

87



ATOMKI KÖZLEMÉNYEK

26 kötet / 3. szám



MTA

ATOMMAGKUTATÓ INTÉZETE, DEBRECEN / 1984



ATOMKI Report A/3 (1984)

PARTICLES, FIELDS, UNIVERSE

(Historical aspects and the modern situation)

Ya.B. Zeldovich*

Honorary member of the Hungarian Academy of Sciences
Institute for Physical Problems, USSR Academy of Sciences, Moscow

Introduction

Knowledge is what makes human life worth living. It is the stimulus of knowledge that led Leeuwenhoek to build a microscope going to the infinitesimals and Galileo to make a telescope exploring the infinity of the Universe. This is the stimulus for mankind to spend billions of roubles and/or dollars on accelerators, radio and space telescopes nowadays. It makes theoreticians of all continents and nations compete in inventing theoretical constructions. However beautiful or crazy these theories seem to contemporaries, it is experiment, it is Nature itself which gives them the final seal of Truth.

In the following an attempt is made for presenting the main, most general ideas of physics in their development. It is written in nontechnical style, hopefully readable to everybody interested.

I do not say anything about the practical applications of Science in the past, present or future. They have already an immense publicity; take, for example, the atomic energy sources and atomic war dangers.

In this lecture I am advocating the internal independent value of scientific knowledge. Another theoretician will find lacunae and vulgarization in my attempt - let him try to do it better, but still remaining understandable.

1) It is truly amazing how the most profound ideas concerning the nature of matter emerged very early in the history of science, came through ages and are influencing even present-day thinking. The fervent desire to reduce the immense variety of the forms in which matter appears led already the ancient Greeks to speculations about the divisibility of matter into small nondivisible units, i.e. atoms, and to various assumptions

*Lecture on 13. June, 1984, Institute of Nuclear Research of Hung. Acad. Sci. Debrecen, Hungary

about a few kinds of atoms (e.g. the four elements: water, fire, earth, air), whose different structural combinations give rise to the great variety of the perceptible forms of matter.

2) The first scientific view on matter was that of chemistry. It proved the reality of the small building stones: atoms and molecules. It turned out that the various compounds consist of less than a hundred "elements". According to their weights and their similarity in chemical behaviour Mendelyev arranged them into a two-dimensional scheme. Although Mendelyev himself regarded the elements independent species, the very existence of the periodic table pointed to some structure, and hence to the possibility of further reduction.

3) It was an old idea of Dalton that the difference between the elements is merely quantitative: they consist of different (integer) numbers of the same elementary constituents, which is the lightest element, the hydrogen. This idea was temporarily discarded because the measured weights of the elements were not always an integer multiple of the weight of H. (H is the symbol for the hydrogen atom.) The discovery of the isotopes gave a clue to this problem: the measured weights of the elements are weighted averages of the isotopic weights, but the individual isotopic weights themselves satisfy Dalton's rule. So, for example, the chemically measured weight of the chlorine (Cl), 35.5 units, is explained in this way. Natural chlorine is a mixture of Cl^{35} and Cl^{37} giving the above mentioned average.

But even then the Dalton rule is not quite exact. The small deviations revealed by precise measurements are explained by quite another deep and far reaching idea: Einstein's famous mass-energy equivalence relation. Take the mass of hydrogen, $m(\text{H})=1.008$, and of helium, $m(^4\text{He})=4.010$. The mass deficiency of ^4He ,

$$\Delta m = m(^4\text{He}) - 4m(\text{H}) = 0.022 \text{ a.m.u. (atomic mass units),}$$

corresponds to the energy (5×10^{18} erg/gr) released when ^4He is synthesised from H. On the scale of the energy sources of Nature this is a huge amount of energy. It is much larger than chemical energy and even the energy of uranium and hydrogen explosions. It has been supplying the energy of the Sun for billions of years. The energy corresponding to Δm , as written above, was calculated without any assumptions, without any knowledge of how H could practically be transformed into ^4He .

4) The guess one can derive from the existence of the periodic system of elements for the structure of the atoms, proved to be fully established. First came the discovery of the electron by J.J. Thomson and the measurement of its mass. It proved to be approximately 0.05 % of the mass of the hydrogen atoms.

I had the pleasure to hear from professor Alexander Szalay - being present here - how he met J.J. Thomson in Cambridge in 1937. This leads all of us to appreciate how rapid the development of science is! The detailed structure of the atom was revealed by the Rutherford experiment. We learned that the atom consists of a nucleus with mass number A and charge number Z and of Z "outer" electrons surrounding it. The first natural idea that the nucleus itself consists of A protons (the nucleus

of H) and $(A - Z)$ "internal" electrons proved to be wrong. This failure exemplifies the fallibility of naive ideas, and indicates that the scientists should not be reluctant to introduce really new hypotheses. We shall see further on many examples for the poor performance of this simpleton's approach and the triumph of speculative thinking. The discovery of the neutron yielded the right description of the nucleus; it is built out of Z proton and $A - Z$ neutrons. I remember well how professor Abram Joffe, then head of the Leningrad Physico Technical Institute told us about the discovery of the neutron by Chadwick in 1932. In a rather short time this discovery changed the world!

Up to this point we followed the tracks of the Greek's, the idea of the indestructible particles (protons, neutrons, electrons) and of the immense versatility of their combinations (nuclei, atoms).

5) Beside the corpuscular form of matter treated so far, Nature supplies us with other realities. They are called "fields". The best known example is the electromagnetic field. It can be characterized by two vectors at every point of space, i.e. by six quantities, the components of the electric and magnetic vectors E and H , that obey the Maxwell equations. They are not independent and therefore the number of variables can be reduced to four, namely the scalar and vector potentials. The direct measurement of the field quantities is possible by the observation of their action on a charge. A charged particle - an electron - is accelerated by an electric field. Its trajectory is bent by a magnetic field. We use these phenomena every day in the television set. But beside this action on charges, the existence of the field is manifested by its having energy density, energy flux, stresses, etc. The electromagnetic field propagates in charge-free space in form of waves (light, radio waves, etc.).

7) The great achievement of twentieth-century physics was the quantum theory. First the quantum theory of the atom, i.e. the electron in the Coulomb field of a point-charge, was worked out with the result that the electrons occupy discrete stationary states. The occupation of these states by the electrons is subject to the Pauli principle, namely, each quantum state can be occupied by one electron. This is necessary to a natural explanation of Mendelyev's periodic system. On account of external reasons, e.g. electromagnetic field acting on the atom, an electron may jump from an occupied quantum state into another, a free one. Whenever there is a free state lower in energy, the electron jumps into it and the energy difference is released as light.

A jump from level 1 to level 2 means that an electron disappears from level 1 and appears on level 2. We may use a new language, more dramatic by speaking of the "death", or the annihilation of electron 1 and the "birth", the creation of electron 2.

8) The application of the quantum theory to the free electromagnetic field yielded the extremely beautiful result that the field consists of special particles. This was done in 1927 by

Heisenberg and colleagues. These particles are called photons. It is interesting to note that more than twenty years earlier Einstein predicted the quantized, i.e. particle-type nature of light. The motion of the photons is subject to optical laws. Heisenberg's main achievement was the theoretical foundation of a powerful conjecture. His predictions were verified by experiment.

9) The apparent contradiction between the picture of particles flying along straight trajectories like bullets and the specific optical effects of refraction and interference is solved by quantum mechanics. The rest mass of photons is zero, their velocity in vacuum, c , is equal to the velocity of light. Quantum mechanics describes the similarity in the propagation of photons and of electrons, which are also subject to interference, refraction, scattering and the like.

Speaking about photons, we have to keep in mind that they are always in the state of creation or annihilation, so the use of the new language is indispensable in this case. But in the case of electrons one can speak about their "birth" only if they "died" in another state. The photons are very different particles. The emission of light by an atom or the emission of radiowaves by an antenna are real **c r e a t i o n** of new photons. The photon emitted was not hidden before in the excited atom or in some box at the radio station! If we admit the idea of light consisting of particles we must admit simultaneously that they are particles of a new type which do not exhibit the indestructible character of the atoms in chemistry or electrons in atomic physics.

10) Fine effects in the quantal description of atoms lead to the necessity of the relativistic description of the electron. Dirac undertook the task and arrived at the important prediction of the antiparticles. But his way was rather indirect, consisting of several distinct steps. Relativistically, the energy of the electron is

$$E = \pm (m_e^2 c^4 + p^2 c^2)^{1/2}$$

where p is the momentum of the electron having m_e rest mass. This means that the electron has an energy either greater than $m_e c^2$ or smaller than $-m_e c^2$. You can see this on Fig. 1.

In classical physics we always have in mind the electrons on the upper (positive energy) part of the curve.

In quantum physics a catastrophe seems inevitable. If the states below $-m_e c^2$ were empty, all electrons would be unstable, so one has to resort to the Pauli principle, which forbids the occupation of an already occupied level, and one has to assume that the negative energy levels are full of electrons. An external cause, say a photon, can lift an electron from the negative sea to a free positive energy level, leaving behind a hole, which can be perceived as a positive electron. This new particle, which was eventually discovered experimentally is called the positron. The quantum situation can be seen on Fig. 2.

The old language says that this is a jump of an electron from the negative energy to the positive energy state. According to the new language the photon creates a pair of a positron and an electron and, vice versa, a positron-electron pair colliding

can annihilate (die together) giving rise to photons. In the old language, a positive energy electron finds a free level in the negative energy sea and occupies it, and the energy difference appears as photons. This language is now outdated since it is misleading.

11) In spite of the fact that the two constituents of the nucleus, the proton and neutron, have different charges, they are very similar to each other as it is testified by the approximate equality of their masses or by the so-called mirror nuclei. These particles - neutrons and protons - are able to turn into each other. The process is called beta-decay. This process is very similar to the electromagnetic excitation and deexcitation of the nuclei. There a nucleon (p') is annihilated in one state and is created in another (p'') to produce a photon γ

$$p' \rightarrow p'' + \gamma$$

In the first step of beta-decay a neutron dies and a proton is born, accompanied by a particle, which we denote by W^-

$$N \rightarrow P + W^-$$

Just as a photon creates an electron-positron pair so does W^- decay in the second step, into an electron and an antineutrino:

$$W^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}$$

Taking the two steps together, we obtain

$$N \rightarrow P + W^- \rightarrow P + e^- + \bar{\nu}$$

Forget the intermediate very short state. What we observe is this:

$$N \rightarrow P + e^- + \bar{\nu}$$

The neutron disappears, a proton is born together with the energetic electron, and the antineutrino $\bar{\nu}$ usually goes out freely, stealing a part of the energy.

Historically, the energetic electrons emitted by radioactive elements were called beta particles. It has taken time and effort to identify them with electrons. We wrote the equation of the decay of a free neutron. In fact a neutron bound in a nucleus is also subject to decay if the energy of the proton born inside the nucleus is low enough. It is this process that was observed much earlier than the decay of a free neutron. Just as e^+ is the antiparticle of e^- , so has W^- an antiparticle W^+ , which also takes part in beta processes. In spite of the analogous role played by γ and W^- , they are rather different: the photon is uncharged and has rest mass zero, while W^- is negatively charged as is required by charge conservation. As for the mass of the W^- , it has to be extremely heavy: it was never observed directly in low-energy processes and the characteristic time of the β -decay is much longer than that of the electromagnetic process these facts can be explained by the large W^- mass. The temporary appearance of the W^- in low-energy processes may be assured through the violation of the energy conservation allowed by the Heisenberg uncertainty principle for a very short time. The first indication of the

similarity between beta decay and electromagnetic processes is due to Gershtein and Zeldovich. The mechanism for the beta decay through W was elaborated by Feynmann and Gell-Mann and turned into a full theory by Weinberg, Abdus Salam and Glashow. They calculated the rest mass of the W^- on the basis of the experimental data on neutron decay. In 1983 the W^\pm were discovered in the CERN. In very highenergy $p+\bar{p}$ collision 6 events were observed against a background of 10^9 events.

This extraordinary achievement made in Europe had strong repercussions in the United States, just of the same type as the first Soviet Sputnik in the fifties.

The theory has shown once more its predictive power. It is interesting that the Nobel prize was given to the theoreticians before the experimental discovery - and it has proved to be well deserved.

12) Now I have come to the problem with parity. This appeared rather early, more than 20 years ago. Let us describe the previous situation. The photons have definite rotational momentum. One can say that in its flight the photon is rotating in one direction or the other. You can also polarize the light. They can be polarized linearly or circularly; in the latter case one can speak about left and right-handed photon. They are like the motion of the screw. Left-hand helicity photons correspond to the motion of a left-hand screw and the right-hand helicity photons to the motion of the right-hand screw. The electron also has two directions of rotation, there are left-hand helicity and right-hand helicity electrons. The rotational momentum (spin) has the dimension of the Planck constant. The spin of the electron is $s=1/2$. The amazing situation called "parity violation" was recognized when it was shown that the particles having left-hand and right-hand helicities are not equivalent. I will not discuss how it was predicted through indirect evidence since it was soon shown by a straightforward experiment as well.

The polarization of the nucleus or the sense of the rotation of the nucleus is important in beta decay. The mode in which it was important is rather peculiar. It would be quite natural if a rotating nucleus emitted particles mostly in the plane of its rotation but not along the axis. One could understand this as a result of the centrifugal force. In the fission and nuclear reactions one has a plenty of examples of such a simple behaviour. This would not spoil the parity or would not give any advantages to the left-handed tennis player over the righthanded player. But the experiments show that the nucleus, rotating in a plane emits more electrons in one direction perpendicular to the plane than in the opposite. It emits more electrons in direction from which the rotation seems to go clockwise. This was difficult to understand. This means that there is a "right-hand" corkscrew built in, and this is not equivalent to the imaginary left-handed one in Nature. This means that a picture of the nucleus in a mirror is not precisely the same as what can be seen directly without a mirror.

But what is interesting is that this was found characteristic only for beta decay but not for electromagnetic processes, nuclear reaction or alfa decay.

Already we know about the role of W in beta decay and how these particles were found in CERN. The beta-decay results must be translated into statements about W . In the CERN experiment you see that W^- prefers one helicity for the electrons, and for positrons, the W^+ prefers the reversed one. Then comes the results for the neutrino. There are only right-hand helicity antineutrinos and left-hand helicity neutrinos. Now we assume that there is another particle similar to W^\pm , i.e. which is in the same family as W^\pm . Usually, if one has a family, then charges change by single steps. For example the set of particles π^+ , π^0 , π^- is the family of pions, and the situation is similar for the other elementary particles. So it was natural to think that if there exist a W^- and a W^+ , then there must also exist a heavy particle, which one could call W^0 . The custom is to call it Z^0 . What would its interaction be? W^- transforms a neutron into a proton. The neutral particle Z^0 can change a proton only into a proton and a neutron into a neutron. This means that Z^0 changes an electron into an electron. So it seems that Z^0 is very similar to the photon. But being so heavy its intermediate role could not be seen against the background of photon interactions because it makes the same reaction: it carries no charge just as the photon does not carry any charge either. But there is an important point. The photon has the same interaction with right-handed and left-handed electrons, whereas Z^0 , being similar to W^\pm , has different interactions with the right-handed and left-handed electrons. So Z^0 is like a photon apart from one point. The photon does not feel the axis of rotation, and therefore it looks the same in the mirror. One has both right-handed and left-handed photons. A photon reacts in the same way in both directions of the rotation of the electron. The Z^0 has an interaction much smaller than the interaction of the photon, but this interaction violates mirror invariance. Blydman and myself have predicted that, due to the Z^0 , there will be some small but characteristic changes of atomic constants. The atoms show a mirror symmetry before introducing the weak interaction, before introducing the Z^0 . With the Z^0 , the atoms are no longer symmetric: there is a small but definite difference. Thus the atoms will be optically active. There is a small change in the polarization plane of the light interacting with atoms. In the Khriplovich-Berkov experiment in Novosibirsk a rotation of the order of 10^{-7} radian was found after the transmission through a one meter long tube filled with bismuth vapour. Bismuth was used because it is heavy and its nuclear charge is large. So the electrons are tightly bound to the nucleus, and the interaction with the nucleus will be larger than in light atoms.

Perhaps this phenomenon has a great importance because there is a puzzle not yet resolved: why does nature prefer right-handed organic substances? For example, the sugar in organic life is always right-handed. But why? There are two hypotheses. One hypothesis says that in a period during the organic evolution it was a non-symmetric elementary force that made the choice between right-handed and left-handed substances. This is suggested by Z^0 theory. There is one other possibility, namely, that life was born in one point of the ocean, and it

was born right-handed or left-handed just by chance. Thereafter there was an autocatalysis, so if in the ocean there had emerged living species which had used left-handed sugar, they could not have survived the competition with those using the right-handed ones. It is not clear now if really the weak interaction or simply the chance decided. But any way, this very large asymmetry is present in organic life, and is a challenge to the natural history of life.

But we must return to physics.

13) In the fifties the theory entered a new stage, which can be called the quark theory. This era was introduced by a demographic explosion in the neutron-proton family. In high-energy n p collisions many different mesons appeared, and systems, called resonances, that can be regarded as the excited forms of the proton itself as they decay into the proton emitting some other particles. So it became difficult to think of the proton as "elementary". If we regard all the different products of the collision processes as "elementary" particles, we have too many of them (there are families having strangeness, charm, beauty, etc.), so it is crazy to speak about so many "elementary" particles. Now the ancient Greek idea comes again into the game. If you have too many quasi-elementary particles, it is reasonable to look for something more elementary, think of your particles as different combinations of a few simple things. The idea was put forward at the same time independently by Zweig and Gell-Mann. The new constituents of the proton and neutron (and other mesons and resonances) were named quarks. The strange thing about them is that if they are to make the theory symmetric and beautiful - and beauty, of course is a leading principle in physical theory - they must have fractional charges: the so-called u (up) quark has $+2/3 e$ and the d (down) quark has $-1/3 e$ charge. Here we are not going to speak about the other quarks: the s (strange), the c (charmed), the b (bottom) and the t (top) quarks.

Now, nice classifications can be attained if we assume the proton to consist of two u and one d quark, the neutron of one u and two d quarks, these combinations leading to integral charges seen in Nature. There are other combinations, of course. One quark and one anti-quark make a meson, e.g. $\pi^+ = (u, \bar{d})$. Further, $p + \pi^+ = \Delta^{++} = (3 u)$ is a resonance, which goes back to a p and a π^+ in 10^{-22} seconds.

14) The very existence of Δ^{++} , however, poses a difficulty. Obviously, Δ^{++} is a combination of three identical u quarks. They must be in the same state, which contradicts the Pauli principle. The answer to this challenge is a new quantum number called colour. There are three colours assigned to every type of quarks: yellow, red and blue, giving rise to six different combinations of u and d quarks. This settles the question of the Pauli principle. The introduction of the quarks gives a possibility to reformulate the theory of beta decay: instead of saying that a neutron goes into a proton, we now say that a d quark goes into a u quark so that $N (u, 2d)$ is transformed into $P (2u, d)$. It is clear that beside the weak interaction, which changes d into u , there may be an analogue transformation of the quarks that change their colours. This interaction is

mediated by particles named gluons. As there may be transitions from three initial colour states to three final colour states, one should have nine types of gluons, but detailed considerations, which I omit here, yield eight different gluons only. They play a role similar to the role that the photons play in the electromagnetic transition. They are similar to photons also in that they are massless, but there is an important difference: they are not neutral, they carry colours. (In this respect they are similar to W^\pm in the weak interaction, which are charged.) The colours of the gluons are not pure (yellow, red, blue), but mixed. The quark-structure of the proton and neutron is very well established by a Rutherford-type experiment. Electrons were scattered by protons and neutrons and this experiment revealed three distinct objects inside. This is a very important finding all the more that free quarks and gluons have never been observed. This is because of the special nature of the force between quarks mediated by gluons.

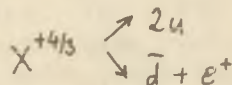
While the Coulomb force between charges mediated by the massless and neutral photons is inversely proportional to the square of the distance, i.e. dies off at large distances, the force between the quarks mediated by the massless but coloured gluons is Coulomb-like only at small distances but it tends to a constant for large distances. The constant force, in turn, leads to an infinite energy at an infinite distance. Instead of being radial as in the Coulomb case the force-line picture is ropelike in the gluonic case. The consequence is that we can tear off an electron from the atom by investing a definite amount of energy, but we cannot free a quark from a nucleon with finite energy. If we invest so much energy that it can cover the mass of one or more quark and antiquark pairs, the rope breaks resulting in a nucleon and pions forming a jet. It is this pionization that can be observed, like the track of an electron produced by ionization in a Wilson chamber.

On the concrete shape of the potential, we can get more detailed information from the investigation of the energy levels of the quark-antiquark system, the so called quarkonium. This system of two particles, from the point of view of mechanics, is more simple than the nucleon consisting of three particles. The behaviour of the force just outlined, including its rope-character, is confirmed by experiment.

We imagine that under extreme conditions the quarks may form another system: the quark soup. In the early universe up to 10^{-4} sec. after the big bang, the temperature was so high as to allow this special form of matter. It was thus quark soup that transformed into P, N, \bar{P}, \bar{N} up to 10^{-2} sec. The \bar{P}, \bar{N} disappeared, leaving the small excess of P and N . Then the nuclei of helium and deuterium were synthesized. We hope that the quark soup can be studied also in the laboratory in energetic collisions of two heavy nuclei. say two uraniums.

