

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

JOINT INSTITUTE
FOR NUCLEAR
RESEARCH

5[62]-93

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ ОИЯИ

JINR RAPID COMMUNICATIONS

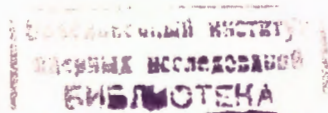
ДУБНА

Объединенный институт ядерных исследований
Joint Institute for Nuclear Research

5[62]-93

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ ОИЯИ
JINR RAPID COMMUNICATIONS

сборник
collection



Дубна 1993

ОГЛАВЛЕНИЕ CONTENTS

K.D.Tolstov Perspectives of Electronuclear Method of Energy Generation and Nuclear Waste Transmutation К.Д.Толстов Перспективы электроядерного метода генерации энергии и трансмутации радиоактивных отходов	5
I.A.Shelaev Superconducting Separated Orbit Cyclotron for Electronuclear Reactor	16
S.V.Afanasiev, Yu.S.Anisimov, A.I.Malakhov, G.L.Melkumov, S.G.Reznikov, A.Yu.Semenov, P.I.Zarubin Test of Scintillation Counters for Multichannel Time-of-Flight System С.В.Афанасьев, Ю.С.Анисимов, А.И.Малахов, Г.Л.Мелкумов, С.Г.Резников, А.Ю.Семенов, П.И.Зарубин Испытания сцинтилляционных счетчиков, предназначенных для создания многоканальных времяпролетных систем	34
M.Pentia, Gh.Iorgovan, B.Vulpescu Data Reduction and Multiple Coulomb Scattering Error Analysis within Silicon Tracking Detector System М.Пентиа, Г.Иоргован, Б.Вулпеску Редукция данных и анализ ошибок при многократном рассеянии в кремниевых трековых детекторах	42
S.N.Ershov, S.B.Gerasimov, A.S.Khrykin On the Reaction $pp \rightarrow p\bar{p}\gamma$ as a Means of Test for Narrow Dibaryon Structures С.Н.Ершов, С.Б.Герасимов, А.С.Хрыкин О реакции $pp \rightarrow p\bar{p}\gamma$ как средстве обнаружения дибарионных резонансов	54

I.V.Puzynin, I.V.Amirkhanov, T.P.Puzynina,
E.V.Zemlyanaya
The Newtonian Iterative Scheme with Simultaneous
Calculating the Inverse Operator for the Derivative
of Nonlinear Function

И.В.Пузынин, И.В.Амирханов, Т.П.Пузынина,
Е.В.Земляная

Ньютоновская итерационная схема
с одновременным вычислением оператора,
обратного к производной нелинейной функции 63

PERSPECTIVES OF ELECTRONUCLEAR METHOD OF ENERGY GENERATION AND NUCLEAR WASTE TRANSMUTATION

K.D.Tolstov

The studies of feasibility of electronuclear method of energy generation are overviewed as well as a current research program in this direction at the Synchrophasotron — Nuclotron accelerator complex. The results may be applied for development of new technique of nuclear waste transmutation.

The investigation has been performed at the Laboratory of High Energies, JINR.

Перспективы электроядерного метода генерации энергии и трансмутации радиоактивных отходов

К.Д.Толстов

Дан обзор исследований осуществимости электроядерного метода генерации энергии, а также перспективной программы в этом направлении на ускорительном комплексе синхрофазотрон — Нуклотрон. Результаты могут быть использованы для разработки новых методов переработки радиоактивных отходов.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

The problem of energy source is one of the most important problems to be solved by the mankind. According to the International Energy Congress, during the next century electric power production is expected to increase up to about $50 \cdot 10^{12}$ Watt. As one can see in Fig.1, coal, oil and gas will play the most important role in energy production, but this role will decrease rapidly after the turn of the century: about 60% of the electric power is anticipated to be produced in nuclear plants. Even in 2100, the contribution of all solar energy sources will be still relatively small (20%). Figure 2 illustrates the harmful effects of the current trend in energy production upon people and environment. In the book «Nuclear Energy, Mankind and Nature» [1] the authors have shown that the total harm to people from coal stations is 400 times greater than it is from atomic stations, including all operations from mining to the final storage of reactor waste. Analogous conclusions are presented in other papers.

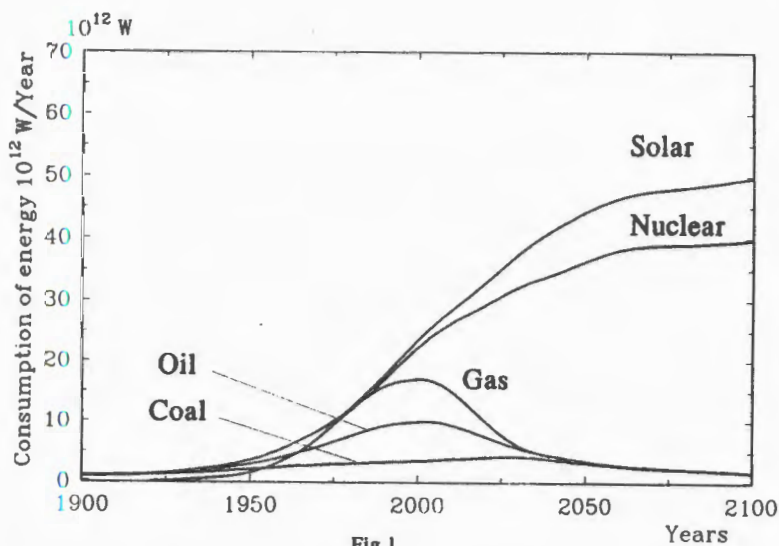


Fig.1

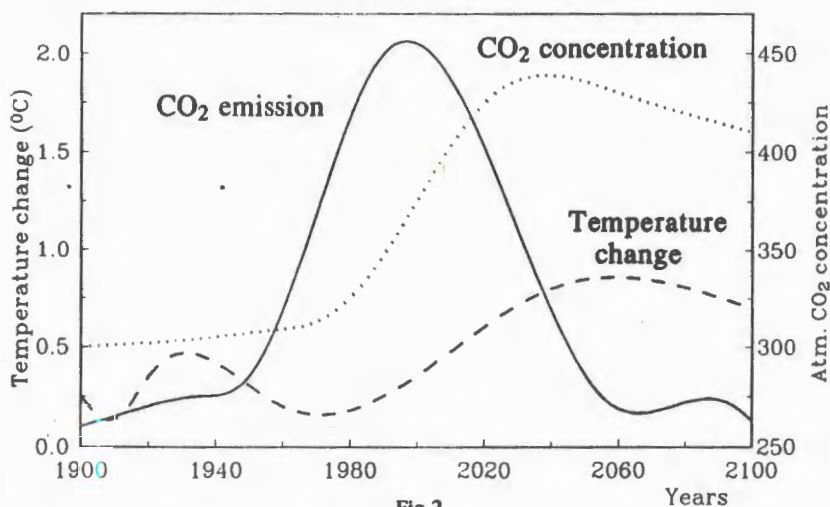


Fig.2

Indeed, coal ashes contain on the average 400 g of uranium per ton. In other words, in 1990 in the former USSR alone, the amount of uranium in coal ashes was $90 \cdot 10^3$ tones, i.e., four times greater than the annual extraction of uranium in the entire world.

The radon discharged into atmosphere is causing more than half dose of natural radioactivity. It should be noted that population is directly exposed

to radon only if it leaks into the houses. The radon from ashes does not necessarily mean any further radon exposure of population.

Unfortunately, the public has too little information about all this stuff. The Chernobyl disaster and the incomplete and distorted information provided by the less competent authors and media led to a strong opposition to the use of nuclear energy. At the 1992 Russian Energy Congress some examples were given when people had laid on rails to prevent the construction of atomic power plants.

Thus, to change public opinion, the safety of atomic stations must be guaranteed, especially with respect to the protection of reactors from an unlimited power ramp. If the probability for accidents to the running reactors is estimated to be about 10^{-4} reactor years, and even the intent to improve this by a factor of 10—100 is pushed, then ordinary citizens do not want to consider in probability categories, preferring a binary system («yes» or «no») and no game of probability calculation will satisfy them.

An unlimited increase of reactor power will be prevented by a subcritical reactor with the coefficient of neutron multiplication: $C_{eff} < 1$. In such a reactor, a chain reaction cannot proceed independently and an external source of neutrons is requested. For this purpose, the accelerator-breeding method (ABM) was proposed in the USA and Canada more than 30 years ago. The method is based on using of accelerated protons for generation of neutrons in nuclear interactions. Thus the chain reactor is supported at $C_{eff} < 1$.

To realize the ABM it is necessary to combine an accelerator with a reactor and also to obtain nuclear data which permit to optimize the efficiency of the chain reaction. In the first projects [2] and their further modifications, high-current accelerator and «depleted» uranium, i.e., natural uranium from which most of ^{235}U has been extracted, were mostly used.

One of impacts to develop high current accelerators is due to the programs of the generation of tritium for neutron weapon and the transmutation of reactor wastes. For this purpose a conceptual study of the transmutation of actinium series members has been made [3]. The proposed plants consist of a sodium cooled subcritical reactor core with actinide fuel and tungsten target. This system would transmute about 250 kg actinides annually to produce 246 MW of electric power using a 1.5 GeV proton beam with current of 39 mA. The proposed plant based on the Phoenix concept is intended for the construction of a linear accelerator with a proton energy of 1.6 GeV and a current of 104 mA [4]. Figure 3 from [5] gives the data on operating and designed accelerators.

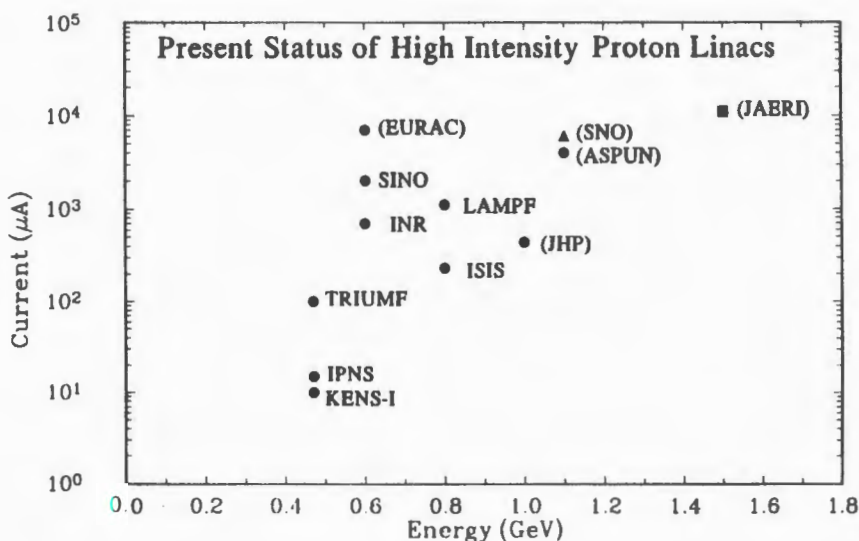


Fig.3

Another ABM possibility is decreasing the beam power by increasing C_{eff} of the subcritical reactor by a prior enrichment of the fuel with ^{235}U or ^{239}Pu . This advantage can be also achieved by accelerating light nuclei instead of protons.

A first conclusion of how this idea might work could be drawn from our investigation of proton and nuclear collisions with silver and bromide nuclei as shown in table 1. As one can see, with an increase of a projectile atomic mass the spectrum of the target produced nucleons becomes harder, and the probability of a complete breakdown of nuclei mainly into nucleons rises. Consequently, a larger number of neutrons will be generated in secondary collisions in the reactions (n , $2n$) and the consumption of energy for the generation of one neutron by light nuclei will be smaller than it is for protons.

Table 1

Projectile	p	d	^4He	^{12}C	^{22}Ne
Probability of complete distribution of Ag and Br nuclei	3%		6	17	
Mean number of fast neutrons	13	21	25	28	30
Mean energy of neutron (MeV)	120 ± 12	110 ± 3	138 ± 3	148 ± 5	156 ± 4
Probability of complete distribution of Pb nuclei	6%	10	22		
Mean number of nucleons	30		45	43	52

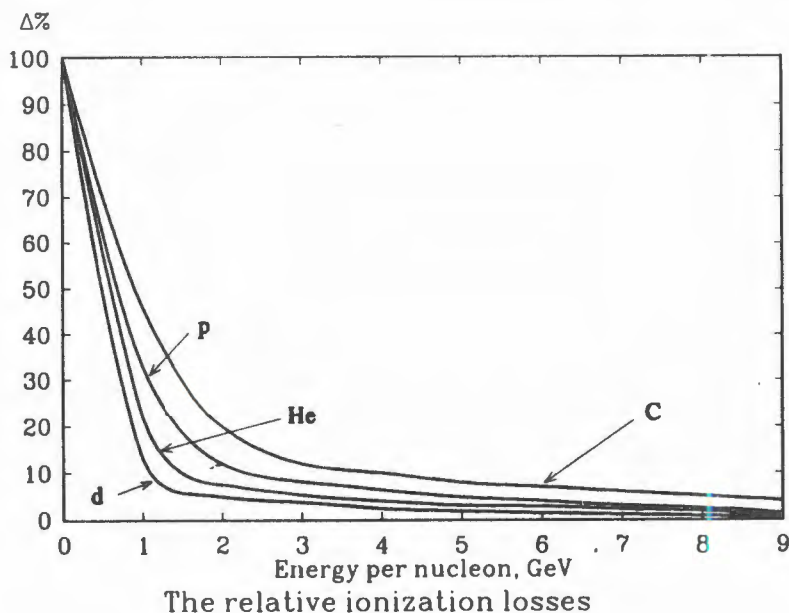


Fig.4

It is necessary to take into account the relative ionization losses of energy according to the formula:

$$\Delta = -\frac{1}{E_0} \int_0^{X_{\max}} \frac{dE}{dx} \exp(-x/\lambda) dx,$$

where E_0 and $X_{\max}$ are the kinetic energy and the maximum path of the projectile, λ is the mean free path.

Figure 4 presents the results of the calculations according to [6]. From this figure it follows that for ^4He nuclei the losses are smaller than for protons. Thus, it is more efficient to use lighter and faster nuclei for the ABM implementation. An experimental test of this conclusion has been performed in cooperation with our colleagues from the Kharkov Physical-Technical Institute (Ukraine) at the Dubna synchrophasotron. This test consisted in an investigation of the interactions of protons and light nuclei with a $50 \times 50 \times 80 \text{ cm}^3$ lead target. Beam particles were injected into the lead target through a $10 \times 10 \times 20 \text{ cm}^3$ channel. The fission chambers (KNT-8) were 7 cm in diameter with an effective uranium mass of 1.5 mg [7]. The uranium detectors were 8 mm in diameter and 1 mm thick. They were installed inside the target. The chambers recorded the number of fission while the detectors registered the reaction (n, γ) using γ -spectroscopy method.

