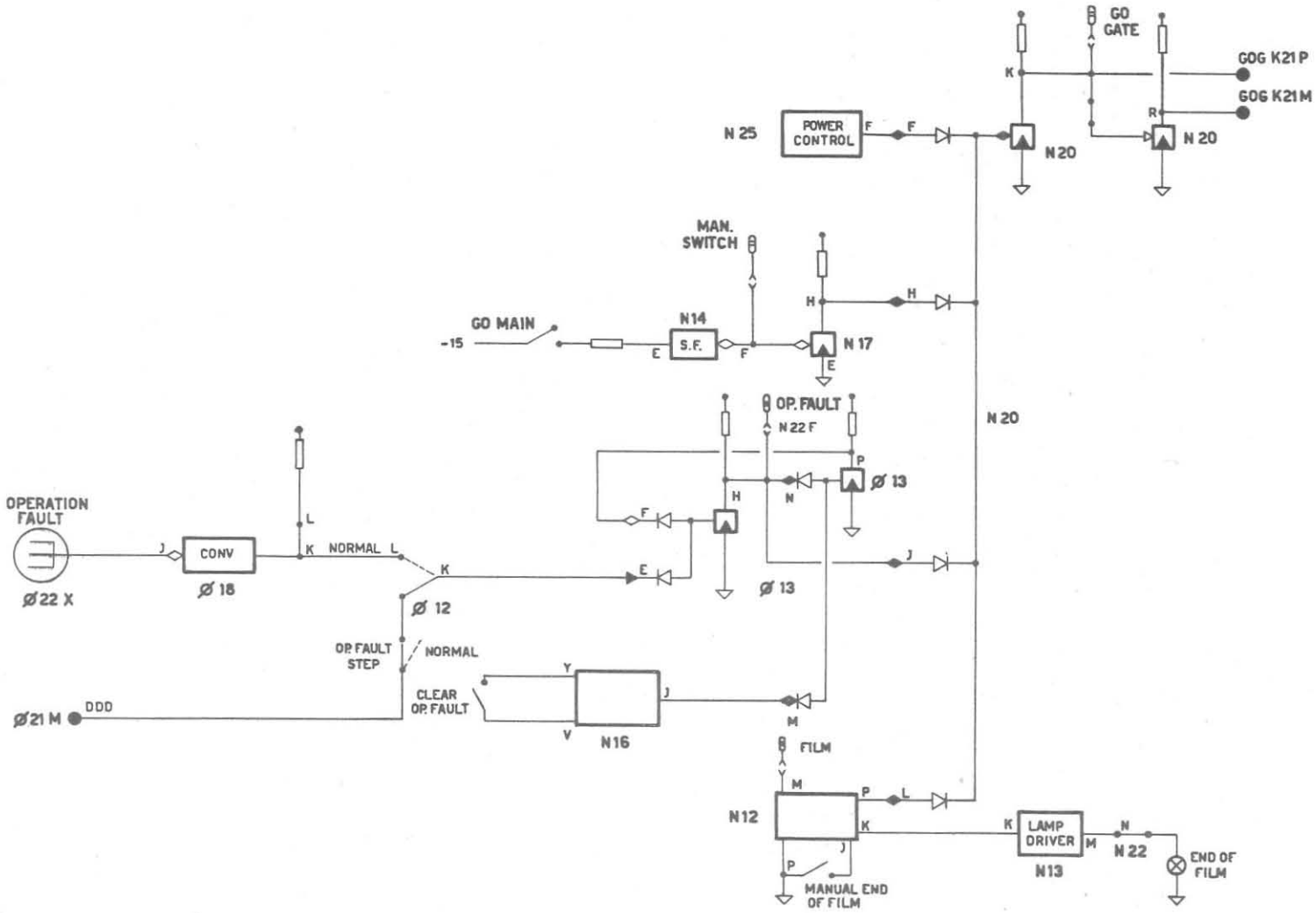


FIG. 10 - Schema dei circuiti di controllo Operation Fault e Go Gate (Go Main, Power Control, End of Film).