15) Now we can go a step further in unification. We have found photons, which transform electrons into electrons changing their state of motion only. We have found W which transforms protons into neutrons or up quarks into down quarks. We have spoken about gluons, which transform quarks of one colour into quarks of another colour. So one can make a hypothesis going further

that there exists a particle, let us call it X, which is a very heavy analogue of the photon, W, Z, and has the property that it can transform protons and neutrons into positrons and neutrons. Nowadays one must speak in the quark language. Assume an X, which decays in two ways



Here $4/3$ is the electric charge of X in elementary units. Then the proton can decay as

$$P = (2u, d) = X + d = \bar{d} + e^+ + d = \pi^0 + e^+ = e^+ + 2\gamma$$

By the aid of X, the proton can finally be transformed into a positron and two photons. So a new theory, in which the proton is unstable has been formulated. Still experiment shows that the proton lifetime is larger than 10^{32} sec. Why is it practically stable? Because X is very heavy, according to this same experiment the mass of X is greater than 10^{15} a.m.u. Still we maintain our belief that the proton is unstable because one has no other explanation for the charge asymmetry of the universe: why do protons and neutrons exist in nature and why not antiprotons and antineutrons. One could explain this fact if at the very early and very hot stage of the universe, when the energy of the particles was much higher than what is possible to reach with any of our accelerators, plenty of X existed. The decay of X could give a bit more quarks than antiquarks. In this way the situation which we observe now can be explained.

16) Now we have talked about many, but not all, types of interaction known or unknown experimentally. We have not talked about the interaction which is the most important for astronomy and cosmology: the gravitation. Einstein says that it is not a special force or a special field, he says simply that the space-time can be curved. Imagine a curved surface. A massive point-like object bound to this surface will have a curved trajectory. Of course, Einstein's theory is complicated. Instead of a surface, which is easy to imagine we have to describe the complex of a curved space-and-time. I can only state the conclusions. The effect of the curved space explains all the effects of the gravitation, and its consequences are experimentally confirmed in the solar system, in pulsar and black-hole physics. One of the results of the general relativity is the existence of gravitational waves: the curvedness of the space can propagate like the deformational tension in elastic media. They were found in a manner as the neutrino was, by observing the energy loss of a double pulsar. This is an indirect proof, not the observation of the waves themselves, but it gives us sufficient assurance. A combination of the quantum theory and the general relativity leads to particles of the curved space-time called gravitons just as the quantum theory of electromagnetic field leads to photons.

17) Already Einstein had the firm belief that all interactions can be described in a pure by geometrical manner. Although Einstein devoted about 30 years of his life to this idea, it did not work during his life. The best of the early attempts is

that of Kaluza and Klein, who assumed an extra dimension over the x, y, z space- and t time -dimensions. Let us discuss a simplified example of two dimensions. Assume that you have a tube with varying diameter with the motion confined to the tube surface. The normal coordinate, you can measure, is the coordinate s along the tube. But the radius is also important for the particle: it will influence its motion along the tube. The radius depending on s will play the role of a field or of a potential. Return to our three dimensional space+time. So if there is one extra dimension r , which is very small (compactified as one says) like the tube radius, plus three dimensions x, y, z of the space, plus the time, then you could obtain the general relativity from the curvature of the x, y, z, t space. The extra dimension r , being a function of x, y, z, t , could give you a field of the type of the electromagnetic field. This was the Kaluza-Klein theory in the twenties. Now this idea is revived, but one has 11 dimensions. So one has seven extra dimensions and the young theoreticians of the eighties use them in order to explain not only the electromagnetic interaction, but also W, Z , the gluons and X . Many extra unknown particles are predicted by the modern theory. It is fantastic how deep was Einstein's mind! Many times his work on the unified field theory was regarded as something very far from experimental reality. Still, with new data, we keep returning to his deep ideas.

Now I am coming to the conclusion. The theory, which predicts many new particles, is, of course, now in a too poor state to say more about the properties of all these particles, about their masses. But still we maintain that it will be very important in two aspects. These are connected with astronomy and especially the science concerning the universe as a whole, cosmology. Now we see that the protons, neutrons, electrons, neutrinos and photons etc., all particles that are known to the experimental physicists, are not enough to explain the birth of galaxies, to explain the Universe, the expansion of the Universe and especially the birth of galaxies.

One needs some hidden mass. Important results were obtained in Hungary during my stay here in 1964. I have given an upper limit for the mass of the neutrino on the basis of cosmology. Very soon Marx and Szalay, Jr., said that perhaps the mass lower than this limit really exists. In this case it is extremely important for the formation of galaxies. We are not sure now if the mass of the neutrino or some new type of particles which are not yet found at all do the cosmological work. Still the very idea of hidden mass is now firmly established.

The other direction of thought is concerned with very early Universe. One knows now that scalar fields must exist. The fields used so far, the electromagnetic field, gluon field, W , gravitation, are not scalar but vector or tensor fields. But the scalar fields, experimentally not yet found, if they exist, have unusual properties. They can give negative pressure, in the general relativity they can explain a period of negative gravity. So one has some hope to understand not only how the universe is expanding now, but to understand why it

expands at all. When in cosmology we are trying to explain the present Universe, we are taking some initial conditions. We put the expansion in initial condition. Then we calculate how nucleosynthesis proceeds, how galaxies are formed, how the electromagnetic radiation in the Universe behaves. But we do not know why these are the initial conditions. The scalar field can give us some understanding of how the initial conditions arose.

Now I would like to conclude at this point. I am not sure what practical results would come in the future from the new theories. In the past the discovery of the electron has made a very large impact, nuclear physics also had a very large impact on the life of humanity. Nobody can predict exactly the impact of W, Z, gluons, scalar fields etc. But I will finish with the same statement I made at the beginning:

K n o w l e d g e i s a n i n h e r e n t n e e d o f
m a n k i n d.

Final remark

This lecture notes emerged as a result of a visit to the Hungarian People's Republic in June, 1984. I enjoyed very much the creative and friendly atmosphere in Budapest and Debrecen. I was invited by the President of the Hungarian Academy of Sciences, Prof. Szentágothai, in connection with my election as honorary member of the Academy. I was visiting ATOMKI in Debrecen on the invitation of my friend Prof. A. Szalay, and the director of the institute, Prof. D. Berényi. They suggested to me to give a lecture, which was later transformed into this text. This would not have been possible without the assistance of the head of the theoretical group of ATOMKI, Mrs. Dr. B. Gyarmati and her colleagues, A.T. Kruppa, R.G. Lovas, Z. Papp, K.F. Pál, and L. Végh, and without the help of Mrs. A. Petó.

My sincere thanks are due to all above mentioned persons.

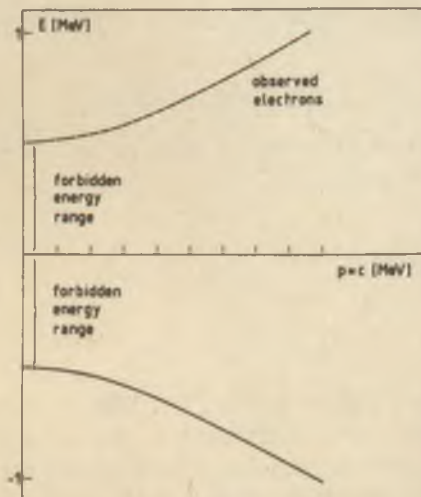


Fig. 1.

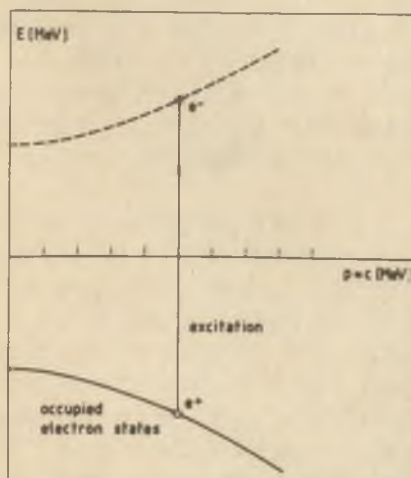


Fig. 2.

ATOMKI Report E/4 (1984)

BEAM-PULSING SYSTEM FOR β^- BACKGROUND REDUCTION

A. Krasznahorkay, T. Kibédi and J. Timár

Institute of Nuclear Research of the Hungarian Academy
of Sciences, Debrecen, Hungary

Abstract

An external beam pulsing system has been built to reduce the β^- background in internal conversion electron measurements with a mini-orange spectrometer. The system is operating on a beam channel of the Debrecen 5MV Van de Graaff accelerator.

1. Introduction

While measuring low-intensity in-beam conversion electron lines, it is very important to reduce as much as possible the background due to the β^- activity of the target. If this activity is short lived, it will build up fast. This makes it difficult to suppress the resulting background by changing the target.

To solve this problem we have used a pulsed beam coincidence system. The principle of this background reduction is well known in in-beam spectroscopy [1]. If the period (T) of the pulsed beam is much shorter than the half life of the β^- activity and ΔT is the duration of the beam pulses, the background in a coincidence spectrum measured with the pulsed beam will be reduced by a duty faktor $\Delta T/T$ as compared to the prompt lines.

2. The beam-pulsing system

Van de Graaff generators supply continuous beams. In order to obtain a pulsed beam, artificial devices such as a pulsed ion source or electrostatic deflectors are necessary. Beam-pulsing devices usually developed for life time, time-of-flight etc. measurements need high power and are expensive. Nevertheless, at low beam energy the following simple electrostatic deflector works also in a satisfactory way for background reduction.

In our beam-pulsing system arrangement a multielement collimator with 1.8 mm hole diameter is placed before our mini-orange electron spectrometer. The beam is focused to the collimator with the aid of a quadrupole doublet placed at ≈ 3 m in front of it. The deflector plates (two 50 cm long aluminium plates 1 cm far from one another) were set between the quadrupole and the collimator, so that their centre is 0.7 m far from the front part of the collimator. These plates form a capacitor in

a resonant LC circuit of a simple oscillator (see fig.1). The transformer of the oscillator is made on a pot core with ≈ 0.4 mm air gap. It was isolated with a synthetic resin. The frequency of this oscillator is 125 kHz. With this system we can get a pulsed beam of 250 kHz repetition rate and a duty factor ≈ 0.1 at 3.5 MeV proton energy.

The repetition rate is high enough to ensure continuous load to the spectrometer in the pulsed beam mode. (The maximum counting rate in our spectrometer is 20 kHz.) On the other hand, the repetition rate is not too high so that the pulse width of the beam (400 ns) is much higher than the timing uncertainty of the spectrometer. In this way the establishment of the coincidences is very easy.

A commercial charge sensitive preamplifier was connected to a small capacitance Faraday cup to detect the beam pulses. We have only changed the feedback resistor to 10 M Ω , to protect the preamplifier from overload.

The block diagram of the conventional coincidence circuit used for background reduction is shown in fig 2. All units of the coincidence circuit have been made in our institute.

3. Experimental results

The effectivity of the background reduction system has been tested by measuring the internal conversion spectrum from the $^{70}\text{Zn}(p,ne^-)^{70}\text{Ga}$ reaction at $E_p=3.5$ MeV. The influence of background reduction is shown in fig 3. The upper curve is a single spectrum, the lower one is recorded in coincidence with the beam pulses. The remaining background in the lower spectrum is mainly of in-beam character.

As the result of the ^{70}Ga investigation it was possible to observe 8 new internal conversion electron lines and to determine their internal conversion coefficients [2].

References

- [1] H. Morinaga, T. Yamazaki, In-beam gamma-ray spectroscopy (North-Holland Publishing Company Amsterdam, New York, Oxford, 1976) chapter 8
- [2] T. Fényes, J. Gulyás, T. Kibédi, A. Krasznahorkay and J. Timár and S. Brant and V. Paar, Nucl. Phys. A419 (1984) 557

Referee: L. Bartha

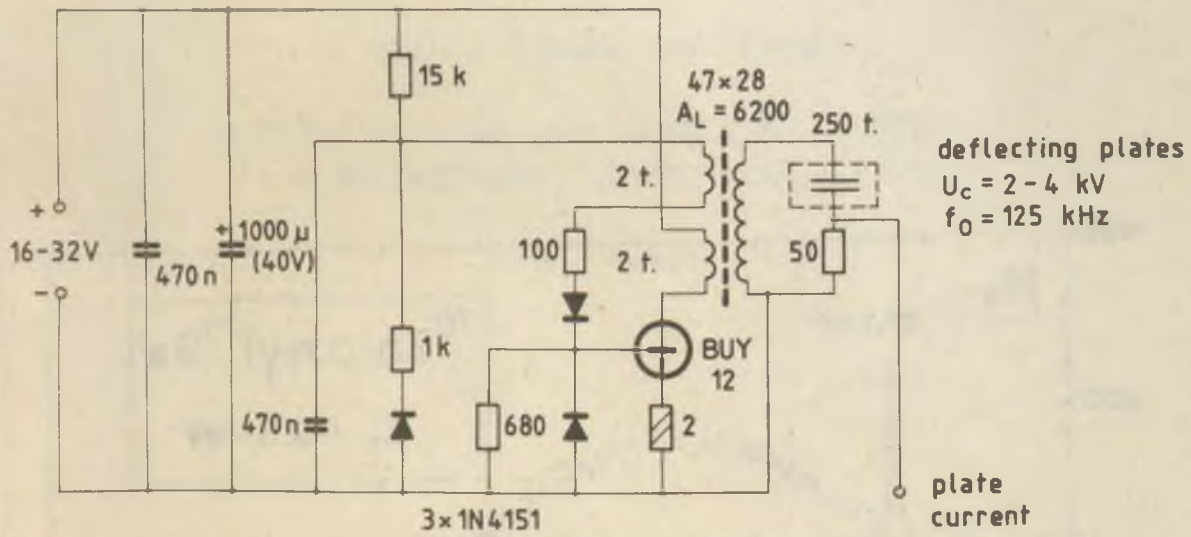


Fig.1 Circuit diagram of the high voltage oscillator.

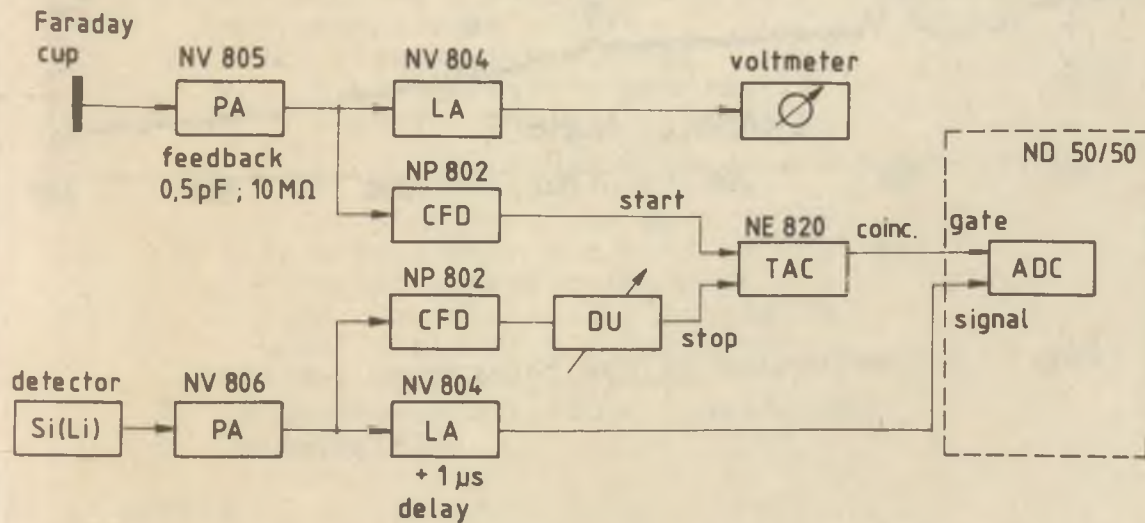


Fig.2 Block diagram of the coincidence circuit used for background reduction.

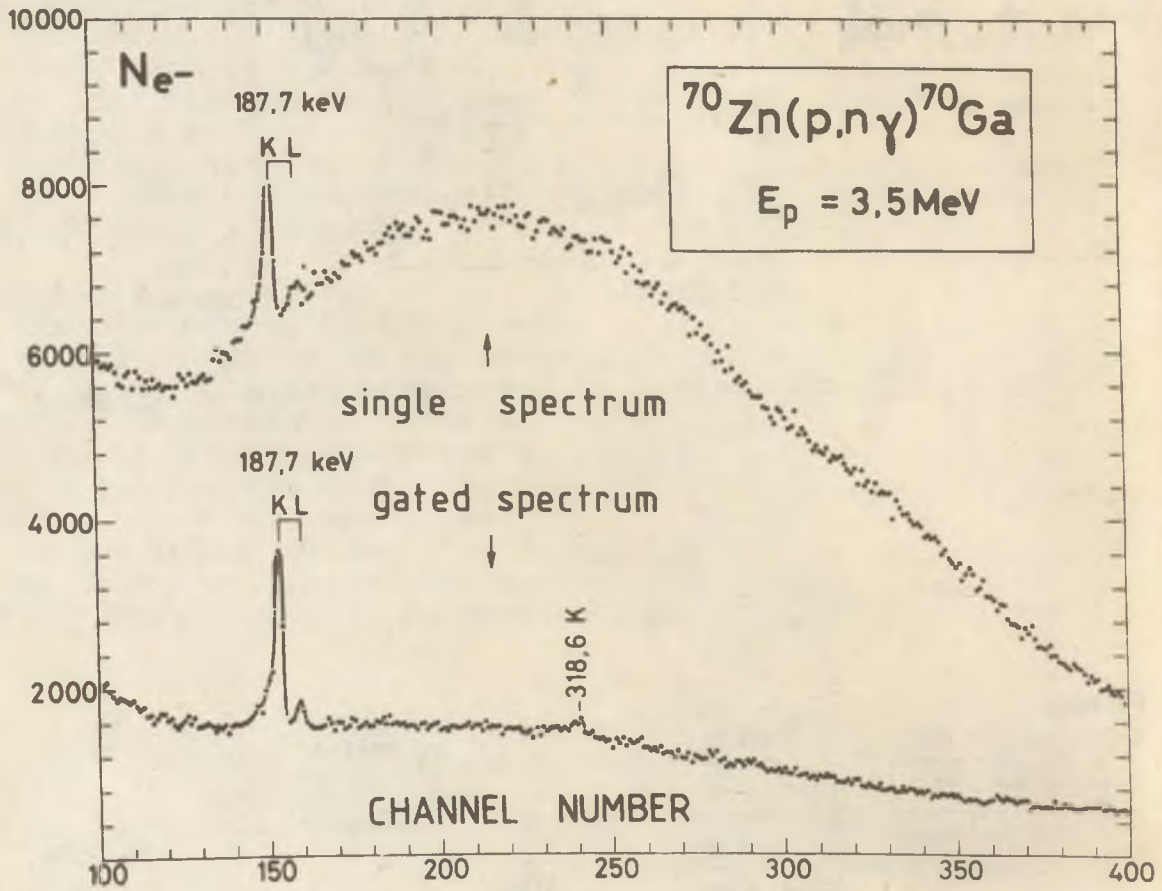


Fig.3 Demonstration of the background reduction.

ATOMKI Riport X/8 (1984)

A MEGVALÓSÍTÁSI LEHETŐSÉGEK ÁTTEKINTÉSE
A RÖNTGENFLUORESZCENCIA ANALIZISBEN

Andó László

A cikk áttekintést ad a röntgenfluoreszcencia analízisről mint anyagvizsgálati módszerről. A fizikai alapok valamint az érzékenységet, pontosságot nagymértékben befolyásoló mintakészítés rövid tárgyalása után megvizsgáljuk a különböző konstrukciós lehetőségeket, különös tekintettel az ún. nondiszperzív, vagy differenciális szűrőpár módszerre.

1. Bevezetés
2. Elvi alapok
3. Összefüggés a koncentráció és a fluoreszcens röntgensugárzás között
4. A REA vizsgálatok fázisai
 - 4.1. A mintakészítés problémája
 - 4.2. A gerjesztés módja
 - 4.21. Proton gerjesztés
 - 4.22. Radioaktív forrás
 - 4.23. Röntgensöves gerjesztés
 - 4.3. A szekunder sugárzás detektálása
 - 4.31. Félvezető detektorok
 - 4.32. Szcintillációs számlálók
 - 4.33. Gáztöltésű detektorok
 - 4.34. Újabb fejlesztések
5. Kiegészítő szűrők használata
6. Összefoglalás

1. Bevezetés

A röntgenfluoreszcencia elvén alapuló analitikai módszerek megjelenése új lehetőségeket teremtett az anyagvizsgálatban. Ezen módszerek széles körű elterjedése mellett természetesen továbbra is fontos szerepük van pl. az optikai emissziós spektroszkópiának vagy a nedves kémiai módszereknek. Velük szemben viszont a röntgenfluoreszcencia analízisnek (REA) számos előnye van:

- A vizsgálandó elemek szekunder-emissziós spektruma lényegesen egyszerűbb mint az optikai emissziós spektrum.

- A minta bármilyen fizikai állapotban lehet és az elem-összetevőire jellemző fluoreszcencia spektrum független az összetevők kémiai állapotától.
- Általában nem követelmény a belső standard. Esetleges alkalmazása esetén annak különválasztása nem okoz olyan nehézséget, mint az optikai spektroszkópiában.
- Egyszerű és általános szabály van a röntgen-spektrum és az atomszám között.
- Az elem-összetevők közötti hatások, az ún. matrix-effektusok szisztematikusak, előre becsülhetők és értékelhetők.
- A spektrum-vonalak interferenciája lényegesen kisebb mértékű, mint az optikai spektrumban, és a legtöbb esetben kiküszöbölhető.
- Az összetevők egyidejű mérése sokelemes analízist tesz lehetővé.
- Az analízis roncsolásmentes, így értékes tárgyakat (pl. műalkotásokat, régészeti leleteket) nem fenyeget veszély.
- Extrém nagy koncentráció tartományban használható (100 %-tól egészen a ppm-es tartományig), így mikroanalízisre is lehetőség nyílik.
- Nagy foku automatizálhatóság lehetséges.