Table 2

	p		d	⁴ He	¹² C
	Energy (GeV)		Energy per nucleon (GeV)		
	3.65	8.1	3.65		
Relative energy deposition for generation of one neutron	1	0.92	0.89	0.72	0.81
The ionization energy losses (%)	8	4	4	6	11
The decrease of energy in comparison with proton of 3.65 GeV (%)		8	11	28	19

Table 3

Projectile	Energy per nucleon (GeV)	Energy for generation of one neutron (MeV)		
		n, γ	n, F	Mean
d	1.5	34.7±3	30.0±4	32.4±3
⁴ He	2.2	30.6±10	27.5±6	29.0±8
⁷ Li	2.2	31.0±8	34.7±5	32.1±6
¹² C	1.87	31.5±5	32.7±4	32.1±4
Mean value 32±5 MeV				

The projectile particles were monitored by the aluminium detectors. A method combining KNT-8 chambers and movable nuclear emulsions was developed. The experimental results are published in [9—12]. The data on relative efficiencies of neutron generation are given in table 2. According to this table the amount of energy spent by the ⁴He nuclei for the generation of one neutron is ~30% less than for protons. The absolute value of energy of one neutron has been determined by the detection of neutrons flying out of the target. They were slowed down in a water bath mounted on the upper side of the target. Neutrons were registered by KNT-8 and the uranium detectors. The experiments were carried out with d, ⁴He, ⁷Li, and ¹²C nuclei in an energy interval of 1.5—2.2 GeV per nucleon. The results from [13] are given in table 3. Both methods gave close results, and the mean value of energy necessary to generate one neutron is $E_n = 32 \pm 5$ MeV. This value is smaller than that from [2], where $E_n \approx 50$ MeV was found. Later [14] and the references in [14,15,16] described corrections which have to be applied to the reactions (n, 2n) by the Monte-Carlo method which finally gave $E_n \approx 30$ MeV.

Our data on E_n are important for the ABM as well as for the neutron protection of accelerators and satellites, the construction of neutron generators and the transmutation of reactor waste. For further investigation the project «Investigation of Physical Aspects of the Electronuclear Method for Atomic Energy Production» called «Energiya» is included in the program of the Laboratory of High Energies, JINR, Dubna. Positive conclusions of the project were given by the Ministry of Atomic Energy of Russian Federation, Scientific Center of Kurchatov's Institute, Physics and Energetics Institute and the Institute of Nuclear Energy.

According to the project, the 2 year program is proposed:

- to determine the energy consumption to generate one neutron in massive targets of different nuclear composition and to obtain an increase of energy yield in the target with fissionable nuclei with beam energy;
- to determine energy and mass of the projectile for the optimization of the efficiency of a chain reaction and the construction of an appropriate accelerator;
- to specify the composition of a perspective fuel in both homogeneous and heterogeneous versions;
- to estimate the running time without fuel change or when ^{238}U , Pb and Bi are added to the fuel cycle;
- to determine the spectrum of neutrons inside the target and the spectrum of neutrons flying out of the target.

These data will allow one to start the construction of a subcritical reactor.

A linear dependence of reactor power on beam intensity and $C_{\text{eff}} < 1$ will provide the reactor safety. The beam-off reactor power will be limited by delayed neutrons. The yield of these neutrons is $\sim 0.6\%$ and their decay times are shorter than one minute. Averaging over the groups of delayed neutrons we obtain the following formula for the time dependence of reactor power:

$$W(t) = W_0 \frac{0.0064}{0.0064 - \rho} e^{\rho t / 0.08},$$

where ρ is reactivity $\rho = C_{\text{eff}} - 1$. If $C_{\text{eff}} = 0.98$,

$$W(t) = W_0 0.242 e^{0.25t},$$

at $t = 1 \text{ sec}$ $W(1) = 0.19W_0$; $W(10) = 0.02W(0)$.

The second goal of nuclear energetics lies in the improvement of its economic efficiency by using more ^{238}U and allowing a prolonged reactor operation without refueling. At present ^{239}U is mainly used by the reactors and, hence it has to be extracted from natural uranium to produce energy. In

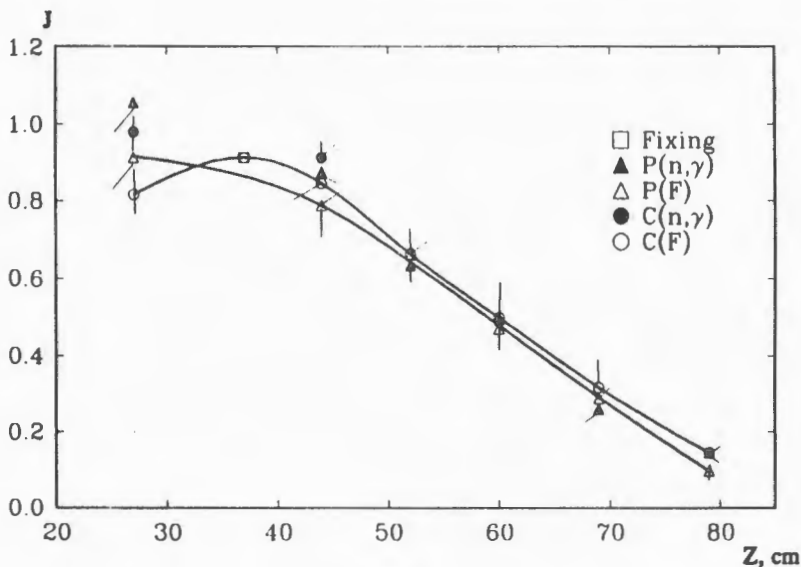


Fig.5

the ABM the neutron spectrum will be harder leading to increase of fission of ^{239}U while the absorption of neutrons by fission products will decrease. As a result, the reactor operation becomes more efficient.

Let us now consider the use of the ABM for the reactor waste transmutation. As is shown in [17] the transmutation by protons or γ -quanta isn't promising, because it requires an amount of energy ten times greater than that received from the reactor.

The transmutation by neutrons requires the use of high intensity neutron fluxes or since the required time would be too long. But the intensity of neutron flux in the running reactor is $10^{15} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, and a stream of $\sim 10^{16} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ in the project [41] demands an accelerator with a very high beam current density.

Our experiment has determined the neutron density inside the lead target. According to Fig.5, neutron density decreases by a factor of 10 at a distance of 50 cm along the beam and by a factor of 5 at 25 cm across the beam (Fig.6). It follows therefore that about half the neutrons and consequently half the energy is released in central zone of the target within a volume of ~ 100 . In the fast neutron reactor BN-600 [18] the neutron density was $10^{16} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. So, if the power of the ABM reactor is equal to that of BN-600, the power in its central zone would be 10 times higher and the

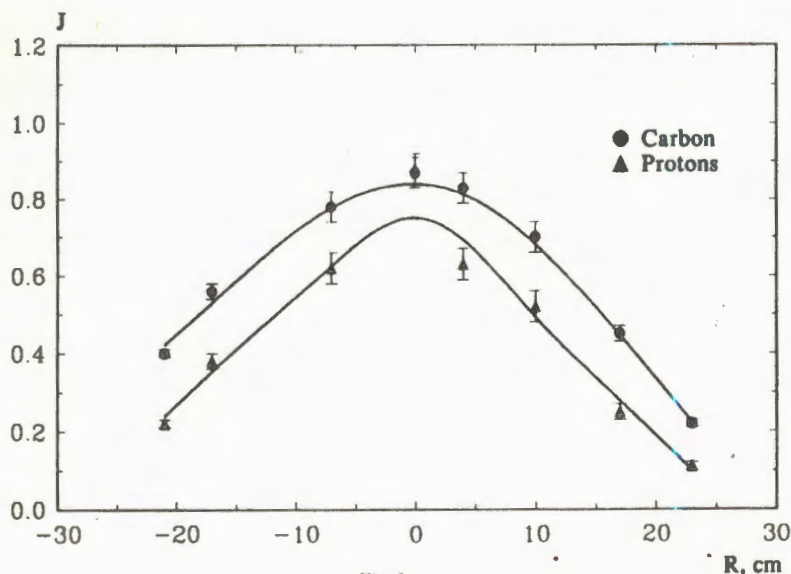


Fig.6

neutron density would be $\sim 10^{17} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Consequently, if neutrons are extracted from the reactor core, then the realization of a faster transmutation becomes possible.

The possibilities for the ABM development at the JINR are really unique. The Institute has the beams of protons and light nuclei with enough energy and intensity to allow the determination of the necessary for ABM parameters. Also, the JINR laboratories have the groups of specialists needed for the construction and operation of accelerators. For example the project «Mingen» [19] devoted to the acceleration of deuterons with energies up to 2 GeV and a current of 10 mA is carried on by the Laboratory for Nuclear Problems (JINR). The work on the nuclei acceleration project «Nuclotron», with a superconducting magnet system is under commissioning in the LHE. It will give an opportunity to accelerate light nuclei up to 6 GeV/c per nucleon and heavy nuclei up to uranium of appropriate energies. As it was mentioned above, the methods for the measurement of the parameters necessary for the ABM have already been developed and tested. The reactor IBR-2 available in the Laboratory of Neutron Physics would enable us to perform all the necessary studies. The V.S.Barashenkov group has a solid experience in Monte-Carlo calculations of the processes that occur in reactor systems. Thus, the Institute researchers participating in the project «Energiya» have everything to fulfil this program.

We would like to emphasize that our program is aimed at building a reactor with a long term use without changing the fuel and extracting plutonium, i.e., only for a peaceful utilization of atomic energy.

Following are the estimated operating parameters of an accelerator — breeding reactor for the production of the 10 MW electrical power, i.e., two times larger than that of the first world atomic station built in Obninsk in 1956.

Current, charge units	I
Number of ^4He nuclei per second	$I/2$
Energy per nucleon	$\varepsilon = 1.5 \text{ GeV}$
Beam energy	$E = 3 \cdot I \text{ GeV}$
Energy for generating one neutron	32 MeV
Number of neutrons	$n = \frac{3 \cdot 10^9 I}{32 \cdot 10^6} = 94I$
If $C_{\text{eff}} = 0.98$ than the number of neutrons is	$N = \frac{94 \cdot 0.98}{1 - 0.98} = 4600$
Number of neutrons per fission	2.44
Number of fissions	$m = 4600/2.44 = 1885$
Energy per fission	$\sim 200 \text{ MeV}$
Power	$W = 1m \cdot 200 = 37700I \text{ MeV}$ $W = 6 \cdot 10^{-8} IW(t)$

If the electric power of the reactor $W = 10 \text{ MW}$ and the coefficient of heat transformation $K = 0.35$, then the heat power is $W = 2.84 \cdot 10^7 \text{ Watt}$. Hence, $W = 6 \cdot 10^{-8}$, $I = 2.8 \cdot 6 \cdot 10^7 \text{ Watt}$ $I = 4.8 \cdot 10^{14}$ charge units. The number of ^4He nuclei: $N_{\text{He}} = I/2 = 2.42 \cdot 10^{14} \text{ s}^{-1}$. The beam power: $W_B = 2.42 \cdot 10^{14} \cdot 6 \text{ GeV} = 230 \text{ kW}$. The beam intensity: $I_B = 4.8 \cdot 10^{14} \times 1.6 \cdot 10^{-19} \text{ charge units}$, $I_B = 0.08 \text{ mA}$.

In conclusion I would like to quote the words by Academician V.I. Veksler, the founder of the Laboratory, USSR State Prize laureate and the USA «Atom for Peace» Prize laureate: «Show that it is possible and necessary and technology will find the means for its realization».

References

1. The Nuclear Energetics, Mankind and Nature Atomizdat, 1984.
2. Proceeding of an Juform. Meth. on Accelerator-Breeding, N.-Y. January, 1977.
3. Takazuka T. et al. — Conceptual Design of Transmutation Plant JAERY, 319, 1991.
4. Van Tuyle et al. — Driven Subcritical Target Concept for Transmutation of Nuclear Waste, BNL 11913.
5. Mizumoto M.J. — Atom. Soc. JAPAN, 1991, 33,
6. Vorobyev G.G., Tolstov K.D. — JINR P1-85-352, Dubna, 1985.
7. Dyachenko V.M. et al. — JINR Rapid Communication, 2[53]-92, Dubna, 1992, p.5.
8. Damdinsuren et al. — Nucl. Instr. and Meth., 1990, A-288, p.319.
9. Voronko V.A. et al. — Atomic Energy, 1989, 68, p.215.
10. Voronko V.A. et al. — At.En., 1989, 67, p.291.
11. Voronko V.A. et al. — At.En., 1990, 68, p.449.
12. Voronko V.A. et al. — At.En., 1991, 71, p.563.
13. Voronko V.A. et al. — JINR Rapid Communications, 2[53]-92, Dubna, 1992, p.5.
14. Bowman C.D. et al. — LA-UR-91-2601, 1991.
15. Liahtenstein P. — LA-UR-89-3014, 1989.
16. Briesmester J.A. — LA-UR-7396V, Rev.2, 1986.
17. Tolstov K.D. — JINR P-3-90-583, Dubna, 1990.
18. Atomnaya Nauka i Technika v SSSR, Atomizdat, 1977.
19. Glazov A.A et al. — JINR P9-81-734, Dubna, 1981.

The final version of this manuscript was prepared by A.D.Kovalenko and P.I.Zarubin in cooperation with V.I.Ilyuschenko and I.I.Migulina.

Received on December 23, 1993.

СВЕРХПРОВОДЯЩИЙ ЦИКЛОТРОН С РАЗДЕЛЕННЫМИ ОРБИТАМИ ДЛЯ ЭЛЕКТРОЯДЕРНОГО РЕАКТОРА

Шелаев И.А.

Приведены основные параметры СП-циклотронного комплекса, генерирующего протоны с энергией 1 ГэВ и интенсивностью 100 мА в непрерывном режиме. Комплекс содержит 180 кэВ 10 мА форинжектор и 28 МэВ изохронный циклотрон с разделенными секторами, СП 240 МэВ бустерный и 1 ГэВ основной циклотроны с разделенными орбитами. Разделение орбит в секторном циклотроне достигается применением 6 дуантов с ВЧ-напряжением амплитудой 75 кВ. Поворот и фокусировка пучка в СП-циклотроне выполняется системой миниатюрных однотипных дипольных и квадрупольных магнитов, образующих 10 спиральных каналов, размещенных один над другим в общем гелиевом криостате. Инжектированные в эти каналы пучки от 10 секторных циклотронов ускоряются 12 объемными теплыми резонаторами с амплитудой 500 кэВ в бустерном циклотроне и 44 — в основном. Изначальное разделение пучка требуемой интенсивности на 10 отдельных каналов обеспечивает устойчивую работу всего комплекса и гибкость в его управлении. Стандартизация ВЧ-генераторов и резонаторов, СП-магнитов установки и других ее элементов позволяет организовать их массовое производство и тем снизить стоимость комплекса.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Superconducting Separated Orbit Cyclotron for Electronuclear Reactor

I.A.Shelaev

Main parameters of a cyclotron facility for generation of 1 GeV 100 mA proton beam in dc mode are given. It includes 180 keV 10 mA injector, 28 MeV isochronous separated sector cyclotron, SC 240 MeV booster separated orbit cyclotron and 1 GeV main one. Orbit separation in the sector cyclotron is achieved by application of 6 dees with 75 kV on each. Beam bending and focusing in the SOC is fulfilled by a system of miniature dipoles and quadrupoles of the same type that form 10 spiral channels. The channels are placed one on another in common LHe cryostat. The beams injected in the channels by the 10 sector cyclotrons are accelerated by 12 warm 500 kV rf cavity in the booster cyclotron and by 44 ones in the main SOC. Division of the required intensity beam at the start of acceleration into 10 separated channels provides stable operation of the facility and its control flexibility. Standardization of hf generators, cavities, SC magnets and other elements of the facility permits one to organize mass-production of the elements and to decrease their costs.

The investigation has been performed at the Laboratory of High Energies, JINR.