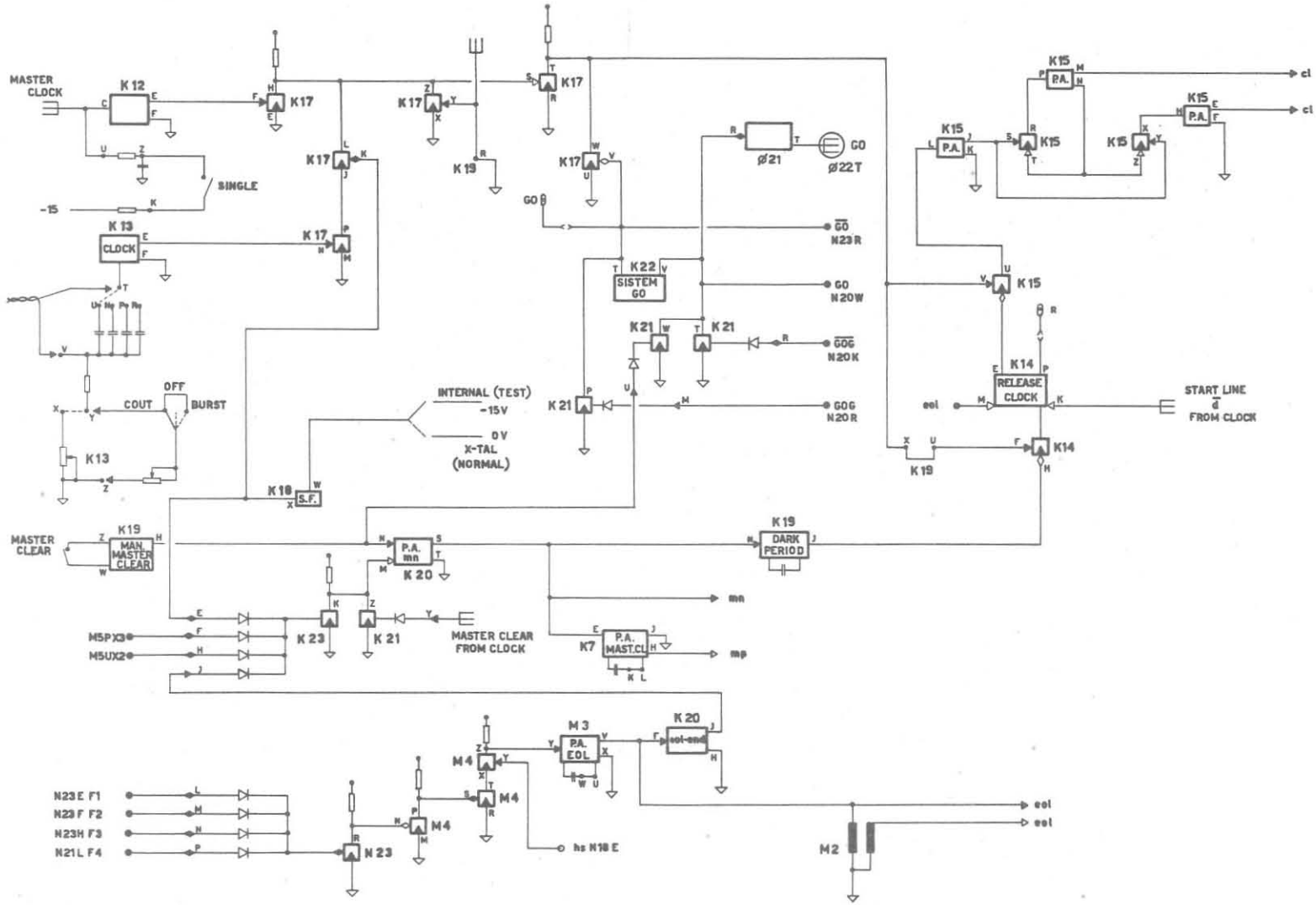


FIG. 11 - Schede della realizzazione degli impulsi col, cl, mn, mp e del livello Go.