Természetesen nem szabad figyelmen kívül hagyni azokat a korlátokat sem, amik a röntgenfluoreszcencia analízis alkalmazhatóságát nehezítik vagy esetenként lehetetlenné teszik:

- Az alacsony rendszámú elemek nem, vagy nehezen vizsgálhatók.
- A módszer csak egy vékony rétegből ($\leq 0,1$ mm) ad információt, így érzékeny a felületi jelenségekre.
- A mátrix-effektusok jelenléte miatt valamilyen korrekciós módszert kell alkalmazni annak kiküszöbölésére.
- Általában elmondható, hogy érzéketlenebb, mint az optikai spektroszkópia.
- Mivel relatív módszer, standardok szükségesek, lehetőleg ugyanolyan fizikai és kémiai állapotban.
- A primer gerjesztést gyakran célszerű változtatni egy adott összetevő optimális méréséhez.

Elmondható, hogy a röntgenfluoreszcencia analízis adott esetben nagyon hatásos, az igényeket jól kielégítő módszer az elem-összetevők meghatározására.

A röntgenfluoreszcencia analízis néhány évtizedes fejlődése többször igazolta azt, hogy egy korábban hátrányos tulajdonsága miatt már "leirt" funkcionális egység (pl. gerjesztőforrás, detektor, stb.) újra alkalmazást nyer új tartalommal. Egy ilyen változás figyelhető meg az utóbbi években például az energia diszperzív módszer esetén a gerjesztő forrás tekintetében, ugyanis az addig szinte kizárólagosan használt radioaktív forrásokat egyre inkább a röntgensöves gerjesztés váltja fel, amit korábban csak a kristálydiffrakciós módszerek alkalmaztak. Egy másik példa, hogy a mikroprocesszoros jelfeldolgozás lehetővé tette proporcionális számlálóval a sokelemes analízist. Az is bebizonyosodott, hogy a nagy teljesítőképességű laboratóriumi berendezések mellett sokszor szükség van olcsó, horozható készülékekre is, amelyek sok esetben célszerűbben használhatók egy konkrét területen. Ilyen esetekben általában nem

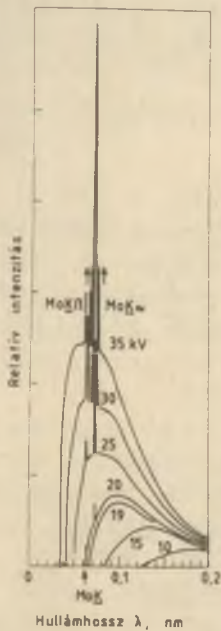
szükséges a legjobb tulajdonságokkal rendelkező "alkotóelemekből" összerakni a spektrométert. Mindez azt jelenti, hogy egy adott feladat megoldására készített berendezés felépítésénél mindig a speciális feltételrendszert optimálisan kielégítő egyiséget kell alkalmazni.

2. Elvi alapok

A röntgensugárzás energiappektruma a néhány tized elektronvolttól a GeV-os tartományig terjedő igen széles tartományt átfogja. Gyakorlati célokra, így a röntgenfluoreszcencia analízisben is, csak a 100 keV-nál kisebb energiájú sugárzást használják. Egy általános röntgen-spektrum két, különböző tulajdonságokkal rendelkező részből tevődik össze. Egy energia szerint folytonos eloszlású részre szuperponálódik az un. karakterisztikus spektrum, ami diszkrét energiájú vonalak sorozatából tevődik össze (1. ábra).

Folytonos, vagy más néven fékezési röntgensugárzást bármilyen fizikai folyamatból származó (pl. foto-, Auger-, Compton-szórásnál kilökött) elektronok kelhetnek, de keletkezésük alapvető forrása a röntgenső. A katódból kilépő elektronok és az antikatód anyagának kölcsönhatása különböző lehet: (1) visszaszórás, ami a target atomszámának növekedésével erősen nő (néhány %-tól 50 %-ig); (2) szórás a felületen, ami a legkülső elektronokkal, vagy fémek esetén a szabad elektronokkal való kölcsönhatás; (3) kölcsönhatás a belső elektronokkal; (4) rugalmas szórás a mag Coulomb-terében; (5) rugalmatlan szórás, ami a 100 keV alatti tartományban ~ 1 % valószínűségű.

Az $E_e = eV$ energiájú elektron több, egymást követő rugalmatlan szórás során elveszíti energiáját és minden egyes kölcsönhatási folyamat egy $E_x = h\nu$ energiájú röntgenkvantum kibocsátását eredményezi. Nagy számú elektron ilyen fokozatos "lelassulásának"



1. ábra. Az elektronokkal gerjesztett Mo target röntgen-spektruma [1]

eredménye a fékezési röntgen-spektrum (1. ábra). A $\lambda_{I_{max}}$ és λ_{min} jellemző hullámhosszak értékét a bombázó elektronok energiája határozza meg. Minimális hullámhosszuságú röntgensugárzás akkor keletkezik, ha az elektron egyetlen lépésben elveszíti energiáját:

$$h\nu_{max} = E_e \quad (1)$$

A maximális intenzitáshoz tartozó hullámhossz növekvő elektron energia esetén csökken, vagyis a kijövő röntgen-foton energiája nő.

A karakterisztikus röntgensugárzás természete az atomi elektronok héj-strukturájával kapcsolatos. Keletkezésének feltétele, hogy valamilyen módon egy belső héjon vakancia keletkezzen. Egy ilyen belső héj ionizációt létrehozhatunk elektron vagy más töltött részecske bombázással, röntgensőből vagy szekunder targetból származó röntgen-kvantumokkal, radioizotóppal, vagy létrejöhet spontán radioaktivitás hatására is, de ezen utóbbi folyamat most csak elvi jelentőségű. A létrejött "lyuk" nagyon gyorsan (10^{-17} - 10^{-14} sec) betöltődhet egy nagyobb energiájú héjon lévő elektronnal, miközben az atom vagy egy Auger-elektront vagy egy

$$h\nu_{ij} = E_i - E_j \quad (2)$$

energiájú röntgen-fotont emittál, ahol E_i a magasabb, E_j pedig az alacsonyabb energiájú héj energiája, ν_{ij} pedig a kibocsátott foton frekvenciája. Egy vakancia bármilyen, az adott héjnál nagyobb energiájú héjról (alhéjról) betöltődhet, ha az átmenetet a kvantumszámokra vonatkozó kiválasztási szabályok megengedik.

Az atom karakterisztikus röntgensugárzást kiváltó gerjesztést primer, ill. szekunder gerjesztésnek nevezzük aszerint, hogy töltött részecskékkel ill. fotonokkal bombáztunk.

Primer gerjesztés pl. egy röntgensőben a katódból kilépő elektronok által az antikatód gerjesztése, aminek következtében a keletkező fékezési spektrum mellett, ha az elektronok energiája egy adott szint fölött van, karakterisztikus röntgensugárzás is létrejön, melynek intenzitására:

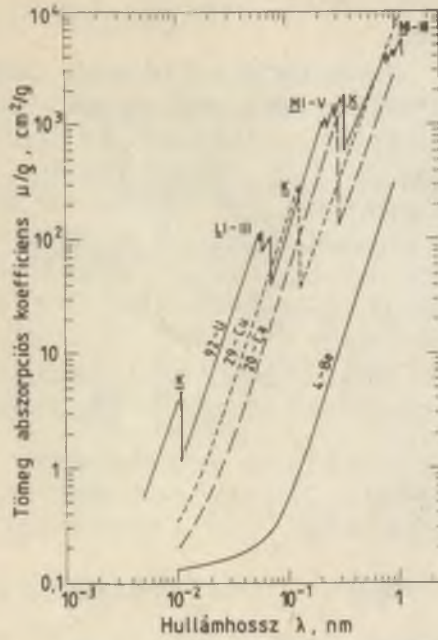
$$I_K \propto i(V - V_K)^{1,7}, \quad (3)$$

ahol I_K a K vonal intenzitása, i és V a röntgenső árama és feszültsége, V_K pedig a K héj gerjesztési potenciálja (1. ábra). A gyakorlati röntgenspektrometriai analízisben a primer gerjesztésen alapuló vizsgálatok közül a legjelentősebbek az elektronmikropróba analízis, illetve az 1-3 MeV energiájú proton-bombázással indukált röntgen-emissziós analízis (PIXE).

Szekunder-gerjesztés esetén a gerjesztő röntgensugárzás (néha lágy γ) és az anyag kölcsönhatása következtében a röntgensugarak egy része abszorbeálódik. A 100 keV alatti tartományban az anyaggal való kölcsönhatás két fő típusa a fotoeffektus és a szórás. A fotoeffektusban az atom elnyeli a fotont és egy elektront bocsát ki, miközben gerjesztett állapotba kerül. A szórás lehet rugalmas (koherens) vagy rugalmatlan (inkoherens), un. Compton-szórás. Így tehát a teljes abszorpciós együttható

$$\mu = \tau + \sigma_{koh} + \sigma_{inkoh} \quad (5)$$

alakban írható fel, ahol τ a fotoabszorpciós, σ pedig a szórási abszorpciós együttható. A teljes abszorpciós együttható meglehetősen bonyolult függvénye a rendszámnak és az energiának. Egy tipikus energiafüggést ábrázol a 2. ábra. Ahol a görbén éles ugrások un. abszorpciós élek találhatóak, az az energia az illető atom egy-egy elektronhéjának ionizációs energiájával, vagyis a héjon lévő elektronok kötési energiájával egyezik meg. Az abszorpciós él energiája mindig nagyobb, mint az adott héjhoz



2. ábra. Az abszorpciós együttható energiafüggése néhány elemnél

tartozó karakterisztikus röntgensugárzás, ezért a saját sugárzásra minden elem ugyszólván átlátszó.

3. Összefüggés a koncentráció és a fluoreszcens röntgensugárzás között

Annak a valószínűségét, hogy egy héjon lévő vakancia röntgenemisszióval töltődik be az ún. fluoreszcencia-hozam (fluoreszcencia hatásfok) fejezi ki. Nagy számú azonos atomból álló minta esetén pl. a K-héj fluoreszcencia hozamát (ω_K) a következő kifejezés adja:

$$\omega_K = \frac{I_K}{n_K} < 1 \quad (6)$$

ahol n_K az összes K-vakanciák száma, I_K pedig az emittált K-fotonok száma. A fluoreszcencia-hozam definíciója magasabb héjakra lényegesen bonyolultabb, az ezzel kapcsolatos elméleti összefoglalás és a kísérleti eredmények ismertetése Bambynek cikkében [2] megtalálható. A fluoreszcencia hatásfok a rendszám csökkenésével igen erősen csökken, az ω_K pl. $Z=16$ -nál már $< 0,1$. Ez az erős csökkenés a legfőbb korlát az alacsony rendszámú elemek röntgenfluoreszcencia analizisének.

A fluoreszcens intenzitás és a koncentráció közötti összefüggés elméleti tárgyalása igen nehéz. Általános érvényű, a jelenségek széles körét helyesen leíró elméleti modell nem létezik. Az alapvető összefüggés levezetésénél egyszerűsítő feltevéseket kell tenni:

- (1) a minta homogén, végtelen vastag és sík felületű;
- (2) a gerjesztő sugárzás monoenergetikus, párhuzamos nyalábot képez, és a fluoreszcens sugárzás is párhuzamos nyalábban lép ki a mintából;

(3) a vizsgált i elemnél nagyobb rendszámú elemet nem tartalmaz a minta.

Az I_{0E} intenzitású, E energiájú, a minta felületével ϕ szöget bezáró gerjesztő sugárzás - melynek x mélységében az intenzitása

$$I_E(x) = I_{0E} \exp[-(\mu/\rho)_{M,E} \rho x / \sin\phi], \quad (7)$$

- által gerjesztett i elem karakterisztikus röntgenintenzitása

$$dI_i(x) = I_E(x) \cdot c_i \cdot \rho \cdot g_{i,E} \cdot dx, \quad (8)$$

ahol az i elem mérendő analitikai vonalának emissziós valószínűsége E gerjesztő energiánál ($g_{i,E}$) a következő tényezők szorzata:

$$g_{i,E} = (\mu/\rho)_{i,E} \cdot K_i \cdot \omega_i \cdot R_i. \quad (9)$$

- $(\mu/\rho)_{M,E}$ a minta tömegabszorpciós koefficiense az E energiára.
- ρ a minta sűrűsége
- c_i az i elem koncentrációja a mintában.
- $(\mu/\rho)_{i,E}$ az i elem tömegabszorpciós koefficiense az E energiára.
- $K_i = 1 - \frac{1}{r_i}$ az i elem megfelelő héjára az ionizációs valószínűség, ahol r_i az adott héjra vonatkozó abszorpciós él nagysága.
- ω_i az illető héj fluoreszcencia határfoka.
- R_i a megfigyelt vonal relativ intenzitása az adott héj vonalához viszonyítva.

A $dI_i(x)$ intenzitású sugárzás a minta felületére érve

$$dI_i = dI_i(x) \exp[-(\mu/\rho)_{M,i} \rho \cdot x / \sin\psi] \quad (10)$$

intenzitásává válik, ahol $(\mu/\rho)_{M,i}$ a minta tömegabszorpciós koefficiense az i elem karakterisztikus vonalára. A minta teljes vastagságára integrálva végeredményül kapjuk:

$$I_i = \frac{1}{\sin\psi} \cdot \frac{I_{0E} \cdot c_i \cdot g_{i,E}}{\frac{(\mu/\rho)_{M,E}}{\sin\phi} + \frac{(\mu/\rho)_{M,i}}{\sin\psi}}. \quad (11)$$

Összetett minta tömegabszorpciós koefficiensét különböző energiáknál a

$$\mu_{M,E} = \frac{\sum c_j \mu_{j,E}}{\sum c_j} \quad (12)$$

segítségével számolhatjuk ki, ahol $\mu_{j,E}$ a j elem abszorpciós együtthatója az E energiájú sugárzásra. A (11) egyenlet csak a mátrix-abszorpciót veszi figyelembe. Ha a minta a vizsgálandó elemnél nagyobb rendszámú elemet is tartalmaz az összefüggés lényegesen bonyolultabb a szekunder belső gerjesztésnek (enhancement) a hatása miatt.

4. A REA vizsgálatok fázisai

A röntgenfluoreszcencia analizissel, mint anyagvizsgáló módszerrel egy feladat megoldása két oldalról közelíthető meg. A meglévő spektrométer az általa meghatározott jellemzőkön (gerjesztés, detektálás, diszperzió, jelfeldolgozás stb. módja) keresztül befolyásolja az adott feladat megoldhatóságát. Egy másik megközelítés szerint a feladat bonyolultságán, a mérési körülményeken stb. keresztül meghatározza az analízishez felhasználható spektrométer paramétereit. Összességében elmondható, hogy ezek a megfogalmazott feladat megoldhatóságát eldöntő lépések egy REA vizsgálat mérés előtti fázisai.

A második fázist a mérési aktus és a hozzá szorosan kapcsolódó lépések jelentik. Ide tartozik mindenek előtt a mintakészítés, valamint a mért eredmények kiértékelése. Ez a kiértékelés vagy automatikusan a spektrométer által meghatározott módon történik, vagy attól függetlenül pl. manuálisan.

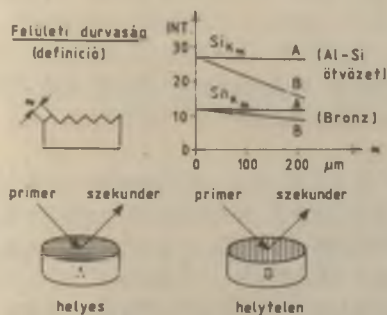
4.1. A mintakészítés problémája

Ahhoz, hogy egy REA vizsgálattal megbízható eredményt érjünk el a legtöbb esetben valamilyen minta előkészítést kell végeznünk. A minta preparálása lehet fizikai vagy kémiai folyamat, illetve mindkettő együttesen. A minta megjelenési formája - az analízis szempontjából - a következő csoportokra osztható [1]:

- (1) szilárd minták
- (2) kis méretű tárgyak, tárgyrészek
- (3) porok
- (4) préselt minták
- (5) olvasztott anyagok
- (6) folyadékok és oldatok
- (7) hordozóra felvitt vékony rétegek, filmek, lemezek.

A gyakorlati alkalmazásokat tekintve a szilárd és a préselt mintáknak van a legnagyobb jelentőségük. Sajnos a legjelentősebb preparálási hibák a felületi durvaság és a szemcseméret hatás éppen az ilyen mintáknál jelentkeznek.

A szilárd minták, különösen a fémek, ötvözetek előkészítése (csiszolás, esztergálás, stb.) során a felületen kisebb-nagyobb mélységű árkok keletkezhetnek. Ha egy meghatározott irányból éri a mintát a gerjesztő sugárzás, nem mindegy, hogy a mintát milyen pozícióban helyezzük el a méréshez. A helyes elhelyezést és a hibás pozíció következményét a 3. ábra mutatja [3] [4]

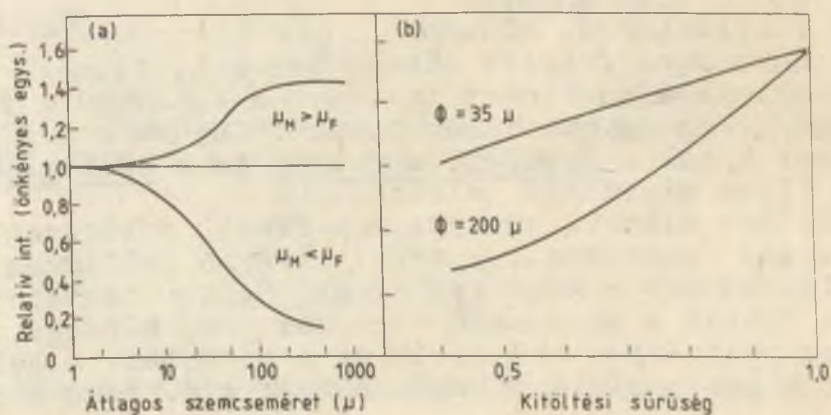


3. ábra. A minta felületi durvaságának hatása a röntgenhozámokra [4]

Préselt mintát általában valamilyen inhomogén szilárd anyag őrlése után préseléssel kapunk. Az eljárást az teszi szükségessé, hogy a legtöbb ásványi és kőzet minta, a különféle zagyok, stb. elemösszetevőire nézve nagyon heterogének. Az így kapott mintákban a szemcsék tömegabszorpciós együtthatója eltér a mátrix tömegabszorpciójától és ennek következtében jelentős torzulások léphetnek fel a röntgen intenzitásokban. P.F. Berry és munkatársai munkája [5] alapján a változó szemcseméret hatását, valamint két különböző szemcseméretnél a szemcsés minta sűrűsége (amely az összepréselés függvénye) és az intenzitás közötti összefüggést ábrázolja a 4. ábra. Látható, hogy (a) ha a fluoreszcens elemeket tartalmazó szemcsék abszorpciója nagyobb a kibocsátott sugárzásra vonatkozóan, mint a mátrix abszorpciója, akkor a növekvő szemcsemérettel csökken az intenzitás (alsó görbe), ellenkező esetben pedig nő a hozam (felső görbe). A kitöltési sűrűség változása esetén megfigyelhető, hogy (b) kis szemcseméretnél nem olyan erős az intenzitásváltozás, mint nagyobb szemcséknél, adott szemcseméret esetén pedig a tömörebb minta intenzitása nagyobb. Mindezek ismeretében a szemcsehatás

kiküszöbölési módjai

- lehető legkisebb, vagy állandó szemcseméret elérése
- lehető legnagyobb, vagy állandó nyomás alkalmazása mintakészítésnél
- mivel a nagyobb energiák kevésbé érzékenyek a szemcseméretre [4], ha mód van rá a nagyobb energiák gerjesztése célszerű.



4. ábra. A változó szemcseméret (a) és a sűrűség (b) hatása a röntgen intenzitásra

A röntgenfluoreszcencia analízis relatív módszer, így egy adott összetevő-mátrix rendszerhez standard minták szükségesek. A standardok lehetnek közvetlenül egymástól független, nagy pontosságú kémiai módszerekkel bevizsgált minták, lehetnek az ilyen standardok segítségével gondosan analizált közvetett minták, illetve szintetikusan előállíthatók a szükséges elem-összetevők megkövetelt kombinációiból. Általánosságban fontos

szempont, hogy egy adott analitikai feladathoz felhasznált standardok fizikai állapota megegyezzen a vizsgálandó minták állapotával.

4.2. A gerjesztés módja

A minta fluoreszcens röntgensugárzását, mint láttuk, gerjeszthetjük elektronokkal, vagy más töltött részecskével (primer gerjesztés), illetve röntgen- vagy lágy γ -sugarakkal (szekunder gerjesztés). A foton-gerjesztés történhet röntgen-csővel vagy rádióaktív forrással. Jaklevic [6] összehasonlítja az elektron, a töltött részecske (protonok és α -részek) és a röntgen-gerjesztést. Az elektron-indukált spektrumban a kis koncentrációban jelenlévő elemösszetevők kimutathatóságát a nagy folytonos háttér nehezíti, ami az elektronok lefékeződése következtében keletkezik.