Введение

Под электроядерным понимается реактор, в котором реакция деления ядер тяжелых элементов поддерживается незатухающей потоком нейтронов от внешнего источника. Поток нейтронов в рабочей зоне реактора возбуждается быстрыми частицами от ускорителя: протон с энергией 1 ГэВ в достаточно протяженном блоке ^{238}U , обогащенном 2% ^{235}U , создает до 50 нейтронов и примерно 4 ГэВ тепла [1]. Еще больше нейтронов и тепла образуют тяжелые ядра [2]. Разумеется, реакция представит промышленный интерес, если интенсивность падающего пучка достаточно велика. В случае протонов с энергией 1 ГэВ различные оценки дают величину 100—300 мА. Получение такой интенсивности на линейных ускорителях заставляет многих исследователей считать этот тип ускорителя наиболее перспективным для электроядерного реактора. Но эта интенсивность получена в импульсном режиме, средняя же ее величина оказывается на 2 порядка меньше, поэтому наряду с линейными ускорителями рассматриваются возможности ускорителей другого типа, в частности, циклотроны [3].

В данной работе приведены оценки параметров сверхпроводящего (СП) циклотрона с разделенными орбитами (ЦРО) [4,5], пригодного для получения пучка протонов с энергией 1 ГэВ и интенсивностью 100 мА. В циклотроне сверхпроводимость используется для создания миниатюрной магнитной системы, обеспечивающей при достаточном приросте энергии частиц за оборот вывод ускоренного пучка с эффективностью 100%. Для магнитной системы ЦРО наиболее подходящими оказываются разработанные в ЛВЭ сверхпроводящие магниты с железом [6], и ранее изучалась возможность их применения в сильноточном циклотроне [7].

В такой установке определяющими являются стоимость, кпд и надежность ВЧ-преобразователя. Циклотрон, являясь наиболее компактной машиной, позволяет получить КПД передачи ВЧ-мощности пучку на уровне 90% и выше. В нем ВЧ-преобразователь работает в диапазоне 25—50 МГц, в котором промышленностью освоены генераторы с единичной мощностью 1—2 МВт, и для ускорения протонов до энергии 1 ГэВ и интенсивностью 100 мА достаточно иметь 50 таких генераторов.

Для достижения требуемой интенсивности достаточно разделить пучок на 10 параллельных каналов с независимой фокусировкой, что существенно ослабит эффекты, связанные с пространственным зарядом, упростит последующее использование пучка в реакторе и позволит сочетать устойчивую работу ускорителя с гибкостью в его управлении.

В рассматриваемом циклотроне ускорение протонов осуществляется в три этапа: 10 теплых изохронных циклотронов поставляют 10×10 мА пучки с энергией 28 МэВ в 10-канальный СП-бустерный циклотрон, повышающий их энергию до 240 МэВ; конечную энергию в 1 ГэВ пучки получают в основном СП ЦРО, также содержащем 10 раздельных магнитных каналов. На каждом этапе ускорение осуществляется ВЧ-полем одной и той же частоты, что исключает потери интенсивности. Сравнительно низкая частота ВЧ-поля (31,5 МГц) обеспечивает высокий КПД, наименьшую стоимость и надежную реализуемость ВЧ-генератора — наиболее дорогой и энергоемкой системы ускорителя.

1. Энергетика электроядерного реактора

Упрощенная блок-схема электроядерного реактора и основные потоки энергии приведены на рис.1. Поступающий в рабочую зону реактора пучок быстрых протонов мощностью P_b выделяет в k раз больше тепловой энергии P_h за счет деления тяжелых ядер:

$$P_h = k P_b. \quad (1.1)$$

В электростанции это тепло преобразуется в электроэнергию P_e с КПД η_e , поэтому

$$P_e = k \eta_e P_b. \quad (1.2)$$

Выработанная электроэнергия частично возвращается в ускоритель P_a , остальная направляется потребителю P_u :

$$P_e = P_a + P_u. \quad (1.3)$$

В свою очередь, часть потребляемой ускорителем энергии расходуется на его собственные нужды P_g (охлаждение магнитов, поддержание рабочего давления в камере, система управления и пр.), а большая ее часть (P_g) потребляется ВЧ-генератором. Здесь электроэнергия промышленной частоты преобразуется в высокочастотную P_f с КПД η_g

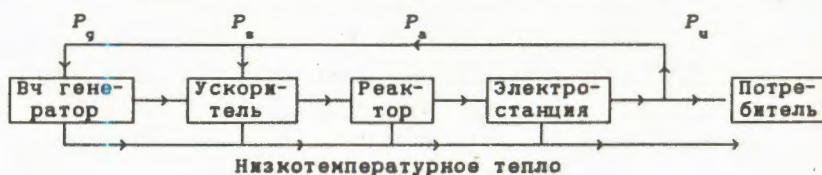


Рис.1

$$P_a = P_g + P_s = P_f / \eta_g + P_s. \quad (1.4)$$

ВЧ-мощность поступает в ускоряющий резонатор непосредственно или через фидер связи, где расходуется на возбуждение резонатора и ускорение пучка P_b . Таким образом, справедливо соотношение

$$P_f = P_b / \eta_b, \quad (1.5)$$

где η_b — КПД передачи мощности генератора пучку протонов.

Комбинируя выражения (1.1—1.5), получаем

$$P_u + P_s = \left(k \eta_e - \frac{1}{\eta_g \eta_b} \right) P_b. \quad (1.6)$$

Последнее соотношение имеет смысл, если в нем выражение в скобке неотрицательно, т.е. если

$$k \eta_e \eta_g \eta_b > 1. \quad (1.7)$$

В выражении (1.7) два коэффициента — η_e и η_g — имеют хорошо установленные величины. КПД преобразования тепловой энергии в электрическую лежит в пределах 0,3—0,4, и для оценок η_e можно принять равным 0,35. КПД ВЧ-генератора, выполненного на мощных тетрадах, в принятом здесь частотном диапазоне, равен 0,6. Таким образом, в распоряжении экспериментатора остаются два коэффициента — k и η_b .

Величиной коэффициента k можно управлять, варьируя ядерный состав мишени или массу быстрых ядер, т.е. выбирая подкритичность реактора. Тогда типом ускорителя определяется только один параметр соотношения (1.7) — η_b , который можно оценить как

$$\eta_b = P_b / P_f = P_b / (P_b + P_r), \quad (1.8)$$

где P_r — ВЧ-мощность, расходуемая в резонаторах ускорителя на возбуждение ускоряющего поля при нулевой интенсивности пучка, включая потери мощности при передаче от генератора к резонатору.

В линейном ускорителе, имеющем протяженный (порядка 1000 м) резонатор, величина P_r приближается к 100 МВт, поэтому η_b принимает заметную величину (0,6—0,7), когда мощность пучка оказывается порядка 200—300 МВт. Генераторы линейного ускорителя работают в диапазоне 400—600 МГц, где стоимость 1 Вт мощности гораздо выше.

В циклотроне ускоряющее поле проходится пучком многократно, в силу этого значительно меньше величина P_r . В результате η_b оказывается порядка 0,90—0,92 при значительно меньшей мощности пучка. Как

показано ниже, вариант СП-циклотрона с разделенными орбитами действительно позволяет ускорить интенсивный пучок протонов с высоким КПД.

2. Общая схема ускорителя

Исходя из изложенного выше, можно сформулировать следующие основные требования к ускорителю для электроядерного реактора:

- ускоритель поставляет постоянный во времени и управляемый пучок протонов (или ядер) с энергией 1000 МэВ и интенсивностью 100 мА и более;

- ускоритель имеет максимально возможное значение КПД η_g преобразователя электрической энергии сеть — ВЧ;

- реализуемость, надежность и ремонтоспособность ВЧ-преобразователя;

- максимальное значение КПД η_b передачи ВЧ-энергии к пучку;

- минимальные потери пучка при ускорении, выводе и пр.;

- минимальная стоимость ускорителя, его компактность, надежность и ремонтоспособность.

Работоспособность электроядерного реактора в первую очередь определяется ВЧ-преобразователем. Наиболее пригодным для работы в непрерывном режиме представляется преобразователь на жестких лампах в диапазоне 25—50 МГц с мощностью оконечного каскада 2 МВт. Наибольшим КПД обладает схема, в которой ВЧ-генератор расположен рядом с резонатором, т.к. в ней отсутствует передача ВЧ-мощности на расстояние или сложение мощностей отдельных генераторов, сопровождающееся потерями. Это условие определяет общее число резонаторов в установке: для ускорения пучка общей мощностью 100 МВт необходимо не менее 50 резонаторов, возбуждаемых таким же числом генераторов мощностью 2 МВт каждый.

Общая схема ускорителя представлена на рис.2. Сформированный в форинжекторе (ионный источник, электростатический ускоритель и банчер) пучок с энергией 0,255 МэВ инжектируется в центр многодуантного изохронного секторного циклотрона. Многодуантный вариант позволяет получить примерно 1 МэВ прирост энергии пучка за оборот при приемлемом напряжении на дуантах, что при низком значении среднего магнитного поля дает необходимое для эффективного вывода разделение орбит на конечном радиусе и обеспечивает достаточно свободное место в центре циклотрона для размещения там инфлектора.

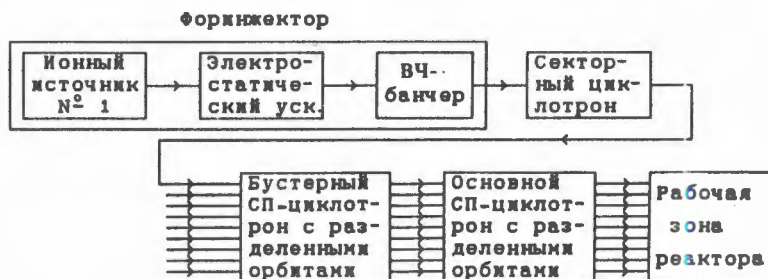


Рис.2

Форинжектор и секторный циклотрон повторяются 10 раз, и все 10 пучков инжектируются затем в 10-этажный СП-бустерный ЦРО.

В бустерном ЦРО поворот и фокусировка пучка осуществляется миниатюрной СП-магнитной системой, представляющей собой магнитную систему протонного синхротрона с разделенными функциями поворота и фокусировки. Размещенные по развертывающейся спирали ФОДО периоды магнитной системы ЦРО обеспечивают жесткую фокусировку пучка, недостижимую в секторных циклотронах. В бустерном циклотроне пучок ускоряется ВЧ-полем 12 теплых объемных резонаторов, имеющих форму параллелепипеда. В таком резонаторе амплитуда ускоряющего напряжения достигает 0,5 МВ при мощности возбуждения 0,15—0,20 МВт.

Аналогично построен и основной СП ЦРО. В обоих циклотронах используются СП-магниты и линзы, имеющие одинаковые поперечные размеры и отличающиеся только длиной. Это позволяет организовать массовое производство таких магнитных элементов, что снижает их стоимость. Ускорение пучков в основном ЦРО также осуществляется ВЧ-полем объемных резонаторов, число которых здесь выбрано равным 44. Всего же в установке имеется 56 резонаторов, что при условии их равнонагруженности (1,73 МВт/резонатор) определяет конечную энергию бустерного циклотрона.

Многоканальность бустерного и основного СП ЦРО существенно снижает эффекты пространственного заряда в каждом канале, обеспечивая требуемую общую интенсивность установки, а многократность форинжектора обеспечивает практически непрерывную работу всего комплекса, несмотря на ограниченное время жизни ионного источника. Ниже приведены более подробно параметры перечисленных ускорителей.

3. Форинжектор

Форинжектор включает ионный источник, электростатическую ускорительную трубку с напряжением 110 кВ, группирователь и предускоритель на одиночном резонаторе с частотой 31,5 МГц, канал транспортировки пучка в центр секторного циклотрона, поворотный конденсатор и систему контроля пучка. Такая сравнительно сложная схема форинжектора выбрана с тем, чтобы получить интенсивный пучок с малым эмиттансом и минимизировать потери пучка на малых радиусах в секторном циклотроне, где происходит формирование временной структуры пучка.

Ионный источник типа дуоплазмотрона [8], параметры которого приведены в табл. 1, установлен на высоковольтной платформе электростатической трубки. После ускорения в ней до энергии 110 кэВ и последующего выделения в магнитном сепараторе атомарной компоненты получим 40 мА пучок с нормализованным эмиттансом 0,33 μ мрад.

Время жизни оксидного катода ионного источника составляет 60 часов непрерывной работы, после чего катод подлежит замене. Смена катода источника означает выключение данного канала на 20 мин, при этом для сохранения неизменным потока частиц на мишень достаточно ток в остальных каналах увеличить на 10%.

После магнитного сепаратора пучок проходит через низковольтный группирователь, питаемый напряжением основной (31,5 МГц) и удвоенной частоты, и ускоряется в одиночном резонаторе с 2 ускоряющими промежутками до энергии 180 кэВ. Фокусировка пучка в нем осуществляется квадрупольными линзами на постоянных магнитах. На выходе

Таблица 1

Параметр	Размерность	Величина
Вытягивающее напряжение	кВ	45
Ток пучка (одно отверстие)	мА	65
Нормализованный эмиттанс	π μ мрад	
для 100% интенсивности		1,30
для 92%		0,33
Содержание атомарного водорода	%	70
Ток дуги источника	А	8—15
Напряжение дуги	В	130—150
Ток накала нити	А	45—52
Число ампер-витков соленоида	кА	2,4
Расход водорода	л-Тор/с	0,3

резонатора получим пучок в виде банчей фазовой протяженностью 30—35°, амплитудой 130 и средним током 10—12 мА. Одиночный резонатор выполнен в виде четвертьволновой коаксиальной линии, свернутой в спираль [9] и настроенной на основную частоту 31,5 МГц; напряжение на ускоряющем электроде 35 кВ.

Такая предварительная банчировка минимизирует потери пучка в секторном циклотроне. При этом несколько увеличится эмиттанс пучка, и для дальнейших оценок примем, что нормализованный эмиттанс не превосходит 1 μ мрад.

Цилиндрический конденсатор с зазором 10 мм поворачивает протоны на 90° при разности потенциалов на обкладках ± 18 кВ относительно «земли» и вводит их в медианную плоскость циклотрона. Фокусировка пучка в обеих поперечных плоскостях осуществляется за счет гиперболического профиля пластин конденсатора. Все оборудование форинжектора размещается во внутренней полости центрального штока ВЧ-резонатора инжекторного циклотрона, поэтому инжекция пучка сопровождается его ускорением на 75 кэВ. Пройдя заземленный промежуток вакуумной камеры длиной 11 см, пучок поступит в первый дуант с энергией инжекции 0,255 кэВ. Этот участок оборудован парой квадрупольных линз на постоянных магнитах и конденсатором коррекции угла входа в дуант.

4. Многодуантный секторный циклотрон

Несмотря на предварительное формирование пучка, можно ожидать потерь порядка 5—15% (или 0,5—1,5 мА) на первых 2—3 оборотах в секторном циклотроне. Если средняя энергия этого пучка равна 2 МэВ, то выделяемая мощность составит 1—3 кВт, что исключает применение сверхпроводящей магнитной системы в первом циклотроне, поэтому выбран теплый вариант секторного циклотрона, основные параметры которого приведены в табл. 2.