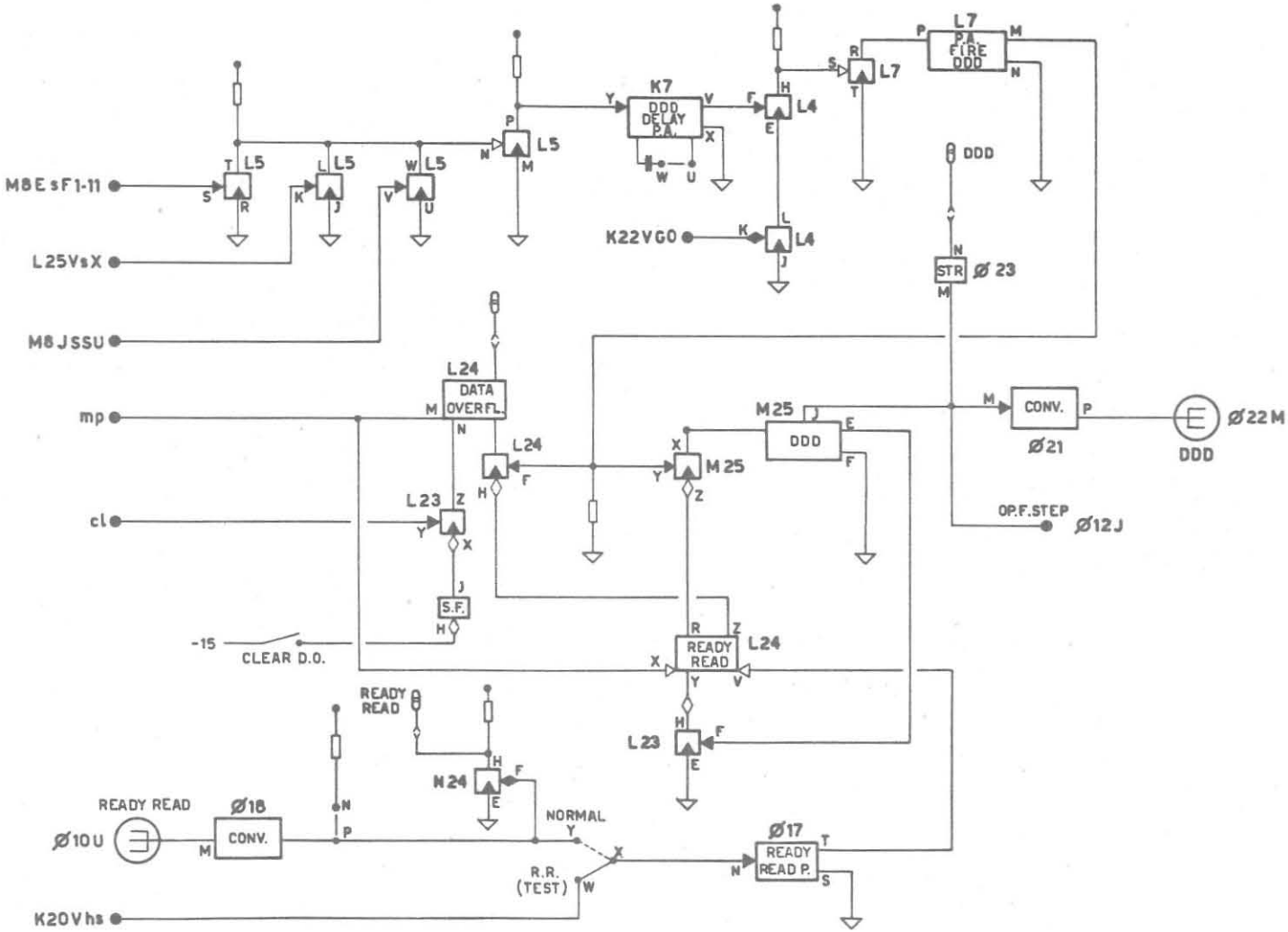
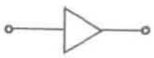


FIG. 12 - Schema dei circuiti di controllo per la trasmissione delle informazioni al calcolatore (Direct Data Demand, Ready Read).

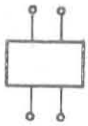
APPENDICE

SIGNIFICATO DEI SIMBOLI USATI NELLE FIGURE

I simboli usati nella Fig. 4 sono quelli dello standard americano per gli schemi a blocchi:

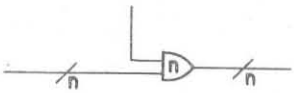

invertitore

gate AND

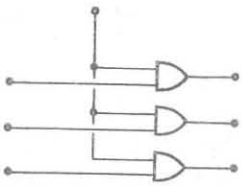

flip - flop

gate OR

Unica variante e' il simbolo



che rappresenta:

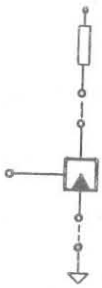


n volte.

I simboli usati nelle Figg. 5, 6, 7, 8, 9, 10, 11 e 12 sono quelli impiegati dalla DEC*), societa' produttrice dei moduli digitali che costituiscono "Luciole".