4.21. Proton gerjesztés

Protonok használata karakterisztikus röntgen-sugarak gerjesztésére több szempontból vonzó lehet. Az ionizációs hatáskeletkeztetés növekedése az atomszám csökkenésével az érzékenység növekedését eredményezi. A protonok (és más töltött részecskék) esetén nincs nagy folytonos sugárzás sem, így a spektrumban a háttér is kicsi. Hagyományosan vastag minták esetén azonban a proton-indukált röntgen-emissziónál (PIXE) is van egy folytonos röntgen-háttér, amit a minta atomjaiból kilépő fotoelektronoknak a mintában való lefékeződése hoz létre. Ez az oka annak, hogy a PIXE módszer a "vékony" minták analízise. A módszer széles körű elterjedésének egy további akadálya az is, hogy egy részecskegyorsító szükséges a nagy energiájú protonok létrehozásához. A módszer elvi alapjai és az alkalmazott technika pl. [7], [8]-ban megtalálhatók. További összefoglalást ad [9] és [10]. Összességében megállapítható, hogy a PIXE módszer ott, ahol előnyösen használható, két-három nagyságrenddel jobb érzékenységet produkál, mint a fotongerjesztés, ha a vizsgált terület kis mérete jól reprezentálja az egész mintát, vagyis inhomogenitás nincs.

4.22. Radioaktív forrás

A legjobb gerjesztési mód és a gerjesztő energia kiválasztását általában az adott analitikai probléma természete határozza meg. Ideális esetben minden összetevőt olyan karakterisztikus vonala alapján kellene analizálni, amire optimális a fluoreszcencia hozam, minimálisak az interferencia problémák, kicsik a matrix-hatások, stb. Mindez azt jelenti, hogy némi tulzással, ahány analitikai feladat, annyi gerjesztő forrás lenne szükséges. Általában csak kompromisszumos megoldás lehetséges, különösen a több-elemes analízisnél.

A röntgenfluoreszcencia vizsgálatok döntő többsége röntgen-gerjesztésen alapul. A gerjesztő fotonok egyik forrása a radioizotópok bomlása. Ez lehet akár nukleáris eredetű (ami γ -sugárzást jelent), vagy a radioaktív anyag atomjaiban keletkező karakterisztikus sugárzás, ami a mag bomlása utáni szekunder folyamat. Egy minta röntgen-gerjesztése szemszögéből nincs különbség a fotonok nukleáris vagy atomi eredete között, ebben az e-

setben mindkettő monoenergetikus sugárzás. Analitikai célra azonban nem minden radioizotóp alkalmas. Azok a források a legmegfelelőbbek, amelyek (1) hosszú felezési idejűek, tehát a mérési sorozatok közötti intenzitás csökkenés nem okoz problémát; (2) nagy specifikus aktivitásúak és a forrásból kijövő különböző energiájú sugárzások közül a gerjesztésre kiválasztottnak relative nagy az intenzitása; (3) könnyen elkészíthető legyen, annak ellenére, hogy (4) nagy intenzitás (>1 mCi a gerjesztő energiára) szükséges a viszonylag rövid (néhány perces) mérési időkhöz; (5) a maximális energiájú sugárzásuk nem nagyobb, mint ~ 100 keV, hogy a biztonságos árnyékolásuk ne okozzon nagy nehézséget. Az ezeknek a feltételeknek megfelelő, így fluoreszcencia gerjesztésre leggyakrabban használt radioaktív források száma kevés és áruk sem mondható olcsónak [11], [12]. A monoenergetikus sugárforrások mellett esetenként ún. folytonos sugárforrásokat is alkalmaznak, ahol a β -bomló izotópot összekeverik egy "target" anyaggal és a bomlásból származó elektronoknak a "targettel" való kölcsönhatása során jön létre a fékezési spektrum, ami azután gerjeszti a mintát. (A viszonyok nagyon hasonlóak a röntgen-csőves gerjesztéshez, amit alább tárgyalunk.) Az ilyen források konverziós hatásfoka azonban nagyon kicsi, így nagyon nagy aktivitások szükségesek elfogadható fluoreszcencia intenzitás létrehozásához.

4.23. Röntgencsőves gerjesztés

A foton-gerjesztéses REA a hagyományos kristálydiffrakciós spektrométerek megjelenése óta használ röntgencsővet gerjesztő forrásként. A kristályspektrométerekben más alternatíva nem is létezik mint a több kW teljesítményű röntgencsővek alkalmazása. A kis térszöget, valamint a kristályon történő szelektív diffrakció kis hatásfokát ($\sim 1\%$) ugyanis nagy intenzitással kell pótolni. A Si(Li) detektorok röntgen-detektorként való alkalmazása - azok közel 100 %-os detektálási hatásfoka miatt - nem igényel ilyen nagy teljesítményt. Az ún. energiadisziperzív röntgenfluoreszcencia rendszerek, amelyek nagy többsége félvezető detektort alkalmaz [13], megfelelő érzékenységet ad radioaktív forrás, vagy kis teljesítményű (<10 W) röntgencső alkalmazása esetén is.

Láttuk, hogy egy röntgencsőben az eV energiára szert tett elektronok és az anód közötti kölcsönhatás következtében az anód röntgensugárzást bocsát ki, aminek energiaeloszlását az 1. ábrán mutattuk be. Ez a sugárzás egy rendszerint Be-ből készült ablakon keresztül hagyja el a röntgencsővet. A vékony ($<0,1$ mm) Be-fólia kis rendszáma miatt gyakorlatilag nem abszorbeálja a sugárzást, ugyanakkor leválasztja a röntgencsőben lévő vákuumot a külső tértől. A röntgencső spektruma mind az anód anyagától, mind pedig a cső működtető feszültségétől, illetve áramától függ, ezek változtatásával létrehozhatjuk egy adott minta optimális gerjesztéséhez szükséges spektrum alakot. Még a kis teljesítményű röntgencsővek intenzitása is kb. három nagyságrenddel nagyobb az általában használt radioaktív források intenzitásánál, ezért ha az energia-disziperzív fluoreszcencia spektrométerben röntgencsővet használunk gerjesztésre, lehetőség nyílik különféle szekunder targetek, vagy szűrők használatára. Ezek használata lehetővé teszi, hogy mindig az adott feladatnak

legjobban megfelelő "monoenergetizált" sugárzássá alakítsuk a gerjesztő sugárzást [14].

A néhány W-os röntgensövek az utóbbi években komoly vetélytársai lettek a radioaktív forrásoknak. Ez azért következhetett be, mivel (1) a technológiai fejlesztések következtében kis méretű, hosszú élettartamu röntgensöveket sikerült előállítani; (2) a kis teljesítmény miatt még folyamatos üzem esetén sincs szükség vízűtésre; (3) a kiszolgáló tápegységek (nagyfeszültség, fűtés) kis méretű, jó hatásfoku félvezetőkkel felépíthetők és nagy stabilitás érhető el; (4) mindez elfogadható árral párosul. Ha mindehhez hozzávesszük a nagyobb intenzitásból eredő jobb statisztikát, elmondható, hogy a radioizotópos gerjesztés esetleges előnyeit kompenzálja az állandó sugárvesztély, és a rá vonatkozó rendszabályok betartása.

Egy kis teljesítményű röntgenső konstrukciója tovább egyszerűsíthető, ha ún. transzmissziós anódot alkalmazunk [15]. Ilyenkor a cső anódja egy vékony fém fólia, és a becsapódó elektronok hatására a másik oldalon kilépő röntgensugárzást használjuk gerjesztésre. Esetenként maga az anód-lemez a röntgenső anódja is lehet. Ez az ún. végablakos röntgenső.

A gerjesztő spektrum alakja iránt nem igényes alkalmazások esetén téremissziós röntgensöveket is használnak gerjesztésre [16]. Lényege, hogy a katód fűtése helyett a gyorsító feszültség hatására egy hegyes végű katód által emittált elektronok adják a cső áramát. A megfelelő geometria elegendő intenzitást eredményez, ugyanakkor jelentős teljesítmény megtakarítás érhető el azzal, hogy nem kell fűteni a katódot. Hátránya a téremissziós röntgensőnek, hogy az áramát nem lehet változtatni a feszültségtől függetlenül.

Megemlítjük még, hogy egyes speciális esetekben [17] vézérő ráccsal ellátott röntgensövet használnak, aminek segítségével mindaddig tiltható a röntgenső, amíg a rendszer "foglalt", így kiküszöbölhető a nagy intenzitásokból eredő "pile-up" jelenségek.

4.3. A szekunder sugárzás detektálása

A röntgenfluoreszcencia analizátorok megvalósításának nagy változatosságát mutatja az is, hogy a szekunder sugárzás detektálására szinte valamennyi röntgen-detektor típusát alkalmazzák [18]. Működési elvüket tekintve ezek lehetnek félvezető, szcintillációs és gáztöltésű detektorok. Működési elvük az irodalomból közismert [19], [20]. Az alábbiakban megvizsgáljuk a röntgenfluoreszcencia analízis szempontjából előnyös és hátrányos tulajdonságaikat.

4.3.1. Félvezető detektorok

A fluoreszcencia analizátorokban az egyik leggyakrabban használt detektor a lítiummal driftelt szilícium (Si(Li)) vagy germánium (Ge(Li)) detektor. Számos előnyük van minden, más elven működő detektorral szemben. Mindenek előtt azt kell kiemelni, hogy a beérkező röntgen-foton lefékeződése közben keletkezett töltés nagysága szigorúan arányos a foton energiájával, és ez az energia konverzió nagyon hatásos. Egy elektron-lyuk párokeltéséhez szilícium esetében 3,6 eV, germánium esetében pedig

2,8 eV szükséges, ez azt eredményezi, hogy energiga felbontásuk - ami a töltéshordozók számának statisztikus ingadozásától, az- az a teljes elektronszám négyzetgyökétől függ - lényegesen jobb a más típusu detektorokénál. A nagyobb rendszámú elemekre a kristályspektrométernél is jobb feloldással rendelkeznek.

Egy félvezető detektoros spektrométer energia feloldását a következő alakban írhatjuk fel [11]:

$$\text{FWHM(eV)} = \sqrt{(\text{FWHM})_{\text{zaj}}^2 + (2,35 \sqrt{F \cdot \epsilon \cdot E})^2} \quad (13)$$

ahol F az ún. Fano-faktor (értéke $\sim 0,10-0,13$). ϵ az egy elekt- ron-lyuk pár keltéséhez szükséges energia eV-ben, E pedig a de- tektált foton energiája eV-ben. A tényleges feloldást a félveze- tő detektorhoz szorosan hozzátartozó előerősítő elektronikus zaja (FWHM_{zaj}) is befolyásolja. Egy Si(Li) detektoros spektro- méter feloldása 5,9 keV-nél tipikusan 150-180 eV, ami azt jelen- ti, hogy a félvezető detektorok felbontóképessége már jobb, mint ami minimálisan szükséges a szomszédos elemek K_{α} vonalainak szétválasztásához.

További lényeges előnye a félvezető detektoroknak, hogy a fluoreszcencia analízis szempontjából legfontosabb energia tar- tományban gyakorlatilag 100 %-os kvantum-hatásfokkal rendelke- znek. Ezt kis energiáknál a rendszerint Be-ből készült ablak ab- szorpciója, nagy energiáknál pedig az aktiv terület vastagsága korlátozza. Kis helyigénye miatt a különböző mérési elrendezésekkel [21] jó geometriai hatásfok biztosítható.

A Si(Li) detektorok csak folyékony nitrogén hőmérsékletre (77 K°) lehűtve rendelkeznek előnyös tulajdonságokkal, ami azt jelenti, hogy egy ilyen detektoros spektrométer elengedhetetlen tartozéka a cseppfolyós nitrogént tároló kriosztát, annak min- den hátrányos következményével. Nagy terhelésnél a "pile-up" miatt egyre drasztikusabb impulzusszám veszteség lép fel és e- miatt a Si(Li) spektrométerek nem terhelhetők tulzottan. A jó statisztikus hiba elérése hosszú mérési időt igényel.

4.32. Szcintillációs számlálók

Szcintillátorként általában vékony NaJ(Tl) kristályt alkal- maznak, mert fényhozamban felülmúlja az összes többi szcintillá- tort. Vékony kristályra két okból van szükség: egyrészt a nagy- energiájú sugárzások elnyelődése, és így a nemkívánatos háttér is lecsökken, másrészt a vékony kristályban a fény elnyelődése is kisebb, így biztosított a fényimpulzus jó hatásfoku elveze- tése a fotoelektron sokszorozó katódjához, ami a szcintillációs detektor másik összetevője.

A szcintillációs számlálóban egy elsődleges fotoelektron létrehozásához ~ 300 eV szükséges. Másképpen fogalmazva ez azt jelenti, hogy egy ilyen detektor feloldása pl. 6 keV-nél kb. 40 %, ami nem teszi lehetővé, hogy szomszédos vagy közeli rend- számú elemek röntgensugárzását a kapott elektromos impulzusok analízisével megkülönböztessük egymástól. Természetesen bizo- nyos speciális esetekben, amikor a vizsgálandó elemek karakte- risztikus vonalai között ilyen feloldás mellett sincs átfedés, az impulzusok egy, vagy sokcsatornás analízise célravezető le- het. A legtöbb esetben azonban differenciális szűrőpárt (5. pont) kell alkalmazni kiegészítésként.

A fotoelektron sokszorozó zaja miatt mindig szükség van egy elektronikus jel-diszkriminációra, hogy a kisenergiájú részen jelentkező zajokat leválasszuk. Egy másik hátránya ezeknek a detektoroknak, hogy a terhelhetőségük erősen korlátozott. Az elektronsokszorozó áramának növekedése esetén a dinódák felmelegedése miatt változik a sokszorozási tényező, ami szintén hibaforrás.

4.33. Gáztöltésű detektorok

A gáztöltésű röntgendetektorok (az ionizációs kamra, a proporcionális számláló és a GM-cső) használata szintén lehetséges a röntgenfluoreszcencia analízisben. Alkalmazásuk lehetőségét külön-külön célszerű megvizsgálni.

Az ionizációs kamrák egyik legfontosabb tulajdonsága, hogy a gázerősítésük egységnyi és széles detektorfeszültség tartományban független annak változásától. Ez azt is jelenti, hogy nagy szabadság van az elektródák formáját illetően és nincs nagy követelmény a töltőgáz minőségével szemben sem. Ionizációs kamrát nem nagyon használtak a röntgenspektroszkópiában, de a nagy érzékenységre elektronikus erősítő elemek megjelenésével várhatóan megnőhet a szerepük különösen az olcsó, hordozható műszerekben.

A proporcionális számláló, bár működési elvét tekintve lényegesen eltér a szcintillációs detektortól, a röntgen-emissziós analízis céljaira történő alkalmazás szempontjából azzal közel azonos jelentőséggel bír. A nagyobb detektor-feszültség és a megfelelő geometria következtében kialakuló térerősség hatására 10^4 - 10^6 -os gázerősítés is elérhető, ezt azonban a jó feloldás elérése érdekében lehetőleg kis értéken kell tartani. A proporcionális számláló felbontása 6 keV-nél 15-20 % között van. Speciális töltőgázok és elektronika alkalmazásával [22] egy ilyen detektorral működő analízátor feloldását mintegy 5 %-kal sikerült javítani. A szomszédos rendszámú elemek csucsainak átfedése kisebb, mint a szcintillációs számláló esetében, azonban még nem teszi lehetővé az azoktól származó jelek elektronikus szétválasztását. Példaként említjük, amikor gyengén ötvözött acélban Mn, Cr, Ni vagy Cu-t kell meghatározni [23]. Elektronikus jelelválasztást alkalmaznak az Outokumpu Oy által gyártott műszerben, a szomszédos elemek hatása ebben az esetben lényegesen nagyobb, mint differenciális szűrőpárok alkalmazása esetén.

A gáztöltésű detektorok harmadik típusa, a GM-cső nagyon kis jelentőséggel bír a röntgenfluoreszcencia analízisben. Egyes kis igényű, olcsó alkalmazásoknál [25] szóba jöhet a felhasználása, de pl. a nagy holtideje mellett az energiaszelekció hiánya kizárja, hogy a többi detektor vetélytársa legyen.

4.34. Újabb fejlesztések

Egy ideális detektornak, amit a röntgenfluoreszcencia analízisben felhasználunk, nagy területűnek, jó energia feloldásúnak és nagy terhelhetőségűnek kellene lenni. Működnie kellene szobahőmérsékleten, nem kellene karbantartani, hosszú ideig megbízhatónak kellene lennie és speciális feltételek, óvintézkedések nélkül beépíthetőnek kellene lennie a mostoha körülmények között működő ipari berendezésekbe is. A jelenlegi röntgen-detektorok ezt a sokrétű igényt nem tudják kielégíteni. A jobb tulajdonságokkal rendelkező detektorok készítésére napjainkban

is több irányú próbálkozások történnek [18], [26]. Elmondható, hogy a legtöbb ipari alkalmazásban, a folyamat szabályozásban és nyersanyag kutatásban jelenleg is a proporcionális és szcintillációs számlálók a legszélesebb körben használt detektorok. Bár a hűtött Si(Li) detektorok jelentősége továbbra is nő, a cseppfolyós nitrogénnel történő hűtés sok esetben komoly problémát jelent. A legígéretesebb próbálkozások a gázscintillációs proporcionális számlálók, a termoelektromosan hűtött Si(Li) detektorok és különösen a HgI₂ detektorok irányába történnek.

A gázscintillációs proporcionális számlálóban az abszorbeált röntgen-kvantum hatására a gáztérben történő fényfelvillanásokat egy fotoelektron sokszorozó méri. Az 5,9 keV-nél elért 8,3 %-os feloldás mellett a terhelhetősége is jó. Több hátrányos tulajdonsága (nagy méret, nagy működtető feszültség, a nagy tisztaságú gáz szükségessége) miatt nem várható a tömeges elterjedése.

A termoelektromosan hűtött detektorokkal elért 4,4 %-os feloldás (5,9 keV-nél) reményt keltő, azonban a precíz hőmérséklet szabályozás és az ehhez szükséges nagy áramok bonyolult kiégésztéseket igényelnek.

A legígéretesebb fejlesztések eddig a HgI₂ detektorok terén történtek. Nagy abszorpciója miatt jó a detektor hatásfoka, és viszonylag jó feloldása van (5,9 keV-nél 8,3 %). Könnyű kezelhetősége, kis hely- és teljesítmény igénye miatt várhatóan növekedni fog az alkalmazási területe, különösen a hordozható, gyors analizátorokban.

5. Kiegyensúlyozott szűrők használata

A különböző típusú REA vizsgálatok egyik legcélszerűbb felosztása a szekunder spektrum diszperziója alapján történhet. Ezek alapján beszélünk hullámhossz diszperzív, energia diszperzív és nondiszperzív röntgenfluoreszcencia analizisről.

A hullámhossz diszperzív vagy kristálydiffrakciós módszer alapja az, hogy egy adott energiájú röntgensugárzás egy kristályrácsra szóródva, hasonlóan a fény optikai rácson történő szóródásához, az interferencia következtében csak meghatározott szögeknél jelenik meg (Bragg-szórás). A szórási szögek és a hullámhossz közötti összefüggést a közismert képlet adja meg:

$$2 \cdot d \sin \theta = m \lambda \quad (14)$$

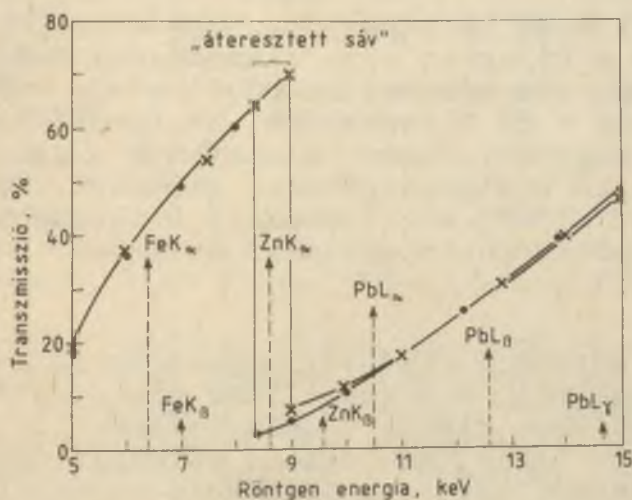
ahol d a rácsállandó, λ a hullámhossz, m egész szám, a maximum rendje.

Az energia diszperzív módszerek alapját a karakterisztikus röntgen sugárzás energiafüggő detektálása képezi. A röntgen kvantum, elnyelődve a detektor anyagában, energiáját töltéshordozók (félvezető detektorok), fényimpulzus (scintillációs detektor) vagy ion-elektron párok (proporcionális számláló) képzésére fordítja. A keletkező (szcintillációs detektor esetén megfelelő átalakítással kapott) elektromos impulzus egyenesen arányos az elnyelt energiával. Ez megfelelő erősítés és elektronikus feldolgozás után módot ad az egyes elemekre jellemző röntgensugárzás külön-külön történő leszámolására.

A röntgenfluoreszcencia analizis harmadik csoportját a nondiszperzív módszerek alkotják. Ezek lényege, hogy a vizsgá-

landó elemre jellemző karakterisztikus röntgensugárzás kiválasztása differenciális szűrőpár, vagy egyes esetekben szűrőpár segítségével történik. Lényeges eltérés az energia diszperziv analízishez képest, hogy a kristálydiffrakciós módszerhez hasonlóan nem a detektor végzi a különböző energiájú röntgensugárzás szétválasztását. Differenciális szűrőpárok készítését az teszi lehetővé, hogy az anyag abszorpciós együtthatója ugrásszerűen megnő, ha a rajta áthaladó röntgensugárzás energiája eléri és meghaladja a K vagy L héj ionizációs energiáját (2. ábra). Két különböző, E_1 és E_2 energiájú abszorpciós éllel rendelkező elemet választva, a belőlük készített szűrőpárral az (E_1, E_2) energia tartományba eső E energiájú röntgensugárzás választható ki.