В изохронном циклотроне частота обращения иона ω_i остается постоянной на любом радиусе r :

$$\omega_i = v/r = \text{const.} \quad (4.1)$$

Из этого условия следует зависимость радиуса орбиты от энергии w , если последняя выражена в единицах энергии покоя протона,

$$r = \frac{N\lambda \sqrt{w(2+w)}}{2\pi(1+w)}, \quad (4.2)$$

Таблица 2

Параметр	Размерность	Величина	
		на входе	на выходе
Энергия протонов	МэВ	0,255	28
Интенсивность	мА	12	10
Магнитная жесткость	кЭ м	0,730	7,703
Среднее магнитное поле	кЭ	3,447	3,546
Магнитное поле в секторе	кЭ		9,066
Средний радиус орбиты	см	21,1	217,2
Прирост радиуса за оборот	см	26,7	3,5
Число секторов магнита			6
Число дуантов			6
Число оборотов пучка			27
Напряжение на дуантах	кВ		75
Частота ВЧ-напряжения	МГц		31,5
Частота обращения протонов	МГц		5,25

где λ — длина волны ускоряющего ВЧ-поля, N — номер гармоники. Если прирост энергии за оборот равен $d\omega$, то радиус увеличится на dr :

$$dr = \frac{rd\omega}{\omega(1 + \omega)(2 + \omega)} \quad (4.3)$$

Из последнего соотношения видно, что прирост радиуса за оборот пропорционален его величине и приросту энергии. Высокий набор энергии за оборот (0,9 МэВ) при умеренном напряжении на дуантах достигается использованием 6 дуантов, питаемых напряжением 6-й гармоники частоты обращения, на которой фаза пролета дуанта равна 180° . Фаза пролета размещенных между дуантами магнитных секторов также равна $180^\circ/\text{сектор}$, поэтому ускоряющее напряжение на всех дуантах синфазно и они присоединены к одному штоку, представляющему собой центральный электрод четвертьволновой коаксиальной линии, что существенно упрощает конструкцию ВЧ-системы циклотрона. Ось центрального штока проходит через центр ускорителя и ортогональна его медианной плоскости. Диаметр штока, поддерживающего 6-дуантную систему с общим диаметром 4,34 м, при таком же диаметре внешнего бака резонатора можно выбрать порядка 2 м, что обеспечит добротность резонатора свыше 10000. На возбуждение в таком резонаторе на-

пряжения амплитудой 75 кВ потребуются около 20 кВт. При токе ускоренного пучка 10 мА потребляемая мощность возрастет до 300 кВт, т.е. в 15 раз; КПД передачи мощности пучку η_b составит 93%.

Напряжение на дуантах выбрано примерно в 2—2,5 раза выше, чем в промышленных циклотронах с непрерывным режимом. Такой выбор основан на следующем. Во-первых, значительно увеличен зазор дуант — камера — с 14—20 мм до 350. Этот зазор электрически наиболее прочен, т.к. здесь разряд в обычных циклотронах происходит по магнитному полю; в инжекторном циклотроне дуанты находятся вне поля. Во-вторых, увеличены радиусы скругления кромок дуантов, поэтому хотя в центре циклотрона расстояние между кромками дуанта и камерой всего 20 мм, но в этом зазоре рассеянное магнитное поле направлено поперек зазора, что увеличивает его электрическую прочность. С увеличением зазоров уменьшается емкость дуантов, составляющая, по оценкам, 200—250 пФ. Наконец, инжекторные циклотроны могут работать в импульсном режиме, при котором из 10 циклотронов 9 всегда поставляют пучки в реактор и лишь один выключен.

Расчет замкнутой орбиты в магните циклотрона матричным методом дает для набег фазы радиальных бетатронных колебаний σ_r на период величину

$$\begin{aligned} \cos \sigma_r = & \left[1 + \frac{l}{2\rho} (\operatorname{tg} \varepsilon_1 + \operatorname{tg} \varepsilon_2) \right] \cos \vartheta + \\ & + \left[\frac{\operatorname{tg} \varepsilon_1 + \operatorname{tg} \varepsilon_2}{2} - \frac{l}{2\rho} (1 - \operatorname{tg} \varepsilon_1 \operatorname{tg} \varepsilon_2) \right] \sin \vartheta \end{aligned} \quad (4.4)$$

и вертикальных σ_z

$$\cos \sigma_z = 1 - \left(\vartheta + \frac{l}{\rho} \right) \frac{\operatorname{tg} \varepsilon_1 + \operatorname{tg} \varepsilon_2}{2} + \frac{l\vartheta}{2\rho} \operatorname{tg} \varepsilon_1 \operatorname{tg} \varepsilon_2. \quad (4.5)$$

Здесь ρ — радиус кривизны траектории в магните, ϑ — угол поворота в секторе, ε_1 и ε_2 — углы входа и выхода траектории, l — длина свободного от магнитного поля промежутка. Аналогично вычисляются и другие параметры замкнутой орбиты; результаты приведены в табл.3. Снижение угловой протяженности магнита повышает частоту бетатронных колебаний и упрощает размещение магнитов в центре циклотрона. Рост угловой протяженности секторных магнитов с радиусом компенсирует релятивистский рост массы протона с энергией.

В циклотроне β -функции пропорциональны радиусу кривизны; эмиттанс пучка, напротив, обратно пропорционален радиусу (при ма-

Таблица 3

Параметр	Размерность	Величина	
		на входе	на выходе
Угловая протяженность магнита	град	21,40	22,13
Угловая протяженность свободного промежутка	град	38,60	37,87
Радиус кривизны, ρ	см	8,05	85,0
Набег фазы на период			
радиальных колебаний	град	64,6	63,8
вертикальных колебаний	град	82,9	80,5
β_r -функция минимальная		2,20 ρ	2,13 ρ
максимальная		3,30 ρ	3,18 ρ
β_z -функция минимальная		1,74 ρ	1,76 ρ
максимальная		2,19 ρ	2,16 ρ
Частота радиальная		1,066	1,064
Частота вертикальная		1,381	1,342
Амплитуда радиальная	мм	1,5	1,7
Амплитуда вертикальная	мм	1,3	1,4

лых энергиях), поэтому амплитуды бетатронных колебаний остаются постоянными на всех радиусах, если сохраняется постоянным нормализованный эмиттанс пучка. Как видно из табл.3, размеры пучка за счет бетатронных колебаний не превышают 3,5 мм в любом направлении.

Низкий уровень среднего магнитного поля, определяемый частотой ускоряющего напряжения, приводит к необычно большому размеру магнита, однако его вес и энергопотребление оказываются вполне приемлемыми, что видно из табл.4. Энергопотребление магнита в инжекторном циклотроне невелико в силу низкого уровня поля и небольшой величины зазора между полюсами — 12 мм, или 3,5 вертикальных размера пучка. Вес магнитопровода снижается почти вдвое благодаря введению радиальной вариации магнитного поля: поле на кольцевой дорожке шириной 32 мм равно полю сектора, и зазор между полюсами здесь равен 12 мм, а между соседними дорожками поле в 4 раза меньше за счет увеличенного зазора. В результате уменьшается индукция в обратном магнитопроводе, а с ней уменьшается его вес. Магнитопровод, покрытый вместе с катушками возбуждения тонколистовой медью, размещается в вакуумной камере ускорителя.

Таблица 4

Параметр	Размерность	Величина
Напряженность магнитного поля	кЭ	9,066
Зазор между полюсами	мм	12
Ампер-витки катушки возбуждения	А	8657
Число витков		12
Ток магнита	А	721,4
Размер проводника	мм ²	13,8×13,8
Сопротивление катушки	мОм	45,8
Потребляемая мощность	кВт	23,8
Вес меди катушки	г	0,50
Высота секторного магнита	м	0,82
Вес магнитопровода	г	5,7
Общая потребляемая мощность	кВт	23,05
Общий вес магнита	г	34,4

Вывод пучка из многодуантного циклотрона происходит автоматически за счет того, что конечный радиус магнита в шестом секторе на 35 мм меньше, чем в первом. По каналу транспортировки пучок направляется в один из СП-поворотных-фокусирующих каналов бустерного циклотрона.

5. Бустерный СП-циклотрон

Применение теплых резонаторов для ускорения в бустерном ЦРО вызвано тем, что, во-первых, представляется довольно сложной разработка петли связи, передающей 2 МВт ВЧ-мощности в СП-резонатор при температуре жидкого гелия. Во-вторых, потребовался бы усилитель с необычно большим диапазоном по мощности для возбуждения СП-резонатора с пучком и без него.

Исходя из условия равнонагруженности ВЧ-резонаторов в бустерном СП-циклотроне с разделенными орбитами ускорение осуществляется в 12 объемных резонаторах, работающих на 8-й гармонике частоты обращения протонов. Поворотно-фокусирующая магнитная система представляет собой развернутую в спираль ФОДО структуру жесткофокусирующего синхротрона с разделенными функциями поворота и фокусировки, содержащую 16 FODO периодов на оборот. Разомкнутость магнитной системы обеспечивает автоматическое выполнение опе-

Таблица 5

Параметр	Размер- ность	Величина	
		на входе	на выходе
Энергия протонов	МэВ	28,0	241,3
Интенсивность	мА	100,0	100,0
Магнитная жесткость	кЭ	7,703	23,85
Средний радиус траектории	м	2,896	7,344
Среднее магнитное поле	м	2,660	3,248
Радиус кривизны, ρ	м	0,550	1,704
Прирост энергии за оборот	МэВ	2,32	5,96
Прирост радиуса за оборот	см	11,2	6,47
Частота обращения протонов	МГц	3,938	
Напряжение на резонаторе	кВ	500	
Число резонаторов		12	
Число оборотов протонов		43	

раций ввода и вывода пучка со 100% эффективностью. Параметры бустерного ЦРО даны в табл.5.

Структура периода магнитной системы показана на рис.3 и внешне бустер предстает как собранные в кольцо 16 гелиевых криостатов, между которыми размещены 12 теплых объемных ВЧ-резонаторов. В каждом криостате содержится СП-фокусирующая линза Φ , 2 поворотных магнита M и дефокусирующая линза D . Это оборудование занимает примерно половину ФОДО-периода. В оставшемся большом промежутке O' размещен ВЧ-резонатор; в каждом четвертом периоде вместо него в этом свободном промежутке размещены устройства контроля и коррекции орбиты, подходят вводные и выводные каналы транспортировки пучка и пр.

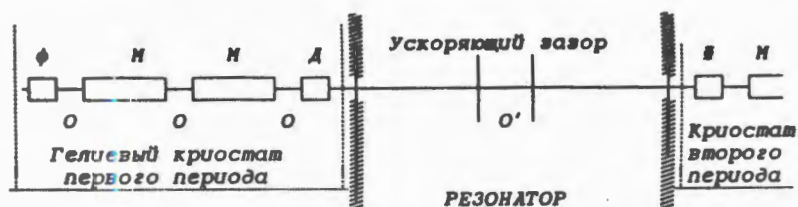


Рис.3

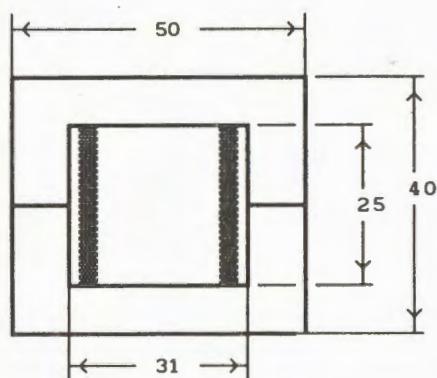


Рис. 4

10-этажная магнитная система бустерного ЦРО собрана из миниатюрных сверхпроводящих магнитов и квадрупольных линз. Поле напряженностью 14 кЭ в таких магнитах формируется СП-катушкой и близко расположенным ярмом из магнитномягкого железа. Поперечное сечение магнита показано на рис. 4. Низкий уровень магнитного поля позволяет применить СП-катушку с малым поперечным сечением (горизонтальный размер витка 2,5 мм) и большим запасом по критическому

току. Еще меньше поперечные размеры явнополюсной квадрупольной линзы при той же апертуре. Простая форма ярма магнита упрощает его высокоточное изготовление, а использование ярма в качестве шаблона при намотке СП-катушки задаст высокую повторяемость параметров серии магнитов. Все магниты и линзы в бустерном циклотроне имеют стандартные поперечные размеры и отличаются лишь длиной. Длина диполя равна 10,7 см при инжекции и 33,3 см на последнем обороте. Собранные в 10-канальную стопку высотой 40 см магниты и линзы всех оборотов одного периода общим весом 3,4 т помещаются в общий гелиевый криостат.

Анализ бетатронного движения показывает, что фокусировка пучка настолько жесткая (частота бетатронных колебаний 3,25), что его поперечные размеры всюду оказываются менее 15 мм, а наибольшую величину в горизонтальной апертуре занимает саггита — до 8 мм. Другие требования к апертуре, связанные, например, с несовершенством магнитной системы, можно не учитывать, т.к. в ЦРО небольшое число оборотов и на каждом реализуема достаточно развитая система коррекции орбиты.

Пучки ускоряются в прямоугольном резонаторе, в котором возбуждаются колебания простейшей моды типа TM_{110} , если выполняется условие

$$(2/\lambda)^2 = (1/a)^2 + (1/b)^2, \quad (5.1)$$

где λ — длина волны, a, b — наибольшие стороны параллелепипеда. При этом распределение электрического поля в резонаторе имеет вид

$$E_z = E_0 \sin(\pi x/a) \sin(\pi y/b), \quad E_x = E_y = 0. \quad (5.2)$$

Таблица 6

Параметр	Размерность	Величина
Собственная частота	МГц	31,5
Амплитуда напряжения	кВ	500
Размеры резонатора: радиальный	м	10,73
вертикальный	м	5,31
азимутальный	м	0,54
Ускоряющий зазор	см	15
Фаза пролета ускоряющего зазора	град	23
Средний прирост энергии пучка	МэВ	0,401
Число резонаторов		12
Разность фаз между соседними резонаторами	град	180
Мощность возбуждения ненагруженного резонатора	кВт	150

В табл.6) представлены параметры резонатора в гладком приближении, когда не учитывалось влияние выступов в области ускорения пучка, необходимых для уменьшения времени пролета протона через резонатор.

Вычисление прироста энергии и радиуса пучка за оборот выполнялось с учетом распределения электрического поля (5.2). Из него можно найти, что в вертикальное распределение электрического поля по 10 каналам отлично от постоянного на $\pm 3 \cdot 10^{-3}$. Радиальная же зависимость ускоряющего поля возбуждает в пучке синхротронные колебания [10].

Фазирование соседних резонаторов и входного резонатора с инжекторными циклотронами выполняется выбором фазы возбуждения ВЧ-генераторов, представляющих собой оконечные каскады многокаскадных усилителей мощности.

6. Основной СП-циклотрон

В основном СП ЦРО пучок во всех 10 каналах ускоряется 44 тепловыми резонаторами, работающими на той же частоте 31,5 МГц, которая здесь оказывается 12-й гармоникой частоты обращения протонов. Для размещения такого числа резонаторов выбрана магнитная структура, имеющая 24 ФОДО-периода на оборот, и, как видно из рис.5, в каждом ФОДО-полу периоде размещен гелиевый криостат с Φ (или D) линзой и



Рис.5

поворотным магнитом M и теплый резонатор. Как и в бустерном ЦРО, здесь в каждом 6-ом периоде опущено по одному резонатору и освободившееся место занято системой контроля и коррекции орбиты и другим оборудованием.

Магнитная система собрана из таких же элементов, что и в бустерном циклотроне, но увеличенной длины. Магниты пролупериодов собираются в 48 криостатов, имеющих в плане форму трапеции с основаниями 0,8 и 1,5 м и высотой 6 м. Наибольший теплоприток к криостату связан с выходами холодных вакуумных камер в теплый резонатор. По этой причине теплоприток к одному гелиевому криостату составит 10—12 Вт, а ко всем криостатам бустерного и основного ЦРО в 640—780 Вт, т.е. примерно мощность одной гелиевой установки типа КГУ-1600/4,5 [11]. Иными словами, на поддержание рабочей темпера-

Таблица 7

Параметр	Размерность	Величина	
		на входе	на выходе
Энергия протонов	МэВ	241,3	1000,5
Интенсивность	мА	100,0	100,0
Магнитная жесткость	кЭ	23,85	56,59
Средний радиус траектории	м	11,02	15,91
Среднее магнитное поле	м	2,164	3,557
Радиус кривизны, ρ	м	1,704	4,042
Прирост энергии за оборот	МэВ	12,5	19,8
Прирост радиуса за оборот	см	19,64	5,05
Частоты обращения протонов	МГц	2,625	
Напряжение на резонаторе	кВ	500	
Число резонаторов		44	
Число оборотов протонов		38	

туры всей СП-магнитной системы потребуется около 1 МВт электроэнергии из сети, т.е. 1% мощности ускоренного пучка.