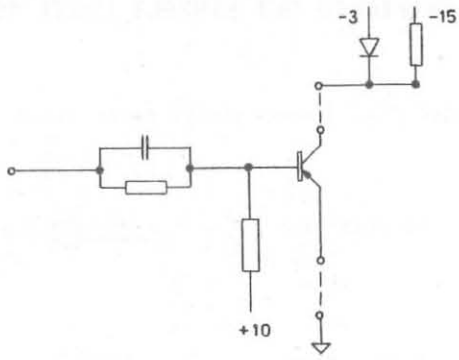
Gran parte delle operazioni sono compiute da invertitori costituiti da transistors PNP saturati o interdetti. Tutti gli ingressi e le uscite sono normalizzati ai livelli di 0 e -3 Volt.

L'invertitore viene indicato cosi':

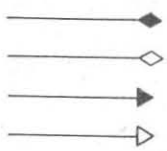


*) Digital Equipement Corporation, Maynard, Massachussetts, U.S.A.

Esso rappresenta uno schema di questo genere:



I livelli e gli impulsi che fanno rispondere il circuito in maniera voluta, vengono cosi' distinti:



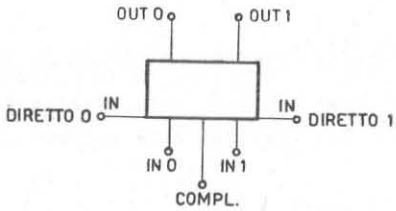
livello negativo (-3V)

livello massa (0V)

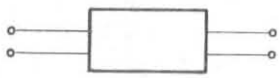
impulso negativo

impulso positivo.

In Fig. 13 sono mostrati alcuni esempi di porte AND e OR realizzabili con invertitori. Tradizionalmente i flip-flop vengono indicati secondo lo schema:

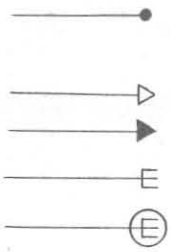


e gli amplificatori:



Vicino ad ogni blocco si trova una lettera ed una cifra che permettono di individuare il modulo in cui il blocco si trova, secondo la denominazione adottata in "Luciole" e vicino a ogni terminale una lettera che permette di undividuare detto terminale nel modulo.

Altri simboli sono:



collegamento con una parte dello schema che si trova in altra figura;

impulsi generici (positivo e negativo) che vengono utilizzati in varie parti degli schemi;

connettore BNC;

connettore per la IBM 7040.

A fianco di questi simboli viene eventualmente indicato il terminale ed il modulo con il quale avviene la connessione, e l'impulso o il livello che viene trasferito.

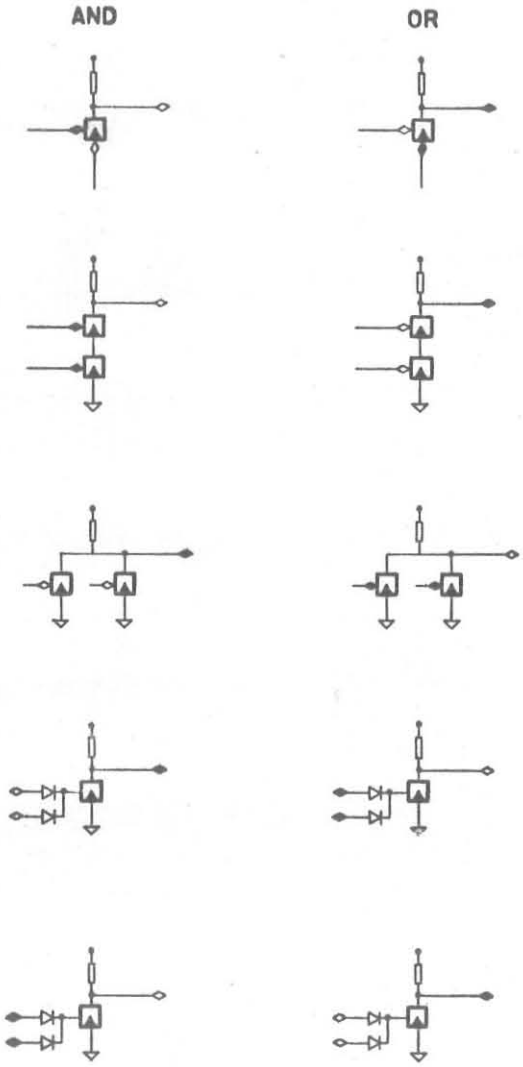


FIG. 13 - Esempi di porte AND e OR.