A differenciális szűrőpárokat kiegyensúlyozott szűrőpároknak is szokás nevezni, mert a legfontosabb tulajdonságaik közé tartozik, hogy a vizsgált elem röntgensugárzására az abszorpciójuk lényegesen (K-él esetén kb egy nagyságrenddel) különbözik, míg az általuk kiválasztott tartományon kívüli energiákra, így az alapanyag sugárzására nézve is, az abszorpció a szűrőpár mindkét tagjára ugyanaz. Az 5. ábra azt mutatja be, hogy egy kiegyensúlyozott szűrőpár segítségével hogyan mérhető meg pl. a cink sugárzása vas mellett [26]. A réz szűrővel mért impulzusszámból kivonva a nikkel szűrővel mért impulzusszámot az átteresztett sávon kívüli energiák, így a vas által létrehozott impulzusszám is kompenzálódik, míg a cink K_{α} sugárzásából származó impulzusszámok az átteresztő képesség különbözősége miatt nem egyenlítik ki egymást. Végeredményben tehát a két szűrővel mért



5. ábra. Differenciális szűrőpárok átteresztő képessége

impulzusszám különbsége a cink koncentrációjával lesz arányos. Hasonló elven történik a mérés bármely más elemre is. Természetesen nagyon fontos a megfelelő szűrőelemek kiválasztása [23] annak érdekében, hogy lehetőleg mindig csak a vizsgálandó elem karakterisztikus sugárzása kerüljön a két abszorpciós él közötti átteresztett sávba.

Megjegyezzük, hogy a szűrők az általuk abszorbeált röntgensugárzás hatására a saját karakterisztikus röntgensugárzásukat pocsájtják ki. Ezeknek a detektorba jutott része ott abszorbeálódik, aminek következtében csökkenti a vizsgált elemre mért különbséget, ilyen értelemben tehát káros. Konstruálható azonban olyan mérési elrendezés is, amelyben éppen ezt a sugárzást használjuk fel a karakterisztikus sugárzások szétválasztására. Ez abban különbözik a fentebb leírt kiegyensúlyozott szűrőket felhasználó elrendezéstől, hogy a minta és a detektor közé egy olyan abszorbens kerül, ami nem engedi át a mintából jövő sugárzást, ugyanakkor lehetővé teszi, hogy az egy ún. szóró-lemezre kerüljön. Ez a minta azon karakterisztikus sugárzásait, amelyek energiája nagyobb a szóró-lemez K-ionizációs energiájánál, főként fotoionizáció útján elnyeli. A szóró-lemez atomjai legerjedve karakterisztikus röntgen-fotonokat emittálnak, amelyeknek egy részét a detektor detektálja. Két különböző szóró-lemezt alkalmazva kialakítható olyan szóró-pár, amelynél az alapanyag karakterisztikus sugárzásának szóródása mindkét lemezre azonos, a vizsgált elem sugárzása pedig az egyik szóró-lemezt gerjeszti, a másikat nem. Így a két esetben leszámolt impulzusszámok különbsége elsősorban a vizsgált elem koncentrációjával arányos.

Kiegyensúlyozott szűrők vagy szórók használata esetén a statisztikus hiba nagyságát a detektor által leszámolt teljes impulzusszám határozza meg, nem csupán az adott elemtől származó impulzusok. E két impulzusszám között igen nagy különbség lehet, különösen akkor, ha az alapanyag is nagy hatásfokkal gerjesztődik. Bár az alapanyag sugárzása a kiegyensúlyozás miatt kompenzálódik, az impulzusszám statisztikus ingadozását összegezni kell, mert a két mérésben független eseményeket regisztrálunk.

Elvileg tehát megállapíthatjuk, hogy szűrőket akkor célszerű alkalmazni, ha a vizsgált elem alacsonyabb rendszámu az alapanyagnál. Ekkor ugyanis mindkét szűrővel mérve csökkentett impulzusszámot kapunk a fő összetevőre. Megfordítva, ha a vizsgált elem rendszáma a nagyobb, akkor választható olyan szóró, amelyet a vizsgált elem röntgensugárzása gerjeszt, de az alapanyagé már nem, így az utóbbi által okozott impulzusok statisztikus ingadozása is lecsökkenthető abszolút értékben.

Összefoglalás

Áttekintést adtunk a röntgenfluoreszcencia analízis megvalósítási lehetőségeiről. A megközelítés bizonyos fokig cél-orientált, mivel különösen azokat a lehetőségeket vizsgáltuk részletesen amelyek egy olcsó, hordozható célműszer esetén szóba jöhetnek. Bebizonyosodott, hogy az alkotó elemek (gerjesztés, detektor, stb.) ujszerű párosítása az adott feladat megoldására optimális elrendezést adhat.

Röntgencsőves gerjesztés és új típusu mérési elrendezés alkalmazásával olyan hordozható röntgenfluoreszcencia analízátort fejlesztettünk ki [28] amely pontosság (megismételhetőség) és küszöb-érzékenység tekintetében egy nagyságrenddel jobb a jelenleg forgalomban lévő hordozható műszereknél. A differenciális ionizációs kamrák alkalmazása lehetővé teszi a röntgencső által biztosított nagy intenzitások holtidő-mentes detektálását, így a statisztikus hiba és a mérési idő lecsökkentését.

Hivatkozások

- [1] E.P. Bertin, "Principles and Practice of X-Ray Spectrometric Analysis", Plenum Press, New York-London 1975
- [2] W. Bambynek, Rev. Mod. Phys., 44, No.4 (1972) 716
- [3] R.O. Müller, "Spectrochemical Analysis by X-Ray Fluorescence", Adam Hilger Ltd, London 1972
- [4] Kovács P., ATOMKI Közlemények, 24, Suppl. 3 (1982) 1
- [5] P.F. Berry, T. Furuta and J.R. Rhodes, Adv. in X-Ray Anal., 12(1969)612
- [6] J.M. Jaklevic, in "Proceedings of ERDA X- and Gamma Ray Symp., Ann Arbor, Mich., 1976", NTIS, Springfield, Va., 1977, p7
- [7] R.L. Walter, R.D. Willis, W.F. Gutknecht and J.M. Joyce, Anal. Chem., 46(1974)843
- [8] G. Johansson, R. Akselsson, M. Bohgard, L.E. Carlsson, H.C. Hansson, H. Lannefors and K. Malmqvist, Proc. of the Anal.Div. of the Chem. Soc., 15(1978)24
- [9] S.A.E. Johansson and T.B. Johansson, Nucl. Instr. and Meth., 137(1976)473.
- [10] F. Folkmann, Journal of Physics E, 8(1975)429
- [11] R. Woldseth, "X-ray Energy Spectrometry", Kevex Corp., Burlingame, California, 1973
- [12] C.G. Clayton, in "Nuclear Techniques and Mineral Resources", IAEA, Vienna 1968, p 293
- [13] F.S. Goulding and J.M. Jaklevic, Ann.Rev. of Nucl. Sci., 23(1973)45
- [14] C.G. Clayton, T.W. Packer and J.C. Fisher, in "Nuclear Techniques in the Basic Metal Industries", IAEA, Vienna 1973, p319
- [15] H.R. Zullinger and J.E. Stewart, Adv. in X-Ray Anal., 18(1974)278.
- [16] J.H. McCrary and T. Van Vorous, Adv. in X-Ray Anal., 15(1971)285
- [17] J.M. Jaklevic, D.A. Landis and F.S. Goulding, Adv. in X-Ray Anal., 19(1975)253
- [18] D.W. Aitken, IEEE Trans. Nucl. Sci., NS-15, No. 3(1968) 10
- [19] W.J. Price, "Nuclear Radiation Detection", McGraw-Hill Book Company, New York 1964
- [20] Dési S., "Nukleáris detektorok", Budapest 1966
- [21] Kis-Varga M., "Analitikai vizsgálatok Si(Li) röntgenspektrométerrel", Doktori értekezés, Debrecen 1975
- [22] H. Sipilä, Acta Polytechnica Scandinavica, Appl. Phys. Ser. No. 116 (1976)
- [23] Vatai E. és Kádár I., "KORELL-acélok azonosítása 1977", kiadatlan tanulmány
- [24] J. Lehto, IEEE Trans. Nucl. Sci., NS-25, No. 1(1978)777
- [25] S.K. Jain and P.P. Gupta, Isotopenpraxis, 13, No. 5(1977)169
- [26] K.G. Carr-Brion, X-Ray Spectrometry, 9, No.4(1980)184
- [27] J.R. Rhodes, The Analyst, 91(1966)683
- [28] Vatai E. és Andó L., ATOMKI Közlemények, 24, Suppl. 3 (1982) 26

ATOMKI Riport X/9 (1984)

AZ MGC CIKLOTRON NYALÁBVEZETŐ RENDSZERE:
TERVEZÉSI SZEMPONTOK, IONOPTIKAI SZÁMITÁSOK

Kormány Zoltán, Valek Aladár

1. Bevezetés

Az ATOMKI ciklotron beruházásának keretében egy kompakt, izokrón, MGC típusjelű ciklotron kerül telepítésre, melynek tervezője és gyártója a leningrádi NIIIEFA intézet. A ciklotron könnyű ionok ($A/Z=1+2$) gyorsítására szolgál az $5+20 \frac{1}{4}$ [MeV] energiatartományban, a nyalábjellemzőket az 1. táblázat foglalja össze [1]. Proton és deuteron esetén a kihozott nyaláb intenzitását az elektrosztatikus kivonórendszer terhelhetősége (max. 1,5 kW) és a kihozatali hatásfok 40-60 %-os értéke korlátozza.

A ciklotron sokrétű felhasználásának megfelelően több független, eltérő feladatokra orientált targethelyiség kerül kialakításra. A ciklotronban felgyorsított ionokat a nyalábvezető rendszer juttatja el a mérőhelyekre. A nyaláb vezetésére szolgáló elemek megfelelő elhelyezése és beállítása egyben biztosítja a mérésekhez szükséges nyalábmennyiséget (nyalábméret, szögdivergencia, energiaszórás) is.

A cikk a ciklotron nyalábvezető rendszerének felépítését, tervezési szempontjait, az elvégzett számításokat és azok eredményeit ismerteti. A közölt adatok segítséget nyújtanak a mérőberendezések nyalábra telepítési elképzeléseinek kialakításához, tájékoztatnak a nyalábvezető rendszer működéséről és főbb paramétereiről.

2. A nyalábvezető rendszer felépítése

A targethelyiségeket és a ciklotron nyalábvezető rendszerét az 1. ábra mutatja be. A K1, K2, DM1, DM2 és DM3 dipólmágnesek feladata elsősorban a nyaláb kívánt irányba történő eltérítése, de fókuszáló hatásuk révén ionoptikai szerepük is van. A rendszer tartalmaz egy 115° -ban eltérítő mágnes (AM), amely a fentiekben tulmenően a mágneses tér diszperzív hatását felhasználva az áthaladó nyaláb energiaszórásának csökkentésére is szolgál a 3., 4. és 5. mérőhelyeken. A kvadrupóllencsék biztosítják a nyalábméret adott határon belül tartását a nyalábvezetés során és a kívánt nyalábjellemzők elérését a targeteken. A nyaláb középpontját a vákuumcsatorna geometriai közepével

'korrekciós dipólmágnesek segítségével lehet egyeztetni, melyek a nyaláb néhány fokos vízszintes ill. függőleges irányu eltérítését ill. párban alkalmazva a nyaláb tengelyének párhuzamos eltolódását teszik lehetővé. A korrekciós mágneseket az 1. ábra nem tartalmazza. Legfontosabb szerepe a ciklotron kimenete és a QD1 között beépített korrekciós mágnesnek van, mely a ciklotronból kilépő nyalábot illeszti a nyalábvezető rendszer optikai tengelyéhez. Mivel a dipólmágnesek fókuszáló hatása az eltérítési szöggel arányos, a korrekciós mágnesek fókuszáló szerepe elsőrendben elhanyagolható. A mérésekhez szükséges nyalábadatok biztosítása érdekében szükségessé vált a nyalábvezető rendszer megfelelő helyeire változtatható nyílású vízszintes és függőleges rések (R1-R6) beépítése is, amelyek segítségével a nyalábból a nem kívánt paraméterekkel rendelkező nyalábrészek kizárhatók. A nyalábvezető rendszer elemeinek ionoptikai szempontból lényeges paramétereit a 2. táblázat tartalmazza.

A nyalábvezető rendszer dipólmágnesének elhelyezését a targethelyiségek kialakításának ill. az épület tervezésének általános szempontjai határozták meg, így ezeknek a helye az ionoptikai számolások során rögzített volt. Ugyanez vonatkozik néhány kvadrupól dublettre is a következő okokból.

A ciklotron kivonó rendszere elektrosztatikus deflektorból és passzív mágneses csatornából áll [2]. A deflektor téríti el a végső sugárra jutott részecskéket, amelyek a mágneses csatornán keresztül jutnak ki a ciklotronból. A csatorna feladata a nyaláb minőségének megőrzése a kivonás során. A ciklotron mágneses teréből a részecskék az erőmentes térbe csak a szórt téren keresztül, a kivonás sajátosságai miatt elég hosszú úton és kis szög alatt haladva juthatnak el. A szórt tér nagy negatív térgradienssel rendelkezik, benne a részecskék radiális mozgása instabil, a nyaláb vízszintes mérete megengedhetetlenül kiszélesedik, és ezt még tovább növeli a nyaláb energia szerinti szórása. A vízszintes méret csökkentése érdekében a szórt térbe helyezett passzív mágneses csatorna olyan geometriával rendelkezik, hogy belsejében a mágneses tér gradiense pozitív, és ezáltal stabilizálja a részecskék vízszintes mozgását, ugyanakkor függőleges irányban defókuszál. Ez megengedhető mértékű marad, ha a kimenethez közel függőlegesen fókuszáló elemet helyezünk el. Így a QD1 kvadrupól dublett közvetlenül a korrekciós mágneset követi, és az első lencséje függőleges síkban fókuszál. Az első dublettől megkövetelt feladatok ellátására szükség volt a két lencse közötti távolság megnövelésére is.

Az analizáló mágnes előtti és utáni QD8 ill. QD10 dublettek elhelyezése szintén rögzített. Az energiaanalizáló mágnes a bemenetétől 137 cm-re lévő tárgypontra -1-szeres nagyítással ugyanakkora távolságra képezi le mindkét síkban [3]. Diszperzív hatás elsőrendben csak horizontális síkban van, ezért a transzportálás során arra kell törekedni, hogy a nyalábot ebben a síkban a tárgyíresre fókuszáljuk. Ezt a QD8 dublett megfelelő elhelyezése biztosítja a bemeneten, a QD10 dublett a szimmetrikus nyalábmenet következtében ellentétes feladatot lát el; az analizáló rés után széttartó nyalábot párhuzamosítja. A többi kvadrupól dublett helyét a transzportálás ill. mérési igények által támasztott követelmények alapján választottuk meg.

3. A nyalábmenetek számításának módszere

A nyalábmenetek számításához a gyártó cég által megadott, 2. ábrán látható kezdeti nyalábadatokat használtuk fel. A számítások két részből álltak. Először a teljes nyaláb veszteségmentes transzportálását terveztük meg a nyalábburkolók segítségével, majd a nyaláb kollimálásának lehetőségeit vizsgáltuk az így kialakított nyalábmenetek esetén azokra a targetekre, ahol a kísérletek jellege ezt megkövetelheti. Utóbbiak során olyan variánsok kidolgozására törekedtünk, melyek lehetővé teszik a mérések által megkövetelt nyalábjellemzők targetektől távol elhelyezett résekkel történő beállítását.

A nyalábburkolók számítására elsőrendű mátrix módszeren [4] alapuló számítógép programot irtunk. A módszer lényege, hogy a különböző optikai elemekben a részecskék mozgásegyenletek felírásakor a másod- és magasabb rendben kicsi tagokat elhanyagoljuk, ezáltal lineáris, másodrendű, homogén illetve a dipólmágnes diszperzív síkjában inhomogén differenciálegyenletekhez jutunk. Ezek megoldásával a részecsketrajektóriák jellemzői (az optikai tengelytől mért távolság és a tengelyirányu változó szerinti differenciálhányados, dipólmágnesnél a momentumszórás is) az optikiai elemek kimenetén a bemeneti paraméterek lineáris kombinációjával határozhatók meg. Az átviteli mátrix elemei az illető eszköz paramétereitől ismert módon függenek [5]. A teljes rendszer mátrixa az egyes elemek átviteli mátrixainak összeszorozásával állítható elő. A burkoló számításához a nyalábcsatorna mentén (az optikai elemek belsejében is) kiszámítottuk az addig a pontig érvényes részmatrixot. A mátrix elemek segítségével az adott helyre transzformáltuk a nyaláb kezdeti, fázistérbeli alakját és a fázisellipszis paramétereiből a maximális méret és a maximális szögdivergencia-értékek közvetlenül meghatározhatók. A számítás pontossága annál jobb, minél jobban eleget tesz a nyaláb a paraxialitás feltételeinek. Az elsőrendű számításokkal meghatározott nyalábmenetekre másodrendű eljárással [6] ellenőrző számításokat végeztünk, amelyek eredményei azt mutatták, hogy az energiaanalizálástól eltekintve a másodrendű aberrációk szerepe nem jelentős, hatásuk nagyságrendileg megegyezik az optikai elemek paramétereinek és elhelyezésének pontatlanságaiból származó hatásokkal, és a nyalábméretet tekintve csak 1 mm-nél kisebb módosításokat eredményeznek.

A nyalábhatárolás lehetőségeit a TURTLE [7] programmal vizsgáltuk. A program az egyes optikai elemek lokális aberrációit általában másodrendben, míg a teljes rendszer globális aberrációit - ezek halmozódása folytán - magasabb rendben is figyelembe veszi. A konkrét emittancia- és távolság értékek mellett rendszerünkben a halmozott magasabbrendű aberrációkhoz képest kisebb szerepe van az egyes elemek lokális magasabbrendű aberrációinak. A program a nyalábvezető rendszer kezdetén megadott 6 dimenziós fázistér fogatból véletlenszerűen választja ki a nyomon követett részecskék kezdeti paramétereit. Elegendő számú részecske vizsgálatával a rendszer tetszőleges pontján egy- illetve kétdimenziós hisztogramok rajzoltathatók a nyaláb méretéről, fázistérbeli alakjáról, energiaszórásáról stb. A program lehetőséget ad rések alkalmazására is. Ekkor

csak a résen átjutott részecskéket követi tovább, és megadja a résen felfogott részecskék számát. Így a számításokkal a rés optimális helye és mérete mellett terhelésük is meghatározható.

A nyaláb kivonása a ciklotronból 45 cm sugaru pályáról történik és a mágneses tér legnagyobb értéke 1,45 T; a ciklotron által gyorsított részecskék maximális mágneses merevsége $BR=0.65 Tm$. A nyalábvezető rendszer tervezésénél ilyen mágneses merevségű részecskékre végeztük el az említett számításokat. Kisebb mágneses merevségű részecskék transzportálása az optikai elemek gerjesztésének megfelelő csökkentésével biztosítható.

4. A nyalábvezetésre végzett számítások eredményei

4.1. I. targethelyiség

Ez a targethelyiség elsősorban a nagy nyalábintenzitást igénylő vizsgálatok céljaira készül. A helyiségben rövid nyalábcsatornák kerülnek kiépítésre a kapcsoló mágnes körül. A mágnes optikai sajátossága, hogy a nyaláb belépéskor és bármely kapcsolási szög esetén kilépéskor a mágneses tér határán merőlegesen halad át, ezért függőleges síkban elsőrendben nincs fókuszálás. A vízszintes síkbeli fókuszálás erőssége az eltérítési szöggel nő, ez 45° esetén már kb. 50 cm-re lévő nyalábkeresztezési pontot eredményez. Kis távolságra függőleges síkban még a mágnes előtti dublett segítségével lehet a nyalábot fókuszálni, így a kapcsoló mágneshez közel elhelyezett targetekre további kvadrupól dublett alkalmazása nélkül is eljuttatható a nyaláb (1. target). A nyaláb a keresztezési pontot elhagyva erősen széttartó, ez tette szükségessé a VdG épületbe menő nyalábcsatornán a KML és a DML mágnesek közötti szakaszon a QD2 dublett beállítását, amelynek csak a vízszintes síkban fókuszáló lencséje működik.

A kapcsoló mágnestől távolabb elhelyezett 2. targetre már csak a QD6 dublett alkalmazásával lehet a nyalábot fókuszálni. A kialakított nyalábmenet a 3. ábrán látható. A targethelyiségben szükség szerint két további nyalábcsatorna is létrehozható. Az egyik a DML eltérítő mágnesen egyenes irányban áthaladva, a másik a még kihasználatlan 45° -os kapcsolási irányban.

4.2. II. targethelyiség

A targethelyiséghez tartozó 6.sz. targethely orvosi-biológiai alkalmazások (neutronbesugárzás) céljára készül. Ennek megfelelően itt nincs szükség a nyaláb erős fókuszálására, sőt a target védelme szempontjából a kis átmérőjű nyalábfolt létrehozása kerülendő. A QD9 dublett targettől távoli elhelyezése biztosítja, hogy a nyaláb átmérője a targeten nem lehet kisebb kb. 1 cm-nél. A mérőhelyhez a nyalábvezetés többféle módon is kialakítható. A 4. ábrán egy olyan változatot mutatunk be, amikor a QD7 kvadrupól dublett nem vesz részt a transzportálásban és a nyaláb a target helyén kb. 15 mm-es átmérővel rendelkezik.

4.3. III. targethelyiség

A 8., 9. nyalábcsatornák elsősorban olyan atom- és magfizikai mérésekre lesznek felhasználva, ahol alacsony háttér mellett mérsékelt nyalábintenzitás is elegendő (a targethelyiségbe

maximálisan bevihető áramot üzemeltetési előírás is korlátozza), ugyanakkor nem zavaró a nyaláb névleges energiaszórása.