Основной ЦРО оборудован такими же резонаторами, что и бустер, для возбуждения которых без пучка потребуется также 150—200 кВт на резонатор, поэтому КПД передачи ВЧ-энергии от резонатора к пучку во всей установке составит 90%.

Заключение

Цель данной работы состояла в том, чтобы показать возможность эффективно ускорить на изохронном циклотроне интенсивный пучок протонов до энергии 1 ГэВ с высоким КПД и без потерь, и эта цель, по моему, достигнута. Из изложенного видно, что разделение в СП ЦРО интенсивного пучка на ряд пучков меньшей интенсивности ведет к тому, что разделяются функции ускорения пучка и его фокусировки. При этом раздельные пучки благодаря миниатюрности СП-магнитной системы фокусируются различными не связанными между собой магнитными каналами, пребывая в них значительно большую часть времени ускорения, и только в течение малой его части ускоряются в общих для всех пучков ВЧ-резонаторах. Тем самым эффекты пространственного заряда сводятся к минимуму.

Такое разделение функций дается дорого с точки зрения начальных затрат: требуется 56 резонаторов, подобных которым в мире построено всего 4 (на циклотроне SIN), и несколько тысяч СП-магнитов. Но резонаторы попутно выполняют важнейшую роль: обеспечивая сложение мощностей отдельных генераторов на пучке, исключают сложные проблемы сложения и ввода мощностей на порядок большей величины, если во столько же раз сократить число резонаторов. СП-магниты обеспечивают гибкость в управлении ускорителем и определенные удобства при последующем использовании пучка с мощностью 100 МВт.

В этой сложной установке по возможности стандартизировались размеры и форма отдельных элементов и узлов с тем, чтобы снизить стоимость их изготовления. Разумеется, найденные решения нуждаются в дальнейшей оптимизации. Хотя подобного ускорителя еще нет, входящие в него узлы и системы успешно работают во многих лабораториях, что дает основание предполагать реализуемость всей установки и ее работоспособность.

Автор выражает глубокую благодарность академику А.М.Балдину, чья энергичная поддержка и внимание определили появление этой работы.

Литература

1. Bartholomew G.A., Fraser J.S., Garvey P.M. — Accelerator Breeder Concept. AECL-6383, Chalk River, Ontario, 1978.
2. Tolstov K.D. — Perspectives of Electronuclear Method of Energy Generation and Nuclear Waste Transmutation. In this issue of JINR Rapid Communications.
3. Дзелепов В.П., Дмитриевский В.П., Кольга В.В. — Препринт ОИЯИ Р9-9066, Дубна, 1976.
4. Russel F.M. et al. — Nucl. Instr. & Meth., 1963, 23, p.229.
5. Trinks U. — Superconducting Separated Orbit Cyclotron. Proc. of the Inter. Conf. on Cyclotron. Vancouver, Canada, May 1992.
6. Аверичев С.А. и др. — Препринт ОИЯИ Р8-11700, Дубна, 1978.
7. Шелаев И.А. — Циклотрон с разделенными орбитами. В сб.: Проблемы электроядерного бридинга. МИФИ, Обнинск, 1980, с.46.
8. Shubaly M.P. — AECL-6578, 1979.
9. Schempp A., Klein H. — Proc. of the 1976 Proton Linear Acc. Conf. AECL-5677, p.67.
10. Hinderer G., Trinks U. — Das Tritron als Zwischenschleuniger für Suse. Technische Universität, München, 1983.
11. Шелаев И.А., Алфеев В.С., Балдин А.М. и др. — Сообщения ОИЯИ, Р9-85-593, Дубна, 1985.

Рукопись поступила 13 января 1994 года.

TEST OF SCINTILLATION COUNTERS FOR MULTICHANNEL TIME-OF-FLIGHT SYSTEM

S.V.Afanasiev, Yu.S.Anisimov, A.I.Malakhov,
G.L.Melkumov, S.G.Reznikov, A.Yu.Semenov, P.I.Zarubin

The average time resolution (σ) of about 70 ps is obtained for each of four scintillation counters at a long duration test on the CERN SPS particle beam. The counters were assembled of $2.4 \times 2.4 \times 6.0$ cm³ scintillator bars and FEU-87 (CsSb) type photomultipliers, both made in Russia. We observed the nonstability of mean time-of-flight (TOF) value during the runs. The maximum TOF drift contribution into the time resolution is estimated as (10—15)%.

The investigation has been performed at the Laboratory of High Energies, JINR.

Испытания сцинтилляционных счетчиков,
предназначенных для создания
многоканальных времяпролетных систем

С.В.Афанасьев и др.

В процессе долговременных испытаний набора из четырех сцинтилляционных счетчиков на пучке ускорителя SPS в ЦЕРНе получено среднее временное разрешение (σ) порядка 70 пс для отдельного счетчика. Счетчики состояли из сцинтилляторов размерами $2,4 \times 2,4 \times 6,0$ см³ и фотомножителей типа ФЭУ-87 (CsSb), произведенных в России. Мы наблюдали нестабильность среднего значения времени пролета (TOF) на протяжении измерений. Максимальный вклад дрейфа TOF во временное разрешение оценен на уровне 10—15%.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

1. Introduction

This work was motivated by the planning of the NA49 experiment at CERN to research the new phenomena of Pb-Pb collisions at 200 GeV/amu [1]. Upon this Proposal the time-of-flight (TOF) counter system with about 70 ps time resolution is required to improve a separation of the pions, kaons and protons in momentum range 4+7 GeV/c to strengthen additionally the identification power provided by the time projection chambers.

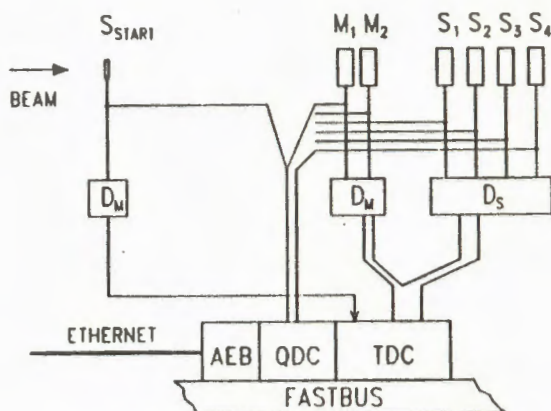
The purpose of the test is to study the timing resolution of scintillation counters as a prototype for 1000-channel TOF detector wall on the negative particle wing. This is a continuation of our previous work [2,3], but the present TOF counters are manufactured of the batch of scintillators and photomultipliers procured for a mass production of the detectors.

2. Counter Design

We tested four TOF counters consisting of the plastic scintillator and the FEU-87 (CsSb) photomultiplier (PMT), both made in Russia. The scintillator was polystyrene doped with 3.5% PBD (phenyl-biphenyl-oxadiazol). Details of properties of this scintillation material are given in ref. [4]. Dimensions of the scintillation block were 6 cm (length) $\times$ 2.4 cm (width) $\times$ 2.4 cm (thickness in beam direction). In order to obtain the best value of the time resolution, we did not use the light guide. The PMT was coupled directly to the scintillator bar with an optical grease. The scintillator was wrapped in a black paper. The PMT has a 2 cm diameter CsSb photocathode and 11-stage dynode chain. We used special non-linear voltage divider [2] in this experiment. A voltage between the anode and the cathode of 2200 V provides electron gain of about 10^7 and output anode pulse of about 2V amplitude and 4 ns rise time for minimum ionizing particle.

3. Experimental Setup

The counters were tested in the H2 beam line of the CERN SPS north area with the following beams: protons of 200 and 30 GeV/c momenta and electrons of 20 GeV/c momentum. A schematic diagram of the measurements is shown in Fig.1. The counters under the test are S_1 , S_2 , S_3 and S_4 . Triggering was performed by three-fold fast coincidence of the start counter S_{Start} (quartz plate with Valvo XP2020 photomultiplier) and M_1 and M_2 counter signals. All electronics were placed in the NA49 counting room, and signals from the counters passed through 33 m long Suhner SO3272 coaxial cables and then were splitted into two equal portions: one for timing and the other one for charge measurements. Constant-fraction discriminators D_S (4F-163, Dubna designed) and D_M (Philips Scientific PS715) are attached to the



counters S_1, S_4 and $S_{\text{Start}}, M_1, M_2$, respectively. Time between a signal of the start counter and signals of the counters under the test ($T_{\text{Start}-S_i}, i = 1 \dots 4$) as well as integrated charge (Q_{S_i}) of all signals were measured by FASTBUS TDC (Philips Scientific 10C6) and QDC (LeCroy 1882F). Data from TDC and QDC were read out by intelligent FASTBUS master AEB (Aleph Event Builder) and then transferred to SUN SPARCstation.

4. Analysis and Results

Processing the data we eliminated a background by rejecting the events with the integrated charge being smaller than the lower bound for minimum ionizing particles (see Fig.2). When the elimination was applied, about 5 – 10% of the events were excluded from the data.

Some uncertainties in the beam contents and its momentum spread lead to the additional dispersion of the TOF value $\mathcal{T}_{\text{Start}-S_i}$ measured at a long distance between the start counter and the counters under the test. By this reason as well as in order to exclude the influence of the start counter resolution we deal with the time differences for each two test counters:

$$\tau_{S_i-S_i} = \tau_{\text{Start}-S_i} - \tau_{\text{Start}-S_i} \quad (1)$$

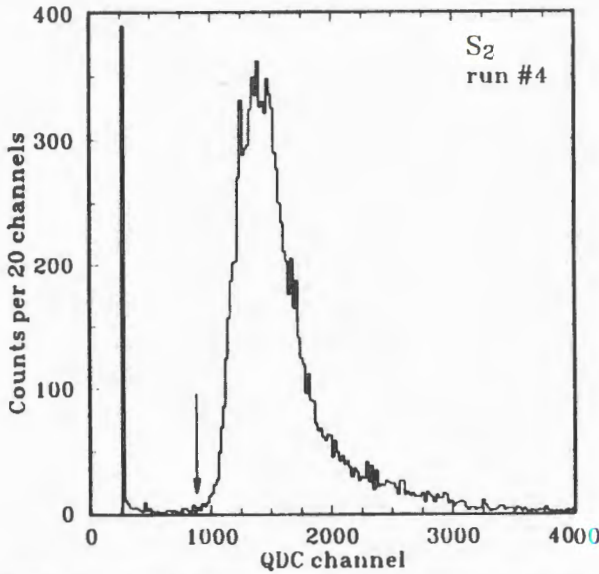


Fig.2. Integrated charge spectrum measured with S_2 counter. The arrow shows the bound for elimination of background

Figure 3a shows typical scatter plot T vs the integrated charge Q (the average value of T is adjusted to be zero). We observed that the T value depends on Q even for timing with the constant fraction method. This is the well-known time-walk effect and its magnitude is up to 200 ps in our case. As an attempt to correct the TOF measurements for this effect, fits to the data in the scatter plots were performed for each counter. The following function was used:

$$\pi(Q_{S_i}) = P_{0i} + P_{1i}Q_{S_i} + P_{2i}Q_{S_i}^2 + P_{3i}Q_{S_i}^3 + P_{4i}Q_{S_i}^4, \quad (2)$$

where P_{0i} , P_{4i} are the parameters for each counter.

Figure 3b shows a scatter plot between the corrected T and Q . From this scatter plot we see that the time-walk effect has disappeared.

To obtain time resolutions $\sigma_{S_i-S_j}$, ($i, j = 1 \dots 4, i \neq j$) the $T_{S_i-S_j}$ spectra were fitted with a Gaussian distribution (see for example Fig.4). Finally, we evaluated optimum values of the time resolutions σ_i for each individual counter using an asymptotic method. Table 1 shows the time resolutions for six runs distributed uniformly in time during 10-days test (about 60 runs). The errors presented are statistical ones.

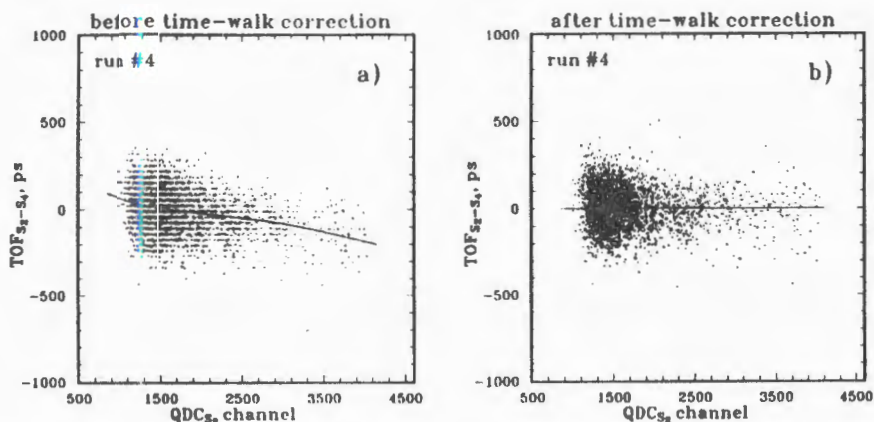


Fig.3. Scatter plot between the time-of-flight $T_{S_3-S_4}$ and the integrated charge Q_{S_4} before (a) and after (b) the time-walk correction

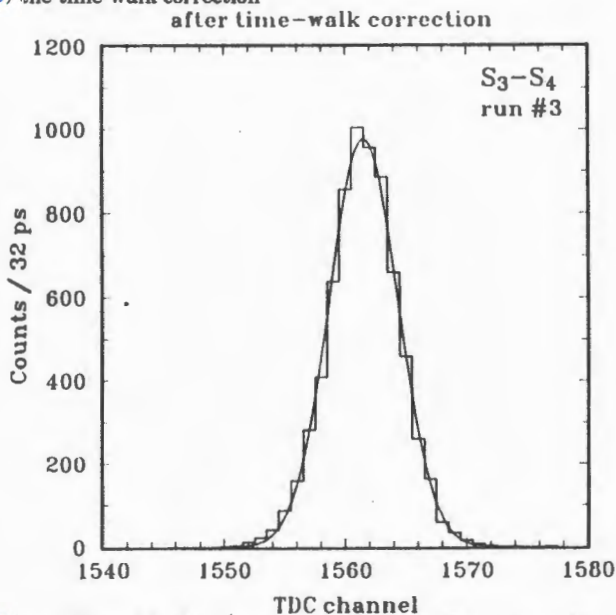


Fig.4. Time-of-flight $T_{S_3-S_4}$ spectrum after the time-walk correction. The solid curve is a Gaussian fit with $\sigma = 91$ ps. Corresponding time resolutions of S_3 and S_4 counters are $\sigma_3 = 74 \pm 9$ ps and $\sigma_4 = 58 \pm 10$ ps

We note that the measured time resolutions are rather different for the same counters in various runs. One possible explanation of this fact could be connected with a conspicuous time drift of the counters. Fig-

Table 1. The time resolution (σ) of individual counters (CERN test)

Run	# 1	# 2	# 3	# 4	# 5	# 6
Beam	20 GeV/c electrons	200 GeV/c protons				30 GeV/c protons
σ_1 , ps	73 ± 12	70 ± 8	73 ± 9	89 ± 5	89 ± 4	60 ± 5
σ_2 , ps	72 ± 13	82 ± 7	82 ± 10	79 ± 5	78 ± 5	80 ± 3
σ_3 , ps	100 ± 9	67 ± 8	74 ± 9	83 ± 5	89 ± 4	
σ_4 , ps		51 ± 10	58 ± 10	68 ± 5	70 ± 5	70 ± 4

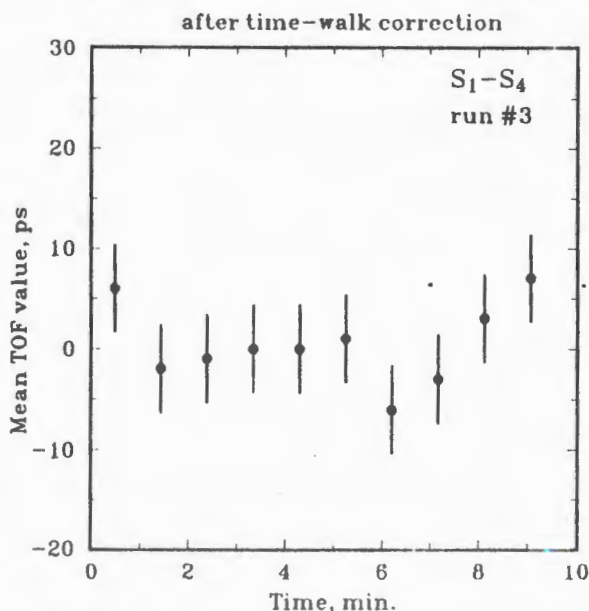


Fig.5. Typical drift of the mean $\mathcal{T}_{S_1-S_4}$ value during the run.

ure 5 shows a fluctuation of a mean value of $\mathcal{T}_{S_1-S_4}$ between pulses from S_1 and S_2 counters during 10 minutes run # 3. The typical time drift is estimated of 10–30 ps per run. However we observed a few runs with more unstable behaviour of some counters. For example, the time drift of $\mathcal{T}_{S_2-S_3}$ (determined mainly by the contribution of the counter S_3) in run # 3 was about 80 ps. The time resolutuion σ_3 extracted from initial 40% of the run events (with relatively low time drift) is equal to 66 ± 7 ps ($\sigma_3 = 74 \pm 9$ ps for whole run).

Table 2. The time resolution (σ) of individual counters (Dubna test)

Run	# 1	# 2
Beam	6 GeV/c protons	
σ_2 , ps	68 ± 10	73 ± 10
σ_3 , ps	57 ± 12	61 ± 12
σ_4 , ps	76 ± 9	74 ± 10

Three months later we had a chance to repeat the TOF measurements with the same S_2 , S_3 , S_4 counters at the JINR Synchrophasotron beam. The beam was 6 GeV/c protons. Each test run duration was approximately 4 hours. The detector time resolutions obtained by the described before procedure are presented in Table 2. We note that the time resolutions are similar to the measured before.

5. Conclusions

We tested the set of four scintillation TOF counters 6.0 cm long, 2.4 cm wide and 2.4 cm thick during a long-term run on the particle beam. The average time resolution (σ) of about 70 ps is estimated for the whole test. This value includes the contribution of the TOF drift and, being corrected on the last one, the time resolution could be improved for up to (10–15)%.

The reproducibility of the timing results was tested and it appeared to be rather satisfactory.

Finally, in this work we have achieved the timing accuracy required by the planned experiment to have a good separation of pions, kaons and protons.

6. Acknowledgements

The work has been carried out owing to the support of the NA49 Collaboration members and we are very much obliged to them. Especially, we would like to express our gratitude to Prof. F.Puehlhofer, Drs. A.Piper and F.Eckhardt for this work could not have been done without their assistance.

We wish to thank Prof. A.M.Baldin for continuous support of our research program. The contribution of the SPHERE group (JINR) is acknowledged.

This work has been realized under promotion of the Russian Grant for Fundamental Research (93-02-3773).

References

1. Large Acceptance Hadron Detector for an Investigation of Pb-Induced Reactions at CERN SPS. NA49 Collaboration, CERN SPSLC 91-31 SPSLC/P264.
2. Afanasiev S.V. et al. — JINR Rapid Communications, No.4[55]-92, Dubna, 1992, p.12.
3. Semenov A.Yu. et al. — Improved Scintillation Counters for Precise Time-of-Flight Measurements (to be published).
4. Matveeva E.N. et al. — Nucl. Instr. and Meth., 1981, 179, p.277.

Received on December 28, 1993.

DATA REDUCTION AND MULTIPLE COULOMB SCATTERING ERROR ANALYSIS WITHIN SILICON TRACKING DETECTOR SYSTEM

M.Pentia*, Gh.Iorgovan*, B.Vulpescu*

Particle track reconstruction capabilities of the silicon tracking detector system have been studied. As the multiple Coulomb scattering (MCS) induces unavoidable uncertainties on the coordinate measurement, the corresponding error estimates and the associated correlations have been used to find the best track fit parameters and their errors. Finally it permits one to find the proper particle characteristics, as vertex position and resolution, momentum value, flight direction and the corresponding errors.

The investigation has been performed at the Laboratory of High Energies, JINR.

Редукция данных и анализ ошибок
при многократном рассеянии
в кремниевых трековых детекторах

М.Пентиа, Г.Иоргован, Б.Вулпеску

Изучена возможность реконструкции треков в системе кремниевых детекторов. Выбор параметров трека и оценка их ошибок проводились с учетом неустранимых неопределенностей в координатах, к которым приводит многократное кулоновское рассеяние. В итоге это позволило найти правильные параметры рожденной частицы, такие как положение и точность нахождения вершины, величину импульса, направление вылета и соответствующие ошибки.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

1. Introduction

Design and preparation of any components of a detector system must take care of characteristics and detection performances (efficiency, acceptance, position or energy resolution) necessary for a specific process study. The silicon tracking detector system, in our case, must furnish the best information about the coordinate track intercept of the incident particle on

*Institute of Atomic Physics, P.O.Box MG-6 RO-76900, Bucharest, ROMANIA
e-mail: pentia@roifb.bitnet

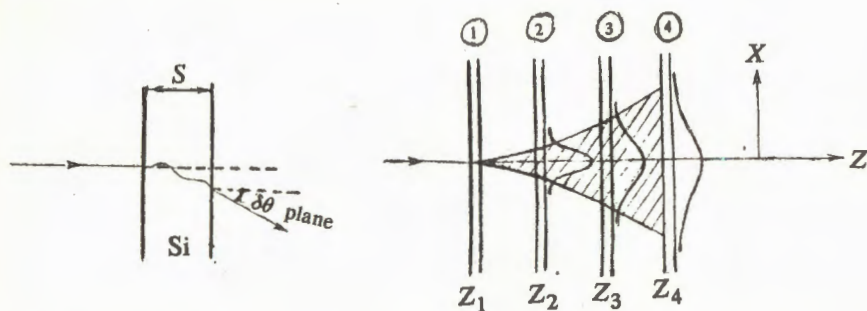


Fig.1. The track particle position uncertainties due to multiple Coulomb scattering. The uncertainty is defined as the coordinate distribution width on every detector layer i and results in the squares sum of all preceding layer scattering contributions projected onto the i -th layer

$$\sigma_i^2 = \theta_0^2 [(z_i - z_1)^2 + (z_i - z_2)^2 + \dots + (z_i - z_{i-1})^2]$$

every detector layer. Otherwise, for a good track reconstruction, it is necessary to find the best estimate of the track parameters in a specific particle measurement. This is the reason we studied the particle transport in a silicon tracking system and estimated the multiple Coulomb scattering (MCS) perturbation in particle track measurements.

This study furnishes information on the position resolution we could get from every detector layer, and also its dependence on some physical and geometrical parameters. In the detector system design these parameters could be chosen in an optimal manner, aiming the best track reconstruction possibilities or the best estimate of the track parameters (vertex position, curve radius) directly connected to physical quantities.

The simplified tracking system we used, consists of a 4 layer silicon microstrip detector, 300μ thick, interspaced by 1.5 cm, and the first detector layer located at 130 cm from the interaction point (see Fig.1).

2. The Track Particle Position Uncertainties Due to Multiple Coulomb Scattering

When a charged particle is traversing the detector elements of a tracking system, it undergoes small deviations of the track, due to MCS. The effect is usually described by the theory of Moliere (see for example [1]). It shows that, by traversing detector's material, thickness s , the particle undergoes successive small-angle deflections, symmetrically distributed about the incident direction. Applying the central limit theorem of statistics to a large number of independent scattering events, the Moliere distribution of the scattering angle can be approximated by a Gaussian one [2]. It is sufficient

for many applications to use Gaussian approximation for the central 98% of the plan projected angular distribution. The width of this distribution is the root mean square of the scattering angle [3]

$$\theta_0 = \frac{13.6 \text{ MeV}}{p \beta c} z_c \sqrt{\frac{s}{X_L}} \left[1 + 0.038 \ln \left(\frac{s}{X_L} \right) \right], \quad (1)$$

where $p, \beta c$ and z_c are the momentum, velocity and charge number of the incident particle, and X_L is the radiation length of the scattering medium. That is, the plane projected angle $\theta_{\text{plane}, x}$ or $\theta_{\text{plane}, y}$ of the deflection angle θ , onto the xOz and yOz planes, where the x and y axes are orthogonal to the Oz direction of motion, shows an approximately Gaussian angular distribution

$$\frac{1}{\sqrt{2\pi} \theta_0} \exp \left[-\frac{\theta_{\text{plane}}^2}{2\theta_0^2} \right] d\theta_{\text{plane}}. \quad (2)$$

Deflections into $\theta_{\text{plane}, x}$ and $\theta_{\text{plane}, y}$ are independent and identically distributed, and $\theta_{\text{space}}^2 = \theta_{\text{plane}, x}^2 + \theta_{\text{plane}, y}^2$.

The angular distribution is translated to a coordinate distribution by particles fly onto every detector layer. The more intersected layers are the larger distribution width is. The coordinate distribution is defined by statistical spread due to MCS, and depends on the number and position of the intersected detector layer elements. It has the same form as angular distribution

$$\frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma_{xi}} \exp \left[-\frac{x_i^2}{2\sigma_{xi}^2} \right] dx_i \quad (3)$$

with the mean square deviation (distribution width) as the squares sum of the $(i-1)$ preceding distribution widths projected onto i -th detector layer

$$\sigma_{xi}^2 \equiv \langle x_i^2 \rangle = \theta_0^2 [(z_i - z_1)^2 + (z_i - z_2)^2 + \dots + (z_i - z_{i-1})^2]. \quad (4)$$

For an oblique incidence ($\theta \neq 0$) the effective path length in the silicon detector is larger, and the same is the position distribution width on the next detector layers. Nevertheless, in this work we will consider only the minimal width (4), as to emphasize the precision limit in particle position measurement with a given silicon tracking system.

3. The Monte-Carlo Particle Scattering Description

The change of track parameters is usually described by the $\delta\theta_{\text{plane}, x}$ and $\delta\theta_{\text{plane}, y}$ (or $\delta\theta_{\text{space}}$ and $\delta\varphi$) angles and a corresponding displacement δx_{plane} and δy_{plane} in the position.

Following the stochastic nature of the MCS, we use the Monte-Carlo study by generating the joint $(\delta x_{\text{plane}}, \delta\theta_{\text{plane}, x})$ distribution with independent Gaussian random variables (w_1, x_2) [4]

$$\begin{cases} \delta x_{\text{plane}} = \frac{w_1 s \theta_0}{\sqrt{12}} + \frac{w_2 s \theta_0}{2} \\ \delta\theta_{\text{plane}, x} = w_2 \theta_0 \end{cases} \quad (5)$$

The same has been used for the joint $(\delta y_{\text{plane}}, \delta\theta_{\text{plane}, y})$ distribution in yOz plane. Finally we constructed the incidence points distribution (coordinate distribution) on the detector layer No.2, 3 and 4 (see Fig.2 and Table 1), for an incident 500 MeV/c muon.

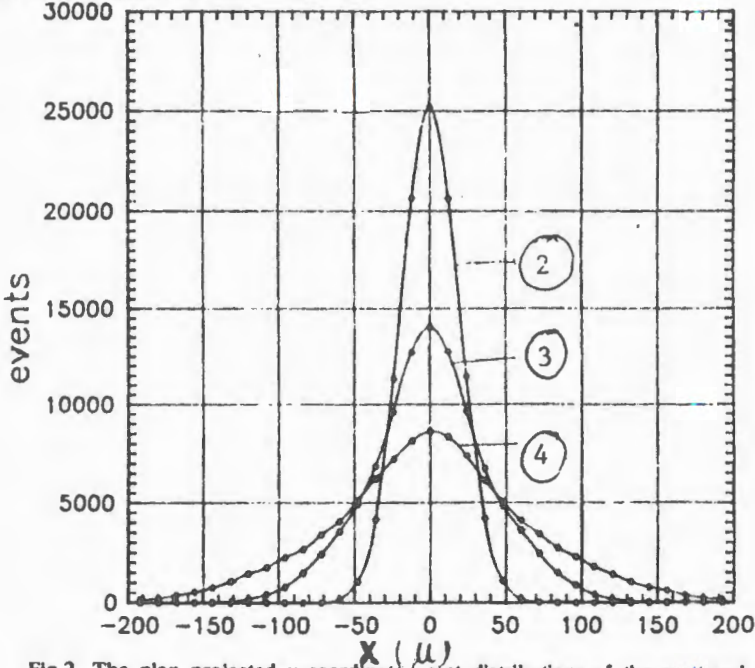


Fig.2. The plan projected x-coordinate point distributions of the scattered 500 MeV/c muons, incident on detector layer No.2, 3 and 4 obtained by Monte-Carlo particle transport simulation

**Table 1. Muon x-distribution width on detector layers
of the silicon tracking system due to multiple Coulomb scattering**

MONTE-CARLO SIMULATION DATA

P (MeV/c)	σ_{x2} (μm)	σ_{x3} (μm)	σ_{x4} (μm)
500	18.57394	41.28271	68.6337
1000	9.13934	20.25132	33.85192
1500	6.152002	13.61125	22.69169
2000	4.535603	10.09581	16.89462
2500	3.667112	8.081978	13.47147
3000	3.062511	6.778929	11.27552
3500	2.604058	5.776673	9.611728
4000	2.277256	5.074125	8.466508
4500	2.019666	4.489617	7.534582
5000	1.838633	4.082824	6.820512
5500	1.669245	3.721596	6.214138
6000	1.515782	3.377297	5.620477
6500	1.419424	3.130757	5.20202
7000	1.299295	2.884509	4.815011
7500	1.208961	2.677731	4.481739

ANALYTICAL CALCULATION DATA

P (MeV/c)	σ_{x2} (μm)	σ_{x3} (μm)	σ_{x4} (μm)
500	18.45638	41.27002	68.05807
1000	9.079048	20.30138	33.9707
1500	6.034108	13.49268	22.57757
2000	4.520692	10.10857	16.91488
2500	3.61474	8.082806	13.52512
3000	3.011463	6.733836	11.26786
3500	2.58083	5.770912	9.656585
4000	2.257985	5.049009	8.448607
4500	2.006951	4.487679	7.509323
5000	1.806161	4.0387	6.758038
5500	1.641901	3.671403	6.143432
6000	1.505032	3.365353	5.631313
6500	1.389228	3.106409	5.198016
7000	1.289974	2.88447	4.826642
7500	1.203958	2.692132	4.504799

In Monte-Carlo simulated particle transport the particle position uncertainty on every detector layer has been measured as the variance or the mean square deviation of the scattered track incidence points x_m about the unscattered one x_0

$$\sigma_x^2 = \sum_{m=1}^N \frac{(x_m - x_0)^2}{N} \quad (6)$$

and similar for σ_y^2 variance, for every detector layer. The x_m (and y_m) are the coordinates of the scattered track incidence points on detector layer, and N is the total number of generated events.