A két targetre közel azonos nyalábmenet alakítható ki. A 8. targeten a DM2 eltérítő mágnes fejt ki - geometriájánál fogva - mindkét síkban fókuszáló hatást. A nyalábvezetésben két 45° -os eltérítő mágnes (DM1 és DM2) vesz részt, melyek diszperzív hatása összeadódik, illetve egymás ellen dolgozik attól függően, van-e vízszintes nyaláb-keresztelési pont a két mágnes között. Az ezeknek megfelelő nyalábmeneteket az 5. ábra mutatja be. Diszperzió mentes nyalábvezetéssel elkerülhető a nyaláb energiaszórás miatti kiszélesedése a target helyén. A targetre jutó nyaláb x-fázissíkon felvett alakját a 6. ábra mutatja mindkét nyalábvezetés esetén.

Ezekben a mérőhelyeken - a már említett vizsgálatok jellegéből adódóan - további igény a targetre jutó bombázó részecskék szögcsórásának, azaz végső soron a nyaláb emittanciájának a csökkentése. Ez megfelelő helyeken elhelyezett nyalábméretet határoló résekkel oldható meg. A nyalábcsatornába az elvégzett számítások alapján az R1, R2 és R3 rések kerülnek beépítésre (ld. 1 ábra), a targetre jutó nyaláb jellemző adatait és az átvitel hatásfokát a 3. táblázat tartalmazza. A rések elhelyezése egyben a nyaláb-intenzitást is a kívánt értékre csökkenti.

4.4. IV. targethelyiség

A targethelyiség magfizikai és atomfizikai mérések elvégzésére szolgál; a targetre jutó nyalábnak az emittancián túlmenően az energiaszórását is lehet változtatni a nyalábcsatornába beépített energiaanalizáló rendszer (AM, R5 és R6) segítségével. Kis energiaszórású, u.n. analizált nyaláb természetesen csak kis intenzitással (gyártó által garantált adat $E_p=18$ MeV protonokra $1 \mu A$) biztosítható, de az analizáló rések nyitásával és a nyalábvezetés megfelelő megváltoztatásával a teljes nyaláb is eljuttatható a targetek bármelyikére. A kétféle nyalábvezetés közül az analizáláshoz szükséges jelenti a szigorubb követelményeket, ezért az optikai elemek helyének megválasztása ezen alapult.

A transzportálás kialakítása során két további szempontnak kellett eleget tenni. Vízszintes síkban a nyalábot az analizáló réssel egyező méretű bemenő résre kell fókuszálni. Az elérhető energiafelbontás értéke közvetlenül függ az analizáló rés méretétől, melynek - az átviteli arányt is figyelembevéve - optimális értéke a monoenergetikus nyaláb méretével egyenlő. A gyártó által garantált $\Delta E/E=10^{-3}$ felbontás kb. 2 mm-es rések alkalmazásával érhető el. A monoenergetikus nyaláb ilyen méretre fókuszálása esetén a dipólmágnes geometriai aberrációi még nem rontják számottevően a felbontás és átviteli arány elérhető értékeit. Technikailag 1 mm-es rések is alkalmazhatók, ez elvben kb. $5 \cdot 10^{-4}$ -es felbontást tehet lehetővé, azonban a nyaláb 1 mm-re fókuszálása következtében a maximális szögdivergencia az analizáló rendszer bemenetén olyan nagy, hogy a mágnes ($x|x_0^2$) típusu aberrációjának hatása már jelentős szerepet játszhat a nyaláb analizáló résnél felvett méretére. Másodrendben végzett számítások [8] mutatják, létezik egy, a mágneses tér mérésének és megformálásának pontosságától függő optimális nyalábvezetés, melynél a monokromatikus nyaláb leképezési mérete minimális.

A szükséges adatok híján erre vonatkozóan nem tudtunk számításokat végezni, de a QD8 és a QD10 dublettek résekhez közeli elhelyezésével biztosítottuk, hogy a határesetnek számító 1 mm-es rések által megkivánt transzportálás is megvalósítható legyen.

A ciklotron mágneses tér és az elektrosztatikus deflektor diszperzív hatásának megfelelően a kihozott nyaláb kezdeti diszperzióval is rendelkezik (ld. 2. ábrán a $\Delta E/E=0$ és $\Delta E/E=+1\%$ nyalábok tengelyeinek különválását). Ez a nyalábvezetéstől függően vagy erősíti, vagy gyengíti az analizáló mágnes diszperzív hatását. A jobb felbontás érdekében úgy terveztük meg a nyalábvezetést, hogy a kezdeti diszperzió illeszkedjen az AM mágnes által létrehozott diszperzióhoz. A diszperzió-illesztés elve a 7. ábrán látható. Az optikai tengelyben belépő nagyobb energiájú részecskék az analizáló réshez a pozitív x-irányban eltolódva érkeznek. Ugyanakkor a -1-szeres leképezés következtében a negatív x-koordinátával belépő részecske pozitív x-koordinátával éri el az analizáló részt. Ha a $\Delta E/E > 0$ nyalábrész a belépő résnél az optikai tengely negatív oldalán található, akkor a két hatás összeadódik, ezáltal nő az elérhető felbontás. Mivel a ciklotronból kilépő nyalábban a nagyobb energiájú részecskék az optikai tengely ezen oldalán találhatók, csak olyan transzportálás mellett van diszperzió-illesztés, ahol az analizáló résig páros számú vízszintes nyalábkeresztelési pont van. Megvalósítható nyalábvezetést csak olyan esetben sikerült találni, mikor a ciklotron kimenete és az analizáló mágnes belépő rése közötti szakaszon nincs horizontális keresztpont. Az 5. sz. mérőhely esetére számolt nyalábmenet a 8. ábrán látható.

A nyaláb méretének ill. szögdivergenciájának csökkentésére a határolást az analizáló mágnes előtt célszerű elvégezni. Ezáltal a mágnesbe kisebb emittanciájú nyaláb lép be, s így csökken a geometriai aberrációk hatása is. A nyaláb határolására az 1. ábrán jelzett R1 és R4 rések használhatók; a targetre jutó kollimált nyalábok adatait a 4. táblázat tartalmazza.

A targethelyiségben két további mérőhely kialakítására is lehetőség van a KM2 mágnes 45° -os csatlakozásai után. A vízszintes síkbeli fókuszáló tulajdonságot felhasználva (ld. 4.1. fejezet) a mágnesből kb 50 cm távolságban kvadrupol dublett alkalmazása nélkül is biztosíthatók a mérésekhez szükséges nyalábadatok.

4.5. V. targethelyiség

A pincében elhelyezett 7. sz. mérőhely izotóptermelesre szolgál függőleges nyalábon, amelyet a földszinten elhelyezett DM3 eltérítő mágnessel juttatunk hozzá. A 6. targethez hasonlóan itt is kerülendő a nyaláb kis átmérőjű fókuszálása. Ezt a követelményt a választott elrendezés két tényezőről keresztül biztosítja. A target kb. 3 m távolságra van az utolsó fókuszáló elemtől (90° -os eltérítő mágnes), így a nagy képtávolság következtében nem érhető el kis nyalábméret még a monoenergetikus nyaláb számára sem. További méretnövekedést okoz a nyaláb energiaszórása; a vízszintes síkban a kezdeti, a függőleges síkban pedig az eltérítő mágnes által okozott diszperzió hatására a nyaláb mérete jelentősen megnövekszik. Ez jól látható a nyalábvezetést bemutató 9. ábrán is (nyalábfolt átmérője kb. 30 mm).

5. Az ionoptikai elemek elhelyezési pontosságának és a tápegységek stabilitásának hatása a nyalábvezetésre

A nyalábvezetésre elvégzett számítások a nyalábvezető rendszer elemeinek egy adott, optikai szempontból korrekt elhelyezése esetén adják meg a nyaláb méreteit a nyalábvezeték különböző helyein. A nyalábvezető rendszer felépítésekor az optikai elemek csak egy bizonyos pontossággal helyezhetők el. A nyaláb a céltárgyig több optikai elemen halad át, az egyes optikai elemek leképezési hibái összegződnek, az elkövetett jusztirozási pontatlanságok kedvezőtlenül befolyásolják a nyalábvezető rendszer tulajdonságait és a nyalábminőség romlását eredményezhetik.

Az elhelyezési pontatlanságok egy része általában nem vezet a nyalábminőség romlásához. A kvadrupol dublett mágneses tengelyének párhuzamos eltolódása és vízszintes vagy függőleges síkbeli elfordulása az optikai tengelyhez képest, a dipolmágnes nyalábirányu, vízszintes vagy függőleges eltolódása és a dipolmágnes elfordulása függőleges tengely körül az optikai tengelyen lévő tárgyponthoz az optikai tengely mellé képezi le, az ebből eredő hiba a nyalábvezető rendszer korrekciós mágnesével helyrehozható. A fókuszálási és eltérítési funkciók összekeveredése azonban a nyalábvezetést megnehezíti.

A kvadrupóllencse elfordulása a nyaláb haladási irányába eső tengely körül és a dipolmágnes elfordulása vízszintes tengely körül a függőleges és a vízszintes irányú mozgások kapcsolódásához vezet, a pontatlanságok itt a nyalábminőség romlását, a fázistérfogathoz növekedését eredményezik. Az ilyen jellegű pontatlanságokat a nyalábvezető rendszer jusztirozásakor minimálisra kell csökkenteni; az erre vonatkozó értékelés szerint ± 1 mrad szöghiba a fázistérfogathoz 5 %-os növekedéséhez vezethet [9].

A ciklotront gyártó intézet a nyalábvezető elemek beállítására az alábbi tűréseket írja elő:

- kvadrupol dublett		
optikai tengellyel párhuzamosan	$\pm 0,2$ mm	
optikai tengely irányában	$\pm 5,0$ mm	
szögelfordulás	≤ 1 mrad	
- dipolmágnes		
optikai tengellyel párhuzamosan	$\pm 0,25$ mm	
optikai tengely irányában	$\pm 0,25$ mm	
szögelfordulás	≤ 1 mrad	

A megadott tűrések a nyalábvezető elem geometriai tengelyére vonatkoznak. A nyalábvezető elemek mágneses és geometriai tengelyének eltérése - a megfelelő gyártási technológia következtében - szintén kb. 0,2 mm [9].

A mágnesek tápegységeinek nem megfelelő stabilitása jelentős mértékben ronthatja a nyalábminőséget. Az instabilitások következtében fellépő torzulás a kvadrupollencsénél a kromatikus aberrációval, a dipolmágneseknél a diszperzióval analóg. A gyártó intézet vizsgálati szerint a kvadrupollencsék tápegységeinek $\Delta I/I = 1 \cdot 10^{-3}$ instabilitása, a kapcsoló és eltérítő mágnesek $\Delta I/I = 1 \cdot 10^{-4}$ instabilitása nem vezet a nyalábminőség észrevehető romlásához. Az analizáló mágnesnél - a mágnes rezonancia elvén alapuló mágneses tér stabilizáló rendszer beépítésével - megvalósított $\Delta B/B \sim 2 \cdot 10^{-5}$ stabilitás pedig elegendő az

1 mm-es résekkel esetleg elérhető $\Delta E/E \sim 5 \cdot 10^{-4}$ -es energiafeloldás biztosításához.

Irodalom

1. Galaev A.N. et.al., NIIEFA V-0347(1978)
2. Galchuk A.V. et.al., NIIEFA B-0348(1978)
3. Basargin J.G. et.al., Journal of Techn. Phys. 47(1977)9
4. Banford A.P., The Transport of Charged Particle Beams, Spon, London, 1966.
5. Penner S., Rev.Sci.Instr. 32(1961)150
6. Brown K.L. et.al., CERN 73-16(1973)
7. Brown K.L. and Iselin Ch., CERN 74-2(1974)
8. Kormány Z., JINR 9-82-829(1982)
9. Basargin J.G. et.al., NIIEFA G-0151(1972)

1. táblázat MGC ciklotron nyalábadatai

Gyorsított ion	H ⁺	² H ⁺	³ He ⁺⁺	⁴ He ⁺⁺
Energia (MeV)				
belső nyaláb	2-20	1-10	4-26	2-20
kihozott nyaláb	5-18	3-10	8-24	6-20
Max. intenzitás (μA)				
belső nyaláb	200	300	50	50
kihozott nyaláb	50	50	25	25
Energiaszórás (%)	≤ 0,3			
Emittancia (mm.mrad)	≤ 17π			

2. táblázat Ionoptikai elemek adatai

Ionoptikai elem	Jelölés	Eltérítési		Belépési	Kilépési	Vákuumkamra	
		szög (fok)	sugár (cm)	szög (fok)	szög (fok)	vízzsz. (cm)	függ. (cm)
Analizáló mágnes	AM	115	100	40	40	16	3,8
Kapcsoló mágnes	KM1, KM2	+22,5 +45	135 65	0	0		5,2
Eltérítő mágnes	DM1, DM2	45	65	13,5	13,5	6,0	5,2
Eltérítő mágnes	DM3	90	65	30	30	4,0	6,0
Kvadrupol dublett	QD1... QD12	lásd 2. megjegyzés!					

Megjegyzés: 1.) Valamennyi dipolmágnes homogén terű ($n=0$).

2.) Kvadrupol dublettek adatai

maximális gradiens: 3,5 T/m

apertúra: 7 cm

lencsék hossza: 25 cm

lencsék közti távolság

QD1: 23,5 cm

QD2 + QD12: 12,5 cm

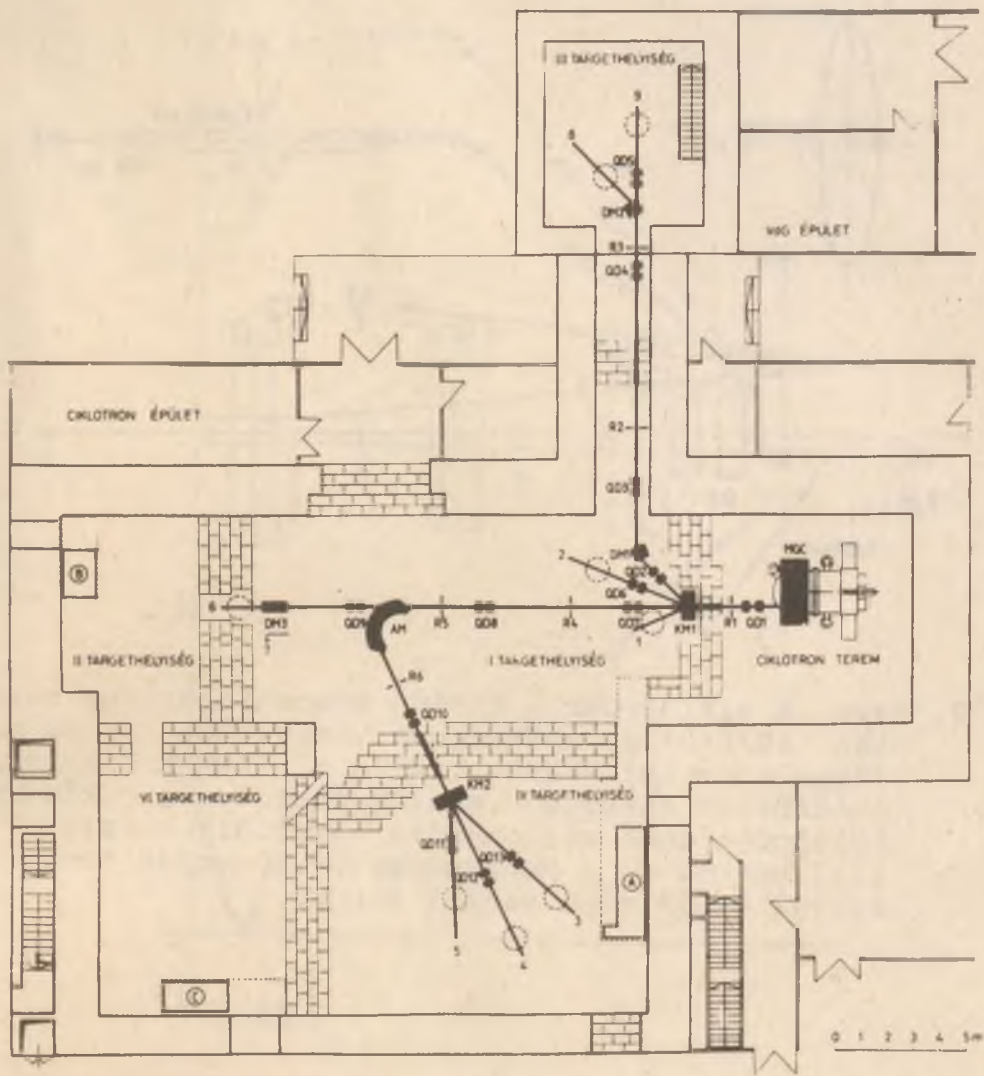
3.) A nyalábvezeték belső átmérője 6 cm.

3. táblázat Nyalábhataroló rések mérete és hatása
a nyaláb jellemzőire.

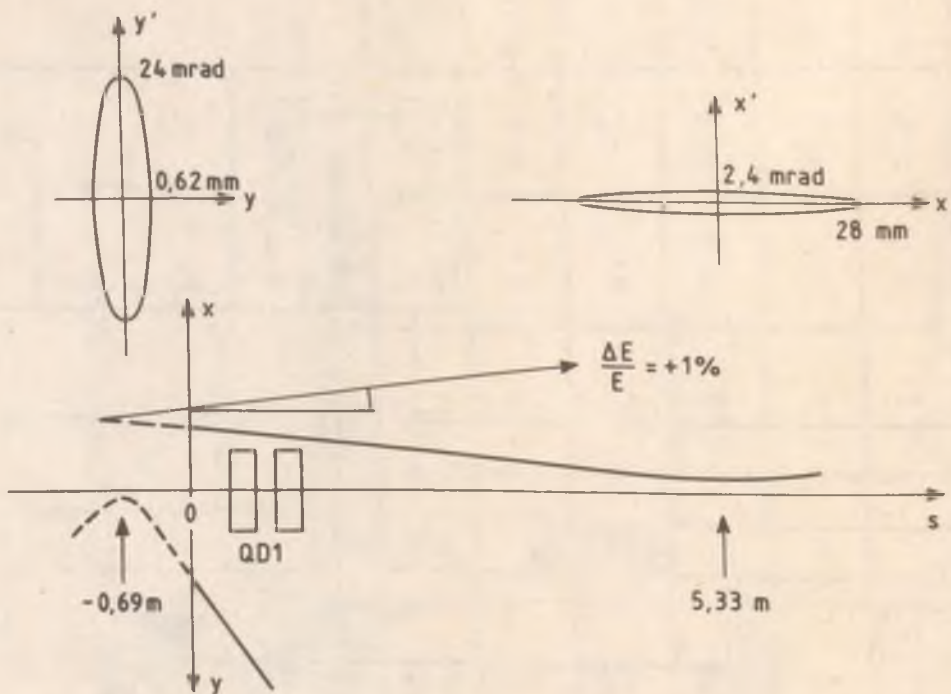
Mérő- hely	R1		R2		R3		Nyaláb jellemzők				Átvitel (%)
	2x (mm)	2y (mm)	2x (mm)	2y (mm)	2x (mm)	2y (mm)	x' (fok)	2y (mm)	y' (fok)		
8. diszper- zív	4	8	2		9,0	4,0	0,7	4,0	0,8	100	
8. diszper- zió- mentes	20	20	4	4	2,6	3,6	0,9	3,6	1,1	100	
9.	10	4	2		9,0	6,8	0,3	6,8	0,3	100	
					2,0	6,4	0,1	6,4	0,1	1,7	

4. táblázat: Nyalábhataroló rések mérete és hatása
a nyaláb jellemzőire

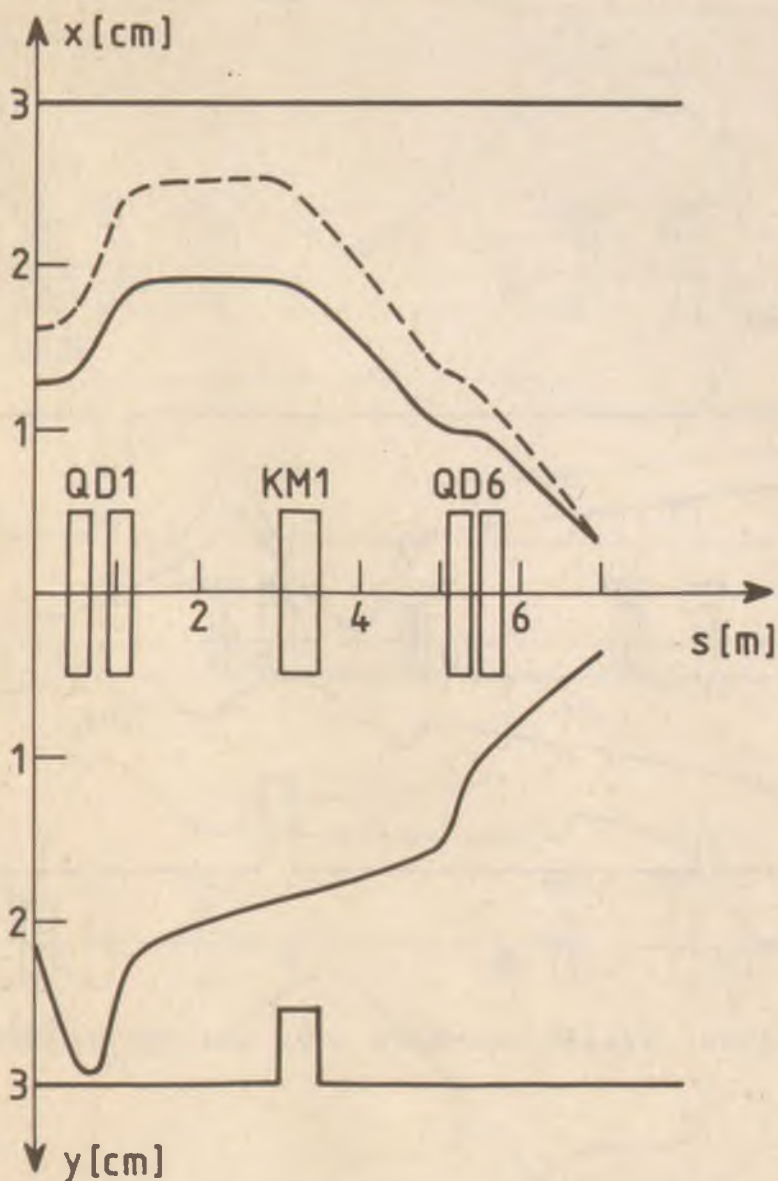
Mérő- hely	R1		R4		R5	R6	Nyaláb jellemzők					Át- vitel (%)
	2x (mm)	2y (mm)	2x (mm)	2y (mm)			2x (mm)	x' (fok)	2y (mm)	y' (fok)	$\Delta E/E$ (%)	
4.					1	1	2.2	0.5	13	0.1	0.06	7.2
	6	8			1	1	2.2	0.1	4.0	0.1	0.04	
5.					1	1	2.6	0.5	7.2	0.3	0.06	7.2
			8	12	1	1	2.4	0.1	2.0	0.3	0.04	
	6	8			1	1	2.0	0.1	2.0	0.2	0.04	0.3