The distribution widths σ_{xi} of the muon track x -coordinate points on detector layer $i = 2, 3, 4$ and for momentum values from 500 to 7500 MeV/c, are presented in Table 1. There is also the analytical estimation of the same widths of the MCS incidence points distribution on each of the i -detector layer, according to (4)

$$\sigma_{xi}^2 = \frac{i(i-1)(2i-1)}{6} (l\theta_0)^2, \quad (7)$$

where l is the distance between detector layers ($l = 1.5$ cm) and θ_0 is the plane r.m.s. scattering angle (1).

4. Position Error Correlations

MCS produces errors correlated from one layer to the next. Clearly the scattering in layer 1 produces correlated position errors in layer 2, 3 and so on (see Fig.3). The proper error matrix is non-diagonal, and it must be found out.

Let's denote δx_i the track deviation x -coordinate point on the i -th layer, with respect to the initial incident direction on the detector system, then

$$\begin{cases} \delta x_1 = 0 \\ \delta x_2 = \delta_1 \\ \delta x_3 = \delta_{31} + \delta_2 \\ \delta x_4 = \delta_{41} + \delta_{42} + \delta_3, \end{cases} \quad (8)$$

where the individual contributions due to preceding scatterings are

$$\delta_{31} = \delta_1 \frac{z_3 - z_1}{z_2 - z_1}; \quad \delta_{41} = \delta_1 \frac{z_4 - z_1}{z_2 - z_1}; \quad \delta_{42} = \delta_2 \frac{z_4 - z_2}{z_3 - z_2}. \quad (9)$$

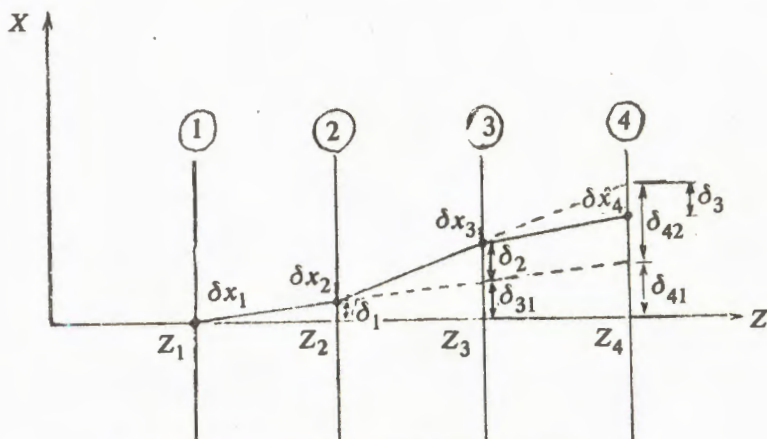


Fig.3. Multiple Coulomb scattering error correlations

Because they are statistical variables it is necessary to find their mean value, and to express it by the independent scattering deviations δ_k , unaffected by earlier scatterings

$$\delta_k \equiv \sqrt{\langle \delta_k^2 \rangle} = \theta_0 (z_{k-1} - z_k). \quad (10)$$

Now let's try to express the δx_i deviations by the independent δ_k ones (10), for which $\langle \delta_k \rangle = 0$,

$$\delta x_i = \sum_{j=1}^{i-1} (z_{j+1} - z_j) \sum_{k=1}^j \frac{\delta_k}{(z_{k-1} - z_k)}. \quad (11)$$

Now the position error (covariance) matrix (V_{ij}) , defined as the statistical mean of the pair deviation products $\langle \delta x_i \delta x_j \rangle$ for all possible detection layers is

$$\begin{aligned} V_{ij} &\equiv \langle \delta x_i \delta x_j \rangle = \\ &= \theta_0^2 [(z_i - z_1)(z_j - z_1) + (z_i - z_2)(z_j - z_2) + \dots + (z_i - z_{i-1})(z_j - z_{i-1})] \\ &\text{for } i \leq j = 1, 2, \dots, n. \end{aligned} \quad (12)$$

The (V_{ij}) matrix is symmetric. The error correlation matrix is immediately

$$\rho_{ij} = \frac{\langle \delta x_i \delta x_j \rangle}{\sqrt{\langle \delta x_i^2 \rangle \langle \delta x_j^2 \rangle}}. \quad (13)$$

Having in view also the uncorrelated position measurement intrinsic errors σ_0 , along with the MCS correlated ones, in the position error matrix V , they will be added in squares (σ_0^2) into the diagonal terms.

For example, for a 500 MeV/c muon track detection by our system configuration ($z_1 = 130$ cm, $z_2 = 131.5$ cm, $z_3 = 133$ cm, $z_4 = 134.5$ cm and $\sigma_0 = 10 \mu$) the matrix (V_{ij}) and (ρ_{ij}) are

$$V = \begin{pmatrix} 0.1000E-5 & 0.0000E+0 & 0.0000E+0 & 0.0000E+0 \\ 0.0000E+0 & 0.4406E-5 & 0.6813E-5 & 0.1022E-4 \\ 0.0000E+0 & 0.6813E-5 & 0.1803E-4 & 0.2725E-4 \\ 0.0000E+0 & 0.1022E-4 & 0.2725E-4 & 0.4869E-4 \end{pmatrix},$$

$$\rho = \begin{pmatrix} 1.0000 & 0.0000 & 0.0000 & 0.0000 \\ 0.0000 & 1.0000 & 0.7643 & 0.6977 \\ 0.0000 & 0.7643 & 1.0000 & 0.9197 \\ 0.0000 & 0.6977 & 0.9197 & 1.0000 \end{pmatrix}. \quad (14)$$

As long as the V_{ij} matrix elements depend both on kinematical characteristics of the detected particles and on the tracking detector system configuration, the ρ_{ij} matrix elements are independent of particle characteristics, and are defined just by system configuration.

In the following we will use these matrices in the track reconstruction by a least squares fit procedure.

5. Track Reconstruction Parameters and Their Errors

In the absence of the magnetic field, the unscattered track is a straight line. The independent description of x and y MCS data permits a separate least squares fit to these data by a linear relationship [6]

$$\begin{cases} x = x_0 + v_{0x}t \\ y = y_0 + v_{0y}t \\ z = z_0 + v_{0z}t. \end{cases} \quad (15)$$

With the coordinate and error data ($x_i \pm \sigma_{x_i}$), ($y_i \pm \sigma_{y_i}$), z_i along with the corresponding correlation matrix ρ_{ij} ($V_{ij} = \rho_{ij}\sigma_{x_i}\sigma_{x_j}$) as input data, it is possible to express the χ^2 in matrix form, for every coordinate data set. For x -data set it will be

$$\chi^2 = (X - HA_x)^T V^{-1} (X - HA_x), \quad (16)$$

where

$$X = \begin{pmatrix} x_1 \\ x_2 \\ \vdots \\ x_n \end{pmatrix}; \quad H = \begin{pmatrix} 1 & t_1 \\ 1 & t_2 \\ \vdots & \vdots \\ 1 & t_n \end{pmatrix}; \quad A_x = \begin{pmatrix} x_0 \\ v_{0x} \end{pmatrix}$$

the V matrix is given by relation (12) and (14).

Least squares criterion imposes

$$\frac{\partial \chi^2}{\partial A_x} = 0 \quad \text{or} \quad H^T V^{-1} (X - HA_x) = 0.$$

By solving the linear system relative to A_x we can get the fit parameters

$$A_x = (H^T V^{-1} H)^{-1} (H^T V^{-1} X) \quad (17)$$

and the errors of these parameters

$$E_{A_x} \equiv \langle \delta A_x \delta A_x^T \rangle = (H^T V^{-1} H)^{-1}. \quad (18)$$

The same procedure we applied to y and z coordinate, as to find the fit parameters and errors, even for z_i which has no uncertainty, (they are detector position coordinates).

Ones finding the fit parameters ($x_0, v_{0x}; y_0, v_{0y}; z_0, v_{0z}$) and their errors ($\sigma_{x0}, \sigma_{v0x}; \sigma_{y0}, \sigma_{v0y}; \sigma_{z0}, \sigma_{v0z}$) it is possible to express the particle kinematical parameters: p -momentum and θ -direction, along with the corresponding errors. In Table 2 and Table 3 there are results on the reconstructed p -momentum and θ -direction values in comparison with the generated ones.

The vertex position error, due to MCS in the detector material, has been also calculated and depends, of course, on particle momentum. If we want to reduce this error it is necessary to bring closer the detector tracking system relative to interaction point. The vertex position error (resolution) dependence on particle (muon) momentum and z_1 distance to first detector layer is shown in Fig.4. The result is useful in detector system design to find an optimal configuration in preparing the experimental work and also to have a choice for vertex resolution as a compromise between the best possible values in the proximity of the interaction point and the worse ones at the radiation harmless distance.

Table 2. Kinematical parameters determination and their associated errors by track reconstruction in the silicon tracking system.
Data are based on the muon Monte-Carlo generated events under $\theta = 15$ degree, for a lot of discrete moments

Generated moment (MeV/c)	Reconstructed	
	moment (MeV/c)	theta (deg)
500	500.53 ± 0.44	14.98 ± 0.19
1000	1001.67 ± 1.98	15.02 ± 0.42
1500	1497.13 ± 7.10	15.01 ± 1.01
2000	1997.32 ± 8.39	14.99 ± 0.90
2500	2501.33 ± 15.71	14.99 ± 1.34
3000	3002.76 ± 22.23	14.99 ± 1.58
3500	3497.56 ± 18.74	15.00 ± 1.15
4000	3998.92 ± 23.02	15.00 ± 1.23
4500	4502.71 ± 65.78	14.99 ± 3.13
5000	5003.13 ± 48.06	15.00 ± 2.05
5500	5500.00 ± 117.62	15.02 ± 4.57
6000	6002.02 ± 81.65	15.00 ± 2.91
6500	6498.90 ± 112.23	14.99 ± 3.69
7000	7002.47 ± 141.03	15.00 ± 4.31
7500	7500.07 ± 136.04	15.00 ± 3.88

Table 3. Kinematical parameters determination and their associated errors by track reconstruction in the silicon tracking system.
Data are based on the muon Monte-Carlo generated events with Momenta = 500 MeV, for a lot of discrete polar angles

Generated theta (deg)	Reconstructed	
	theta (deg)	moment (MeV/c)
5	5.04 ± 0.28	500.42 ± 0.22
10	10.00 ± 0.09	499.88 ± 0.14
15	14.99 ± 0.22	501.00 ± 0.52
20	19.95 ± 0.55	503.57 ± 1.74
25	24.89 ± 0.16	501.17 ± 0.63
30	30.10 ± 0.49	494.92 ± 2.43
35	35.03 ± 0.28	496.65 ± 1.69
40	40.07 ± 0.31	495.55 ± 2.26
45	45.10 ± 0.12	501.54 ± 1.07

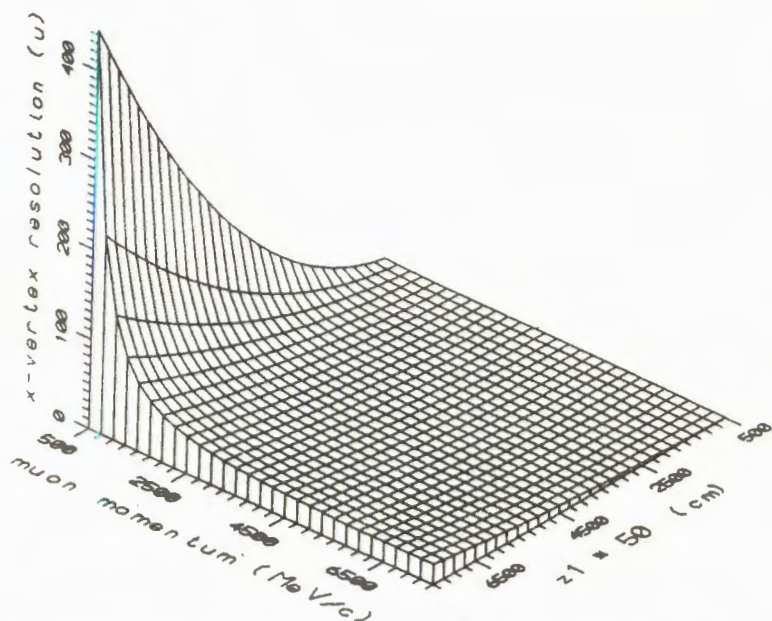


Fig.4. The x-vertex position error (reconstructed vertex resolution deterioration) due to multiple Coulomb scattering as a function of muon momentum and distance from the interaction point to first detector layer (z_1)

Table 4. Multiple Coulomb Scattering limitation of the muon track reconstructed vertex resolution (microns). Table shows its dependence on z_1 -position of the first detector layer (cm) and on the muon momentum (MeV/c)

z_1 (cm)								
p (MeV)	10	30	50	70	90	110	130	150
500	2.070	18.041	49.831	97.272	160.847	239.639	334.671	446.144
1000	0.681	5.701	15.617	30.420	50.122	74.732	104.258	138.614
1500	0.390	3.145	8.555	16.620	27.333	40.706	56.719	75.436
2000	0.282	2.200	5.942	11.506	18.897	28.114	39.174	52.011
2500	0.230	1.750	4.699	9.080	14.890	22.124	30.795	40.901
3000	0.202	1.502	4.014	7.742	12.680	18.834	26.195	34.773
3500	0.185	1.351	3.597	6.926	11.335	16.828	23.403	31.055
4000	0.173	1.252	3.326	6.396	10.460	15.520	21.574	28.628
4500	0.165	1.184	3.139	6.031	9.856	14.620	20.319	26.955
5000	0.160	1.136	3.005	5.767	9.423	13.973	19.416	25.753

z_1 (cm)	10	30	50	70	90	110	130	150
p (MeV)								
5500	0.156	1.099	2.905	5.573	9.102	13.494	18.747	24.861
6000	0.153	1.072	2.829	5.425	8.859	13.129	18.240	24.184
6500	0.150	1.051	2.771	5.310	8.668	12.845	17.841	23.658
7000	0.148	1.034	2.723	5.218	8.516	12.619	17.527	23.239
7500	0.147	1.020	2.686	5.144	8.394	12.436	17.273	22.899

The vertex position resolution along x -coordinate (or y -coordinate), due to MCS errors combined with the intrinsic detector coordinate uncertainties, could not be better than the values shown in Table 4. Nevertheless, from Table 4 and Fig.4 we see also that it is possible to have a better vertex position resolution if the detector tracking system is placed to a smaller distance from the interaction point.

References

1. Scott W.T. — Rev. Mod. Phys., 1963, 35, p.231.
2. Klatchko A., Choudhary B.C., Huehn T. — Estimation of the Multiple Coulomb Scattering Error for Various Numbers of Radiation Lengths, FERMILAB-Pub-92/289, 1992.
3. Lynch G.R., Dahl O.I. — Nucl. Instr. and Meth., 1991, B58, p.6.
4. Particle Data Group, Hikasa K. et al., Review of Particle Properties, Phys. Rev. D., 1992, 45 n.11/12, p.1115.
5. Bevington P.R. — Data Reduction and Error Analysis for the Physical Sciences, Mc.Graw-Hill Book Comp, New-York, 1969.
6. Slonim V. et al. — A General Algorithm for Track Fitting, Solenoidal Detector Notes, SDC-92-252, 1992.

Received on December 21, 1993.