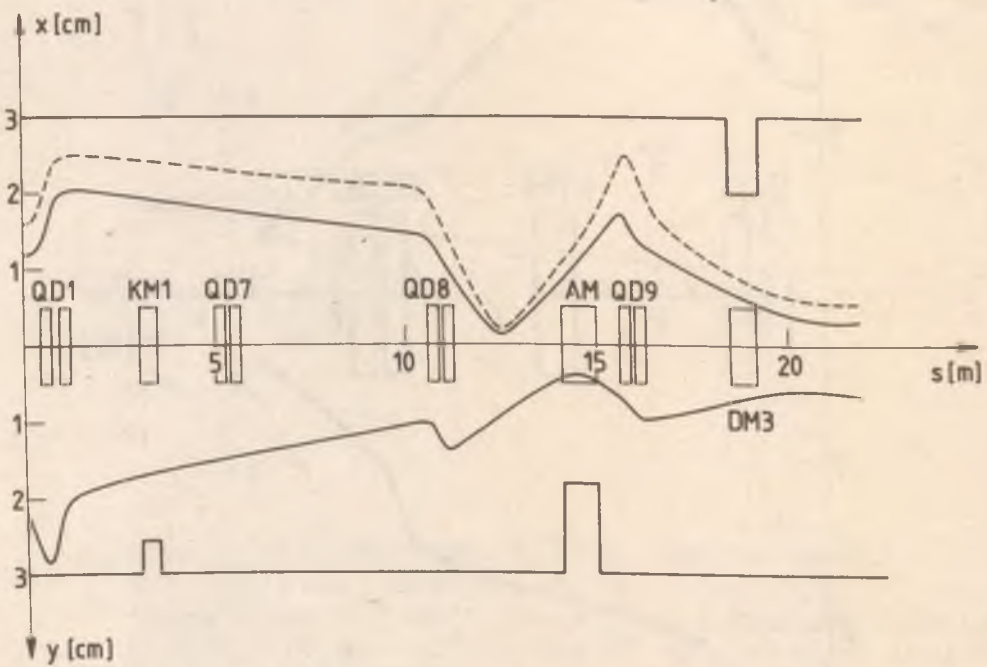
1. ábra: Az MGC ciklotron nyalábvezető rendszere.



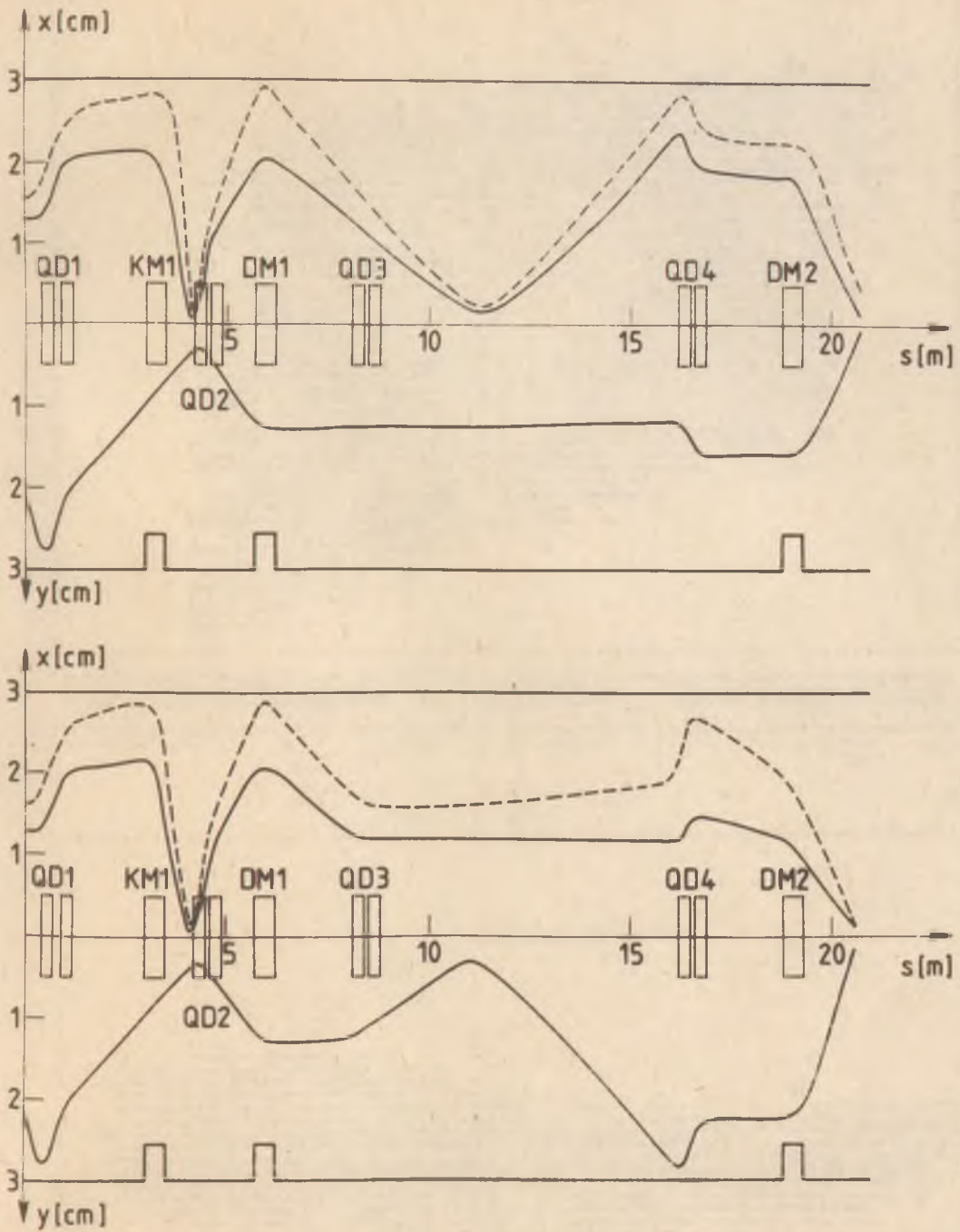
2. ábra: A ciklotronból kilépő monoenergetikus nyaláb ($\Delta E/E=0$) paraméterei a vízszintes (x) és a függőleges (y) síkban. $s=0$ a ciklotron kimenete. A $\Delta E/E=+1\%$ energiájú nyaláb tengelye a ciklotron középpontjához viszonyítva eltolódik kifelé $12,7 \text{ mm}$ -rel és a monoenergetikus nyaláb tengelyével $0,015 \text{ mrad}$ szöget zár be.



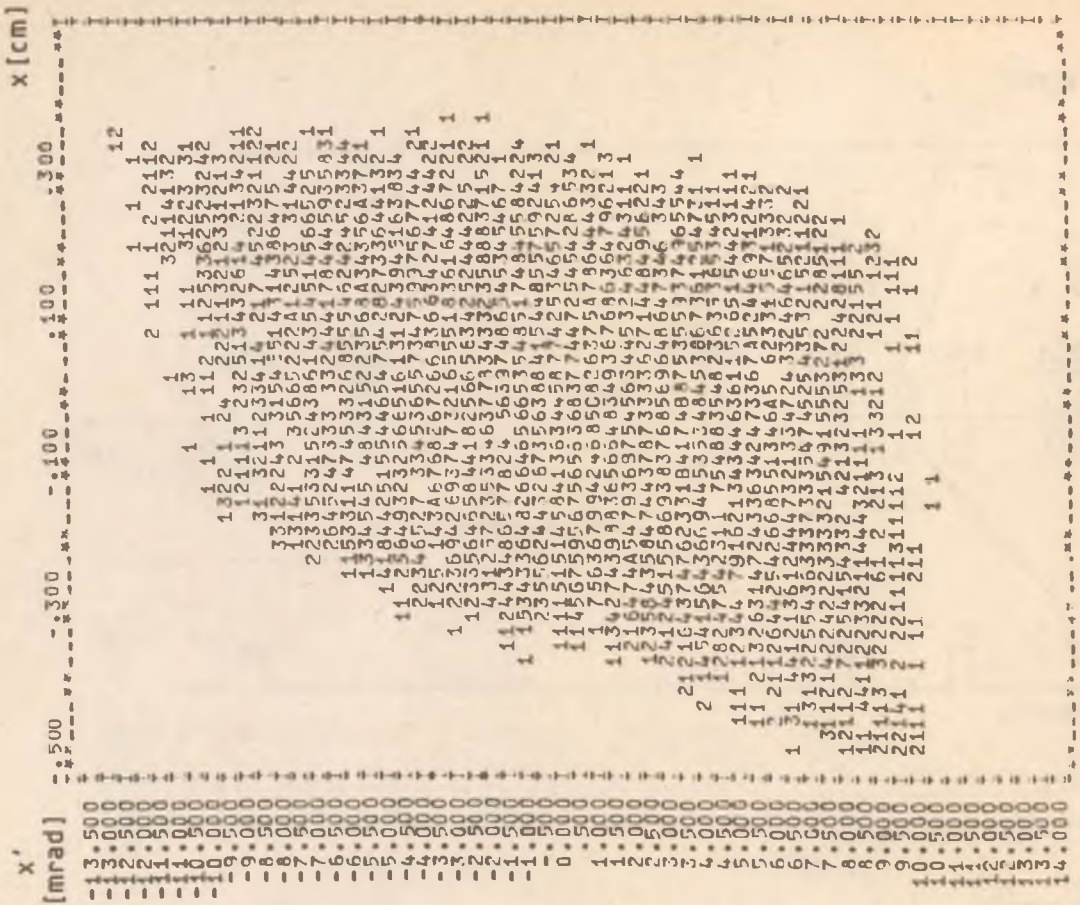
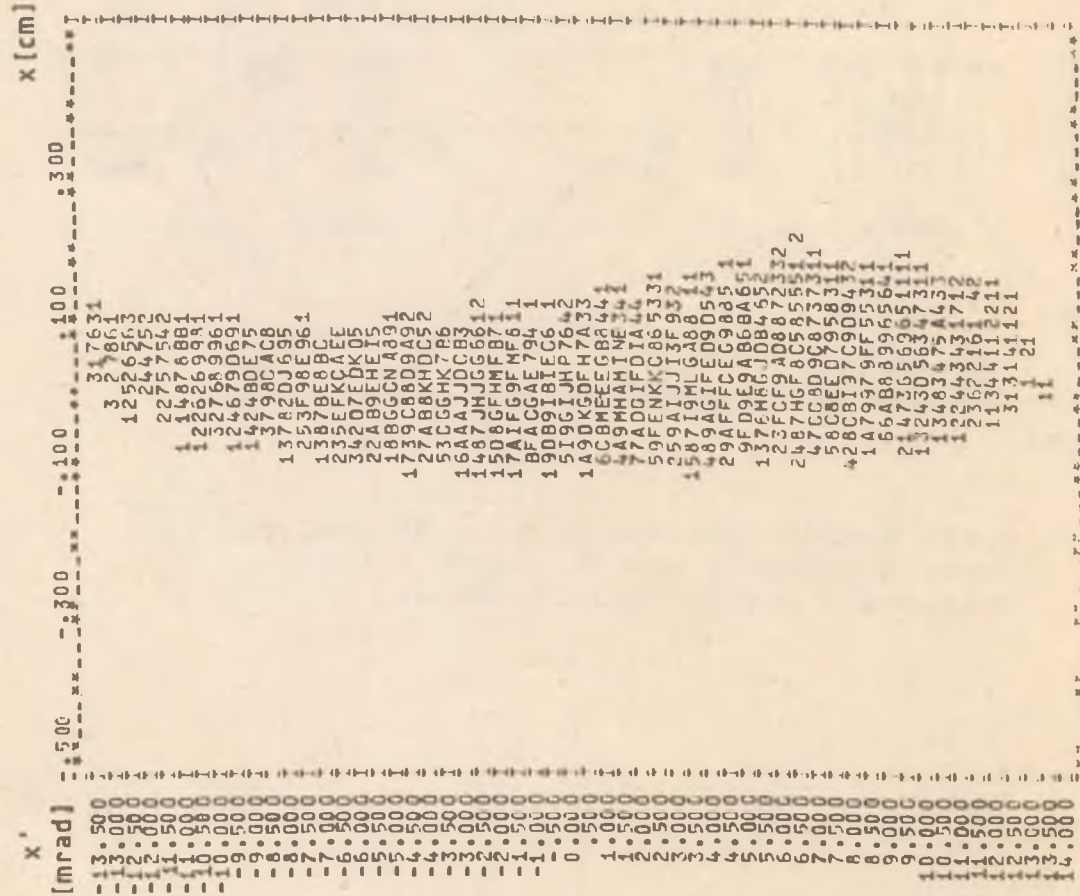
3. ábra: Nyaláb vezetése a 2.sz. mérőhelyre. s az optikai tengelyt, folytonos vonal a monoenergetikus nyaláb, szaggatott vonal a teljes nyaláb burkológörbét jelöli. Az optikai tengellyel párhuzamos vonalak a nyalábvezeték ($x=y=3$ cm) és a dipolmágnes vákuumkamráinak belső méretét jelölik.



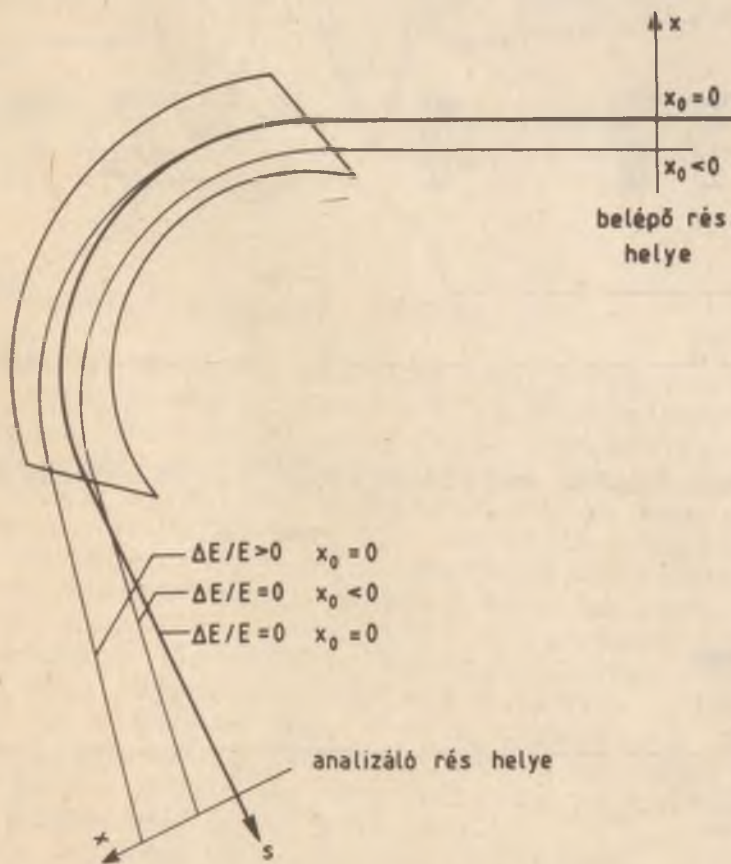
4. ábra: Nyaláb vezetése a 6. sz. mérőhelyre.



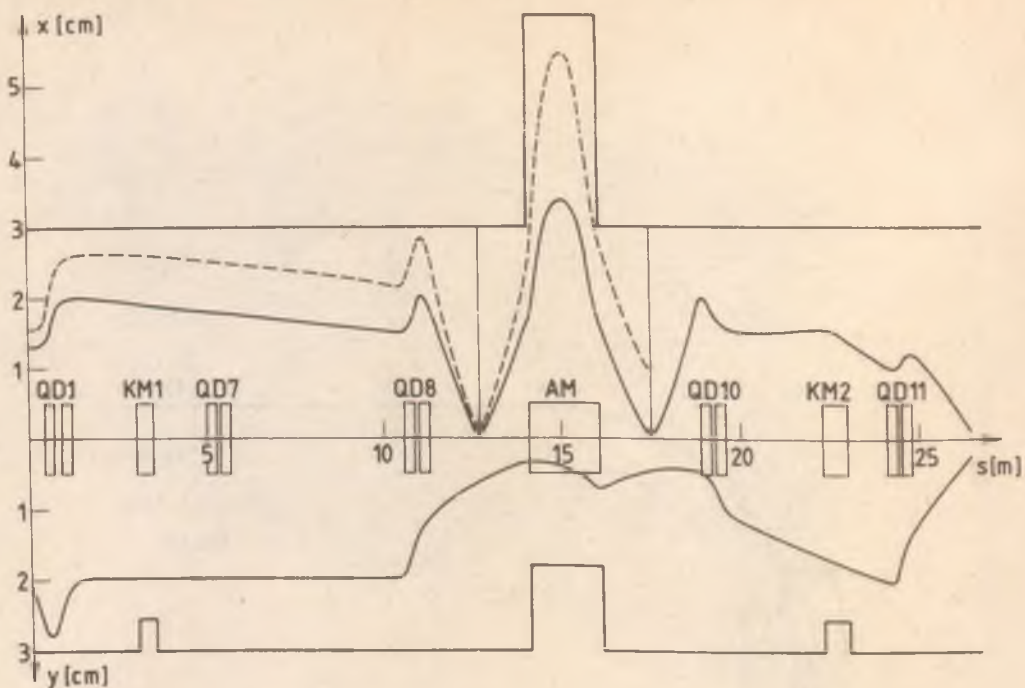
5. ábra: Nyaláb vezetése a 8.sz. mérőhelyre.
 Fent: diszperzív nyaláb vezetés. Lent:
 diszperzió mentes nyaláb vezetés.



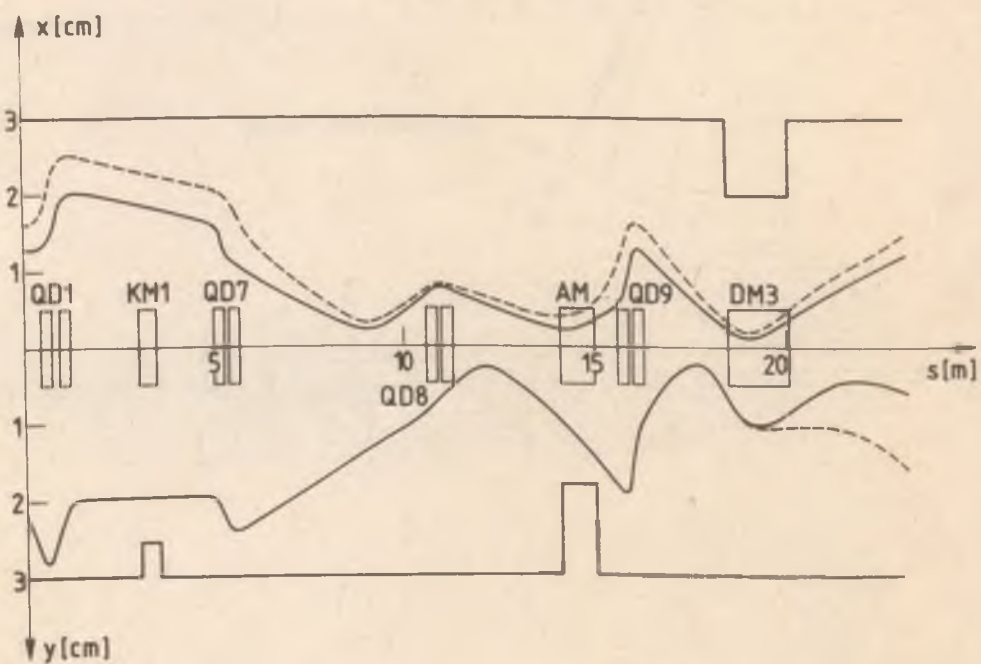
6. ábra: A 8.sz. mérőhelyre jutó nyaláb vízszintes fázissíkbeli alakja diszperzív (jobbra) és diszperzió mentes (balra) nyalábvezetés esetén, nyalábhatóló rések alkalmazása nélkül.



7. ábra: Diszperzió-illesztés elve. Ha $\Delta E/E > 0$ részecskékre $x_0 < 0$ a diszperzió nő.



8. ábra: Nyaláb vezetése az 5. sz. mérőhelyre.



9. ábra: Nyaláb vezetése a 7. sz. mérőhelyre.

ATOMKI Riport X/10 (1984)

HÁZI ÜNNEPSÉG AZ ATOMKI
ALAPÍTÁSÁNAK 30. ÉVFORDULÓJA ALKALMABÓL

Berényi Dénes igazgató beszéde

Kedves Munkatársak, kedves Vendégeink!

Minden évben az intézet alapítási évfordulója alkalmából szoktuk átadni törzsgárda tagjainknak az okleveleket.

Most, hogy az intézet 30 éves, kibővitettük egy kicsit ezt a kört. Nemcsak a törzsgárdatagokat hívtuk meg, hanem az intézet összes munkatársát, nyugdíjas munkatársait, és hogy örömmel osztozzanak, az Akadémia és megyénk, városunk vezetőit is.

Meg kell mondanom, hogy megtiszteltetés részünkre, hogy a megye és a város vezetői eljöttek erre az alkalomra. Ez mutatja azt, hogy milyen az a közeg, amiben mi dolgozunk. Nagyon jól tudjuk, ha a tudomány történetére visszatekintünk, hogy a tudomány számára mindig nagyon fontos volt a háttér. Elsorvadt ott a kutatás, ahol az a társadalom, ahol a tudósok, a kutatók dolgoztak, nem támogatta őket, nem érdeklődött munkájuk után, az eredményeiket nem karolta fel, nem próbálta hasznosítani. Ebből a szempontból nekünk nem lehet panaszunk.

Igaz, 30 év történelmi léptékben nem hosszú idő. Egy kutatóintézet életében azonban 30 év most, amikor néhány év alatt órisái változások történnek a tudományban, a tudomány technikai alapjaiban, ez a 30 év egész korszak. Az intézeti muzeum megnyitása, ami ezután a kis rövid ünnepély után lesz, azt mutatja, hogy egy-két évtized milyen óriási haladást hozott a tudomány technikai hátterében. Egészen más elektronikával, egészen más vákuumtechnikával dolgozunk ma, mint mondjuk 15-20 évvel ezelőtt. Azonban azt is meg kell itt említenem, hogy amikor mi visszafelé tekintünk, nemcsak erre a 30 évre tekintünk vissza. Debrecen a fizikai kultúra szempontjából egyedülálló szerepet tölt be ebben az országban. Nagyon jól tudjuk, hogy a Református Kollégiumban több mint 250 évre visszamenő a fizika multja Debrecenben. Mikor külföldi vendégeink jönnek és elmegyünk a Kollégiumba és meglátják ott a régi fizikai eszközöket, bizony nagyon csodálkoznak, mert nem gondoltak arra, hogy Magyarország keleti felén ilyen multja van a fizikának.

Tehát mi, éppen úgy mint az egyetem, hiszen mi is az egyetemből nőttünk ki, tudatosan valljuk, hogy folytatói vagyunk ennek a kulturális örökségnek. Nincs az országban még egy ilyen város, egy ilyen helység, ahol folyamatosan meglenne a fizikai kultúra. Van város, ahol multja van, pl. Sárospatak, de nincs

jelene a fizikának. Mi azonban olyan szerencsés helyzetben vagyunk, hogy van multunk, és van jelenünk. De ha kinézünk az ablakon és látjuk az épülő ciklotron-laboratóriumot, nyugodtan mondhatjuk, hogy van jövőnk is. Természetesen nemcsak az mutatja jövőnket, hogy a ciklotron épül, de ez kétségkívül egyik nagyon jól látható jele.

A 30 évre visszanézve, kétségtelen, hogy lehetne beszélni az eredményeinkről. Lehetne beszélni arról, hogy az ATOMKI és Debrecen neve széles e világban a legkülönbözőbb konferenciákon, a legkülönbözőbb intézetekben mennyire ismertté vált, hogy néhány külföldi vendég jön ide, nemcsak rövid időre, hanem hosszabb időre is, velünk együtt dolgozni, nem egyszer tanulni. Statisztikai adatokat lehetne felsorolni arról, hogy hány külföldi közleményünk jelent meg, hány élő együttműködésünk van. De lehetne beszélni, különböző problémáinkról is, a létszámstopptól kezdve arról, hogy a műszerbeszerzéssel kapcsolatban milyen gondjaink vannak, meg az alkatrészekkel is. Ez utóbbiak nem éppen ünnepi témák. Hasonlóan nem azok különböző kudarcaink, sikertelenségeink, az intézetben kialakult különböző feszültségek. Ez mind tárgya lehetne egy hosszú ünnepi beszédnek. Minderről azonban nem akarok beszélni, mindössze két gondolatot vetnék még fel röviden.

Az egyik gondolat, ami éppen az évforduló kapcsán, meg az intézeti muzeumot végignézve felmerül az emberben, hogy mennyire nehéz a kezdet. A munkatársaink ma járják a világot. Így elmennek tanácsadónak Zambiába, Bangladeshbbe, Nigériába, különböző fejlődő országokba és maguk is átélik, hogy mennyire nehéz a fizikát, a fizikai kutatást valahol meggyökereztetni. Nincs meg az infrastruktúra, nincs műhely, nincs könyvtár, nincs raktár, nincsenek tapasztalt szakemberek, akiktől tanácsot lehet kérni. Ez nemcsak a fejlődő országokban van így, de pl. a Miskolci Egyetemen mostanában indul a kísérleti fizikai kutatás és nem is "semmiből". Mi igyekszünk segítséget nyújtani nekik és itt is látjuk, hogy mit jelent, hogy megrendelik a műszereket, de ha egy alkatrész kell, egy nálunk megszokott fogás, már probléma van, mert egyszerűen nincs meg ott a kísérleti fizikai kultúra. Nagyon szívós munkára van szükség, míg a megfelelő infrastruktúra kiépül: a szakemberek megfelelő tapasztalatokat szereznek, amire lehet építeni. A kezdet tehát nagyon nehéz, és most mikor 30 év után visszatekintünk, akkor tudjuk, hogy nekünk - minden nehézségünk ellenére - már bizonyos szempontból milyen könnyű. Bármennyi problémánk is van, megvan a kiépített raktár, könyvtár, megvannak a tapasztalt szakemberek. Tudjuk, hogy miért kihez lehet fordulni, de megvannak a kapcsolataink az országban is, külföldön is. Pl. a debreceni egyetemekkel megvan a jó együttműködés, vagy az országban számos intézettel, így mindenekelőtt a KFKI-val, az Izotóp Intézettel, de különböző kémiai intézetekkel és egyéb tudományos, műszaki intézményekkel is. Tehát van hova forduljunk, egy széles hálózat tagja vagyunk, és itt magában az intézetben megteremtődött az a kultúra, az a technikai tapasztalat, amelyre a további kutatásokban lehet építeni. Nehéz volt tehát a kezdet, amikor itt a kísérleti fizika, a kísérleti magfizika Debrecenben meggyökeresedett, majd ebből kinőtt az ATOMKI.

A másik gondolat, amit szeretnék még itt elmondani, az hogy nem az épületek, nem a berendezések a legnagyobb érték egy ilyen

intézményben, mint az ATOMKI, hanem az a bizonyos szürke állomány, ahogyan ma szoktuk mondani, az ami a fejekben van, ami a kezekben van, mint tudás, mint tapasztalat. Ez a legnagyobb érték. Egy épületre hiába írják ki, hogy ilyen vagy olyan kutatóintézet. Sőt, hiába vesznek bizonyos berendezéseket is, hiszen az, hogy jól, megfelelően vásároljanak, hogy jól válasszák ki a berendezéseket, ahhoz is már jól képzett szürke állomány kell. Csak a szükséges tudással, látókörrrel lehet optimálisan kihasználni a rendelkezésre álló pénzt, hogy megfelelő műszereket: a legjobbakat, a legalkalmasabbakat, az optimálisat szerezzék be. És ez az: a tudás, a tapasztalat, a "kiművelt emberfő", amelyeket nem lehet hamar előteremteni. Ha hirtelen sok pénzünk lenne, és esetleg - bár ez a veszély nem fenyeget mostanában - de mondjuk, valamikor ez fenyegetne, akkor is hiába vesszük meg hirtelen a sok vagy kiváló berendezést, ha nincsenek kiváló, kiválogatott és jól képzett embereink, kutatóink. Ehhez, ezek kineveléséhez nagyon hosszú idő kell és nagyon hosszú válogatás. Ebben az intézetben ez az ami a legértékesebb, az a sok tapasztalat, amit nemcsak a könyvekből tanultunk, de saját kutatásaink során szereztünk meg. Hasonlóan nagy érték a kitűnő szakmunkásgárda, sőt azt kell mondanom, hogy valójában a többiek is mind: gazdasági osztályunk munkatársai és a kutatási segéd személyzet többségében szintén hosszú évek, évtizedek válogatása során szelektálódott ki, akikre ma bizton támaszkodhatunk.

Az utolsó gondolat, amivel befejezném ezt a megemlékezést, az az, amire már utaltam az előbb: a ciklotron. Ez önmagában is mutatja, hogy nemcsak a város, a megye vezetői állnak mellettünk, ami rendkívül fontos, de az Akadémia vezetése is. Ezt különben Láng elvtárs ittléte is bizonyítja. Intézetünk vonatkozásában elmondhatjuk, hogy a tudománypolitikai irányelvek vidéki tudományfejlesztési célkitűzései ténylegesen megvalósultak. Mi határozottan azt érezzük az utóbbi években, hogy az Akadémia vezetése mögöttünk van, hogy tényleg minden lehetőséget megtesz intézetünk érdekében. Hiszen mindnyájan tudjuk, akik itt ülünk, hogy a ciklotron beruházás ebben az ötéves tervben az Akadémiának a legnagyobb, sőt valójában egyetlen nagy beruházása. Ez mutatja, mint már az előbb is utaltam rá, tehát maga az a tény, hogy ez a beruházás itt folyik, együtt a sok kiképzett és jól kiképzett kutató kollégával és egyéb munkatárssal, hogy valóban intézetünknek, az ATOMKI-nak nemcsak multja, és jelene, hanem jövője is van.

Most pedig átadom a szót Láng elvtársnak az Akadémia főtitkárhelyettesének.

Láng István, az MTA főtitkárhelyettese

Tisztelt Szalay Elvtárs! Tisztelt Berényi Elvtárs, kedves Kollégák!

Tisztelettel, szeretettel és nagyrabecsüléssel szeretném köszönteni valamennyi jelenlévőt, az intézet kollektíváját, azokat, akik korábban itt dolgoztak, de most eljöttek erre a megemlékezésre. Köszöntöm Önöket a Magyar Tudományos Akadémia nevében, az Akadémia társintézetei nevében, továbbá - miután az illetékesek erre megkértek - a megyei és a városi párt- és állami vezetés nevében is. Kívánok jó eredményeket további munkájuk-

hoz és nagy tisztelettel és elismeréssel adózom mindannak, amit eddig tettek, mert ezzel a munkájukkal mind a magyar tudomány, mind a nemzetközi tudomány fejlődéséhez jelentősen hozzájárultak. A mai alkalomból Pál Lénárd elvtárs az Akadémia főtitkára egy levelet intézett az intézethez. Engedjék meg, hogy ezt a levelet most felolvassam. Azt hiszem, hogy a benne lévő gondolatok kifejezeik valamennyi meghívott vendégnek a gondolatát is és azt hiszem, hogy mindnyájan azonosulni tudunk ezekkel a gondolatokkal.

Szabad legyen a levél eredeti példányát átadni, és a másolatot felolvasni.

"Kedves Berényi Elvtárs!

A Magyar Tudományos Akadémia Atommag Kutató Intézete megalapításának 30. évfordulója alkalmából magam, az Akadémia vezetői és a Központi Hivatal nevében tisztelettel köszöntöm az Intézet minden dolgozóját, kutatóit és vezetőit.

Ha visszatekintünk az elmúlt három évtizedre, büszkék lehetünk arra az utra, amelyet az Intézet megtett. Jelentősen megváltoztak a kutatómunka feltételei: korszerű eszközök, köztük nagyberendezések állnak a kutatók rendelkezésére, új épületeket emeltek, széles körűvé váltak az Intézet nemzetközi kapcsolatai. Ezek mind fontos tényezői a színvonalas munkának. Az Intézet legfontosabb és legnagyobb tőkéje azonban az ember, az a szellemi bázis, amely harminc esztendő alatt alakult ki, azok a kutatók, akik alkotó munkájukkal megalapozták és gyarapítják az Intézet hírnevét.

Az Atommag Kutató Intézet alapításától kezdve magas szellemi követelményeket állított munkatársaival szemben, akik figyelemmel kísérték a magfizikai kutatások fejlődését a fejlettebb országokban és a belső lehetőségek, valamint a külső körülmények által meghatározott feltételek között sikerrel kapcsolódtak be a kutatás nemzetközi vérkeringésébe.

Mindezek eredményeként az intézet nemcsak hazánkban, hanem határainkon túl is jelentős elismerést vívott ki a magfizikai alapkutatások több területén, valamint a magfizikai módszerek széles körű alkalmazásában. E megállapítást kitűnő publikációk, a nemzetközi szakirodalom hivatkozásai, a Debrecenben rendezett nemzetközi tudományos tanácskozások, illetve a kutatások más területein, valamint az ipar, a mezőgazdaság és az egészségügy területén végzett kutatási eredmények töltik meg tartalommal.

Értékes tapasztalatokkal gazdagította az Intézet a kutatás-szervezést is, elsősorban abból a szempontból, hogy sikerrel kapcsolta össze az alap- és alkalmazott kutatást a kutatók szemléletében és konkrét tevékenységében egyaránt. Sokra értékelhető az a tevékenység is, amelyet az Intézet és munkatársai a közművelődésben vállaltak.

Külön is szeretnék szólni Szalay Sándor akadémikus kiemelkedő szerepéről, aki kezdeményezője volt az Intézet megalapításának és néhány - részben ma is itt dolgozó - munkatársával együtt szervezte meg a kutatásokat. Nevéhez fűződik annak az iskolának a megteremtése, amelyet ma debreceni iskolának ismernek és tisztelnek a magfizikusok és más tudományterületek kutatói bel- és külföldön egyaránt. Szalay akadémikus alapozta meg az Intézetben azt a szemléletet, amely az alapkutatást és a gyakorlat igényeit összekapcsolta és azt a következetes igényességet, amely a jelenlegi vezetőket is jellemzi.

Fogadja jókívánságaimat Berényi Dénes akadémikus, az intézet igazgatója, aki szintén egyik alapító tagja az Intézetnek, és aki kutatóként és vezetőként méltó folytatója és továbbfejlesztője az Intézet szép és nemes hagyományainak.

Bizonyos vagyok abban, hogy az Intézet a jövőben is kiemelkedő eredményekkel járul majd hozzá a tudomány fejlődéséhez és a gazdasági gyakorlat által igényelt feladatok megoldásához.

Ehhez kívánok az Intézet egész kollektívájának politikai és társadalmi szervezeteinek, tudományos és adminisztratív vezetőinek továbbra is sikeres munkát és jó egészséget.

Elvtársi üdvözlettel

Pál Lénárd"

Tisztelt Elvtársak!

Engedjék meg, hogy ehhez csatlakozván, ismételten és még egyszer a magam és a jelen lévő vendégek nevében is kívánjak Önöknek további jó eredményeket alkotó munkát, hogy ezzel is járuljanak hozzá a jövőben is az intézet jó hírnevéhez, jó elismertségéhez, s ezzel ténylegesen szerezzenek további jó hírnevet az intézetnek, a városnak, a megyének, az egész országnak.

Tisztelt Elvtársak! Engedjék meg, hogy a törzsgárda oklevelek közül kettőt most én nyujtsak át.

Tisztelt Szalay Akadémikus! Engedje meg, hogy a Magyar Tudományos Akadémia Atommag Kutató Intézetében 30 éven át végzett eredményes munkájának elismerésül a 30 éves törzsgárda jelvényt átnyujtsam, szeretettel kívánjak további alkotó munkát és jó egészséget.

Kedves Berényi Dénes akadémikus, Igazgató Elvtárs! Engedje meg, hogy a Magyar Tudományos Akadémia, Atommag Kutató Intézetében 30 éven át végzett, eredményes munkájának elismeréseként ezt a törzsgárda jelvényt átnyujtsam, és ugyyszintén nagyon eredményes további munkát és jó egészséget kívánjak.

Kiss Dezső a KFKI főigazgatóhelyettese:

Kedves Kollégák, kedves Barátaim!

Először is szeretném tolmácsolni a Központi Fizikai Kutató Intézet állami, párt és társadalmi vezetésének és egész kollektívájának az őszinte jókívánságait, és szeretnék az ő nevükben és a magam nevében is további sikereket kívánni. Ugy érzem, a két intézet közötti kapcsolatok nagyon szorosak, és sok szempontból példamutatóak, mintaszerűek. Ezek évek, évtizedek során alakultak ki és nincs ma a KFKI-nak olyan részlege, amelynek ne lenne valamilyen köze az ATOMKI-hoz, a debreceni magfizikusokhoz, beleértve az egyetemi tanszéket is. Talán azért mégis a legszorosabb kapcsolat - érthető módon - a KFKI magfizikus részlege és az ATOMKI között van: közös kutatómunka, közös publikációk, szemináriumok és folyamatos kapcsolattartás jellemzi ezt az együttműködést. Ez rendkívül termékeny és gyümölcsöző és hadd tegyem hozzá, nincs közöttünk egészségtelen rivalizálás. Legalábbis amennyire és tudom tényleg nincsen. A két magfizika rendkívül szerencsésen kiegészíti egymást. Debrecenben a legjobb értelemben a klasszikus magfizika, a kísérleti magfizika

az, amit művelnek a kollégák, Pesten ez a fajta magfizika gyakorlatilag kihalóban van, helyette a magfizikának bizonyos speciális területei vagy rokon területei foglalják el a helyét, pl. a szabályozott fuziók magreakciókkal kapcsolatos kutatási területek, vagy mondjuk a magfizikai módszerek alkalmazása a szilárdtest fizikában, és ehhez hasonlók. Igaz, mindez - bizonyos változtatásokkal - Debrecenben sem idegen.

Szeretném hangsúlyozni, hogy ez a szerencsés kiegészítés, azt hiszem lényegében véve spontán módon jött létre. Bár bizonyos szervezési tevékenység kétségtelenül történt. Pl. van az Akadémiának egy bizottsága, a Fizikai Bizottság, ennek albizottsága, a MAB: Magfizikai Albizottság, amelynek noszu ideig volt elnöke Berényi akadémikus, és itt a hazai magfizikusok, beleértve az ATOMKI, a KFKI, a debreceni és a pesti egyetemen dolgozó kollégákat, megtalálták a közös nyelvet, bizonyos értelemben közös stratégiát dolgoztak ki.

Most pedig engedjék meg, hogy egy kicsit személyesebb hangnemre váltsak át. Én magam is debreceni vagyok. Itt születtem, itt jártam egyetemre is. Az egyetem elvégzése után kerültem fel Pestre, a KFKI-ba. Ezért ezer szubjektív érzelmi szál is fűz Debrecenhez is és az egyetemhez is, bár közvetlenül az ATOMKI-hoz nem, de az elődjéhez az egyetemi tanszékhez igen, és hát főleg a kollégákhoz és az emberekhez. Az első lépéseimet a tudományos kutatás terén Szalay Sándor akadémikus irányította, amiért nem tudok elég hálás lenni. Azok, akik ma itt az ATOMKI-ban és a tanszéken a magfizika vezető-egyéniségei közé tartoznak, azok az évfolyamtársaim vagy mondjuk így: gyakorlatilag az évfolyamtársaim voltak - mert úgy ötven egynéhány éves korban már többé-kevésbé mindegy, hogy egy évvel lejjebb, vagy feljebb járt valaki. Ez azt is magával hozza, hogy az objektív, tényleges indítékokon kívül, amelyek az együttműködésre sarkallnak, többek között személyemen keresztül is egy érzelmi és személyi kapcsolat rendszer is kiépült az ATOMKI-val és a debreceni magfizikusokkal. Ezt az együttműködést különben a józan ész is diktálja, különösen egy ilyen kis országban, mint Magyarország.

Végül hadd kívánjak még egyszer mostmár saját magam nevében is további sikereket az intézetnek, a debreceni magfizikusoknak.

Az ATOMKI Közlemények a Magyar Tudományos Akadémia Atommagkutató Intézetének riportjait gyűjti egybe, és negyedévenként jelenik meg. Terjeszti az ATOMKI Könyvtára (Debrecen, Postafiók 51, 4001). Tudományos intézetek és könyvtárak kiadványaiért cserébe vagy ellenszolgáltatás nélkül is megrendelhetik. Egyes számokat a Könyvtártól, egyes riportokat közvetlenül a szerzőktől (gyűjteményes riportok esetén a riportok szerkesztőitől) lehet kérni.

Szerkesztő Bizottság: Szalay Sándor elnök, Lovas Rezső titkár, Berényi Dénes, Cseh József, Csikai Gyula, Gyarmati Borbála és Medveczky László.

Kiadja a
Magyar Tudományos Akadémia
Atommagkutató Intézete
A kiadásért és szerkesztésért felelős
Dr. Berényi Dénes
az intézet igazgatója

Készült a Kinizsi Szakszövetkezet
Nyomdájában
Törzsszám: 65757
Példányszám: 220
Debrecen, 1984. szeptember

ATOMKI KÖZLEMÉNYEK

Volume 26 / Number 3

CONTENTS

CONTENTS

Ya.B. Zeldovich: Particles, fields, universe	137
A. Krasznahorkay, T. Kibédi and J. Timár: Beam-pulsing system for β^- background reduction	149
Andó László: A megvalósítási lehetőségek áttekintése a röntgenfluoreszcencia analízisben	153
Kormány Zoltán, Valek Aladár: Az MGC ciklotron nyalábvezető rendszere: tervezési szempon- tok, ionoptikai számítások	171
Berényi Dénes: Házi ünnepség az ATOMKI alapítá- sának 30. évfordulója alkalmából	191