ON THE REACTION $pp \rightarrow p\gamma$ AS A MEANS OF TEST FOR NARROW DIBARYON STRUCTURES

S.N.Ershov, S.B.Gerasimov, A.S.Khrykin

The location of possible narrow dibaryon resonances in $pp\gamma$ reaction is discussed. Contributions from the charge (convection) and magnetic (spin) currents of colliding protons are taken into account. It is shown that measurement of the photon energy spectrum is more suitable for observation of possible narrow dibaryon resonances than the widely used detection of all final particles with coplanar momenta.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR

О реакции $pp \rightarrow p\gamma$ как средстве обнаружения дибарион-
ных резонансов

С.Н.Ершов, С.Б.Герасимов, А.С.Хрыкин

Обсуждается проявление возможных узких дибарионных резонансов в реакции $pp \rightarrow p\gamma$. Учитываются вклады от зарядовых (конвекционных) и магнитных (спиновых) токов сталкивающихся протонов. Показано, что измерение энергетического спектра фотонов является более эффективным для обнаружения узких дибарионных резонансов, чем обычно используемая регистрация всех трех конечных частиц с компланарными импульсами.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

1. Introduction

In ref. [1] the expedience was stressed of the search for dibaryon resonances [2—7] in $pp\gamma$ reaction. Two bremsstrahlung mechanisms discussed in [1] were there referred to as the «external» and «internal» photon radiation. In the second case, when the elastic decay mode of the dibaryon $B, B \rightarrow pp$, is either strongly suppressed (e.g., by the isospin selection rule, if $I(B) \geq 2$) or strictly forbidden by the Pauli principle, when $J^P(B) = 1^+, 3^+, \dots$ and $I(B) = 1$, the resonance increase of the two-photon yield in $pp \rightarrow \gamma B \rightarrow \gamma\gamma pp$ is an unambiguous indication of the dibaryon resonance excitation with the mass $M(B) < 2m_p + m_\pi$. In a less exotic case

of the «external» radiation, when the decay $B \rightarrow pp$ is allowed, the usual mechanism of photon radiation from the external nucleon lines of the corresponding Feynman diagrams will dominate.

In [1] the convection currents of charged particles were only taken into account in a simple explicit formula for the bremsstrahlung cross-section near a resonance. This approximation is justified only for the soft photon emission. However, in this case, according to the Low theorem [8], the bremsstrahlung cross-section is fully defined by the «physical» nucleon-nucleon scattering cross-section. So, to obtain qualitatively new information, one should concentrate on measurements and calculations of the hard photon production. This, in turn, requires to take account of the photon radiation by magnetic moments of interacting protons which is becoming to dominate over the non-spin-dependent convection current already at comparatively low photon energies (e.g., around 40 MeV for $T_{\text{lab}} \approx 300$ MeV). Taking into account the spin-dependent (magnetic) contributions we are able to investigate the influence of different spin-parities of the assumed dibaryon resonance on the observable cross-sections. We hope also to obtain more pronounced effects of those resonances which are seen most clearly in the spin-dependent observables of the polarized proton-proton scattering.

At last, to estimate sensitivity of bremsstrahlung cross-sections expressed via different sets of kinematical variables to dibaryon resonances, the calculations will be done with the use of the so-called «Harvard set» of variables, the angles of all final particles in the coplanar geometry, almost exclusively used in all experiments on the $pp\gamma$ reaction we have known.

2. The Outline of Calculations and Results

In addition to usual assumptions underlying the potential model calculations of the NN -bremsstrahlung [9—15] we consider a hypothetical possibility of the presence in the nucleon-nucleon total T -matrix of such resonance contributions which are not described by standard NN -potentials induced by the meson exchanges. The excitation mechanism of these dibaryon resonances may be related with the rearrangement (or reclusterization) of the nucleon constituents (mesons, quarks, etc.) during their interaction in a given reaction. In that case the apparently small widths $\Gamma(B) \rightarrow NN$ of all known candidates for dibaryon resonances with the mass $M(B) < 2m_p + m_\pi$ [2—5] may result from the bad overlap of the wave functions of two final nucleons (i.e., two $3q$ -clusters) and the dibaryon B composed of quite different quark clusters, e.g., composed of the coloured

4-quarks and/or diquarks: $B \rightarrow q^4 + q^2$ or $B \rightarrow 3q^2$. Then the effective interaction-range responsible for the $B \rightarrow NN$ transition might be of an order of the quark wave function extension inside the nucleon, that is definitely smaller than the meson potential originating from meson exchanges at the periphery of nucleons.

With this conceivable picture in mind, we adopt the following scheme of an estimation of the influence of dibaryon resonances on the observed characteristics of bremsstrahlung: a nonresonance (background) photon spectrum is calculated in the framework of the traditional scheme based on realistic meson potentials well-describing the observed «nonresonance» NN scattering phase shifts, while the excitation of the dibaryon resonances is taken into account by introducing a phenomenological resonance term in the amplitudes of NN interaction. Thus, we represent a partial amplitude T_J of the nucleon-nucleon scattering with a total angular momentum J as a sum of two terms

$$T_J = A_J + B_J, \quad (1)$$

where $A_J(B_J)$ corresponds to a nonresonance (resonance) scattering. For the resonance amplitude B_J , presumably related with the short-range part of the NN interaction, we keep its parametrization formally coinciding with the usual on-shell scattering amplitude

$$B_J = e^{2i\phi} \left(-e^{i\phi} \frac{\frac{1}{2}\Gamma_J}{\sqrt{s} - M_B + i\frac{1}{2}\Gamma_{\text{tot}}} \right) C(s), \quad (2)$$

where M_B is a mass of the dibaryon resonance, Γ_J (Γ_{tot}) is a partial (total) width, ϕ is a relative phase shift between resonance and nonresonance amplitudes,

$$C(s) = \exp \left\{ -\frac{\sqrt{s} - M_B}{\Gamma_J} \right\}. \quad (3)$$

We keep the notation and the parametrization of the cut-off factor $C(\sqrt{s})$ suggested in the work [7]. The off-shell nonresonance amplitude A_J is determined by the solution of the Lippmann—Schwinger-type equation [11—15] with the use of the one-boson exchange Bonn potential (OBEPQ) [16]. Calculations were carried out in the momentum space and the partial waves with the total momentum $J < 6$ were considered. Diagrammatically,

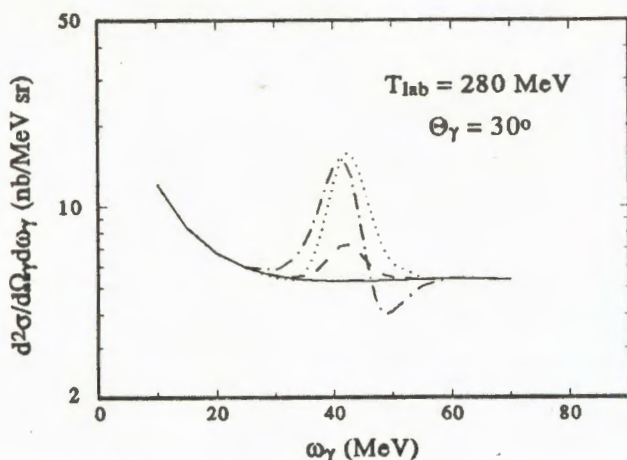


Fig.1. The inclusive $pp\gamma$ cross sections as a function of ω , the c.m. photon energy, at a fixed θ_γ , the c.m. photon angle, and at the incident nucleon kinetic energy $T_{\text{lab}} = 280$ MeV. The solid line denotes the background bremsstrahlung spectrum. The dashed, dash-dotted and dotted lines denote the γ -spectra for the dibaryon resonance excitation with quantum numbers $J^P = 0^+, 1^-$ and 2^+ , respectively

the strong pp -interaction enters the $pp\gamma$ -amplitude in the form of a single-scattering and double-scattering (or «rescattering») blocks. Since in our calculation non-resonance $pp\gamma$ amplitudes play the role of the background amplitudes we neglect the rescattering corrections for the first approximation.

For illustrative estimations of the influence of the dibaryon resonances on the observed characteristics of the $pp\gamma$ -reaction we have chosen as an example the isovector dibaryon resonance with mass $M_B = 1969$ MeV, width $\Gamma_{\text{tot}} \cong \Gamma(B \rightarrow pp) = 9$ MeV shown up in the experiment dealing with the ${}^3\text{He}(p, d)X$ reaction [5]. The resonance was observed as the narrow peak in a missing mass spectrum at the level of $\pm 3\sigma$, with the relative accuracy of the reaction cross-section measurement of $\Delta\sigma/\sigma = \pm 3.5\%$. The inclusive spectrum of the photons produced in the pp interaction at the kinetic energy of the incident protons $T_{\text{lab}} = 280$ MeV is shown in Fig.1. The solid curve corresponds to the nonresonant background cross section and the dashed, dash-dotted and dotted curves correspond to formation of the dibaryon resonances with the spin-parities $0^+, 1^-$ and 2^+ , respectively. In this case the relative phase ϕ was put equal to zero. From this figure it is seen that

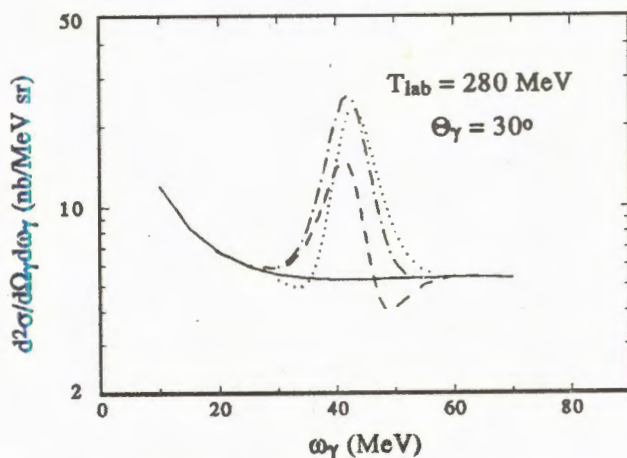


Fig.2. The inclusive ppy cross-sections at $T_{lab} = 280$ MeV for the dibaryon excitation with $J^P = 1^-$ versus the relative phase ϕ between the background and resonance amplitudes. The solid line is a background spectrum. The dashed, dash-dotted and dotted lines are spectra with $\phi = 0^\circ, 90^\circ$ and 180° , respectively

with the chosen parameters of the resonance, the exceeding of the resonance peak above the background is ranging from 40% at $J^P = 0^+$ to 100% at $J^P = 1^-, 2^+$. The influence of the relative phase shift ϕ on the shape of the resonance spectrum at $J^P = 1^-$ is shown on Fig.2. The dashed, dash-dotted and dotted curves correspond to the values of $\phi = 0^\circ, 90^\circ$ and 180° , respectively. For the same resonance (i.e., at $J^P = 1^-$) in Fig.3 the contributions from the convection (dashed curve) and the magnetization (dotted curve) currents to the total cross section of the resonance excitation (dashed-dotted curve) are shown.

Thus, it is seen that narrow dibaryon resonances should exhibit themselves as the conspicuous resonance-like structures over smooth background in the photon energy spectrum of the ppy -reaction. Moreover, the positions of these resonance peaks depend on the energy of incident protons and their calculable and noticeable shifts with the controlled changing of the initial proton energy may serve as the decisive argument in favour of those much-disputed dibaryons. Unfortunately, there are no data on the photon energy spectra at present.

As to the popular geometry of the ppy -experiments with the coplanar detection of all final particles (the so-called Harvard geometry), one can see that the specially chosen proton angles should be used to face the dibaryon

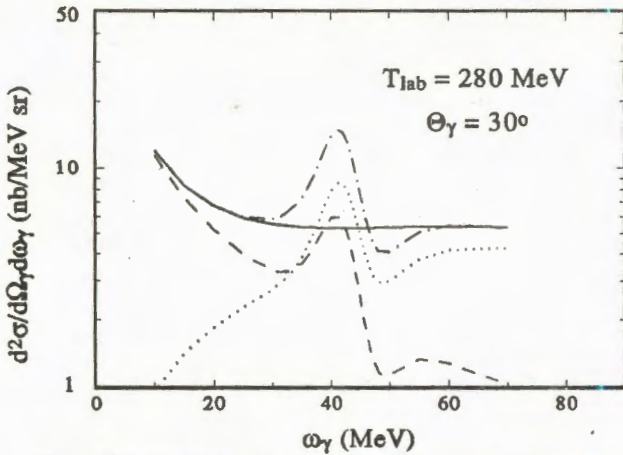


Fig.3. The convection (dashed line) and magnetic (dotted line) current contributions to the total (dash-dotted line) bremsstrahlung cross section for the dibaryon resonance excitation with $J^P = 1^-$. The solid line is the nonresonance γ -spectrum

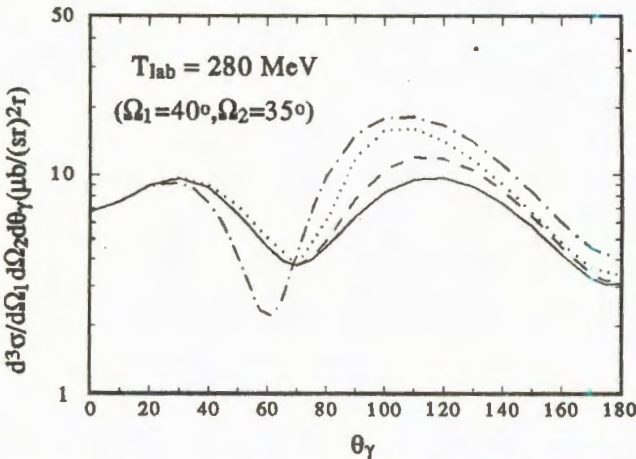


Fig.4. The coplanar geometry $pp\gamma$ cross-section as a function of $\theta_{\gamma, \text{lab}}$, the photon laboratory angle, at $T_{\text{lab}} = 280$ MeV and for the final proton angles $\theta_{1(2), \text{lab}} = 40^\circ$ (35°). The solid line denotes the background bremsstrahlung spectrum. The dashed, dash-dotted and dotted lines denote the γ -spectra for the dibaryon excitation with $J^P = 0^+, 1^-, 2^+$, respectively

resonance effect at a given photon angle. As an example, in Fig.4 the $pp\gamma$ -cross-section is shown as a function of θ_γ for $T_p = 280$ MeV and the final proton angles equal to 40° and 35° . Under chosen kinematics one can trace

the presence of the dibaryon with mass 1969 MeV [7]. The solid curve corresponds to background, the dashed and the dash-dotted curves correspond to excitation of the dibaryon resonance with spin-parity 0^+ , 1^- and 2^+ , respectively. From this figure one can see that the influence of the resonance on the cross-section shape may be noticeable but quite different from a local variation commonly expected for a narrow resonance. The kinematic conditions of the most extensive and precise experiments at 280 MeV [9,10] were optimized on a search for the off-shell effects in the NN -interactions. Nevertheless they do put some restrictions on the

parameters of possible dibaryons. In the region investigated the resonances with mass $M(B) < 1940$ MeV could only be seen. With the use of available data one can obtain a rough upper bound on $\Gamma_{\text{tot}} < 2$ MeV.

Above the pion threshold there are also the candidates in the dibaryon resonances. So, the relatively narrow structure with the mass $M(B) = 2160$ MeV [6,7] was discovered in a measurement of the analysing power A_Y in pp -scattering. From a phase shift analysis the resonance parameters were obtained [7]: $\Gamma_{\text{tot}} \cong 10$ MeV and $\Gamma_{pp}/\Gamma_{\text{tot}} = 0.15$ (0.06) if the resonance is observed in $^3F_3(^3H_5)$ partial wave. Fig.5 shows the spectra of the bremsstrahlung photons in the pp -interaction at $T_{\text{lab}} = 800$ MeV.

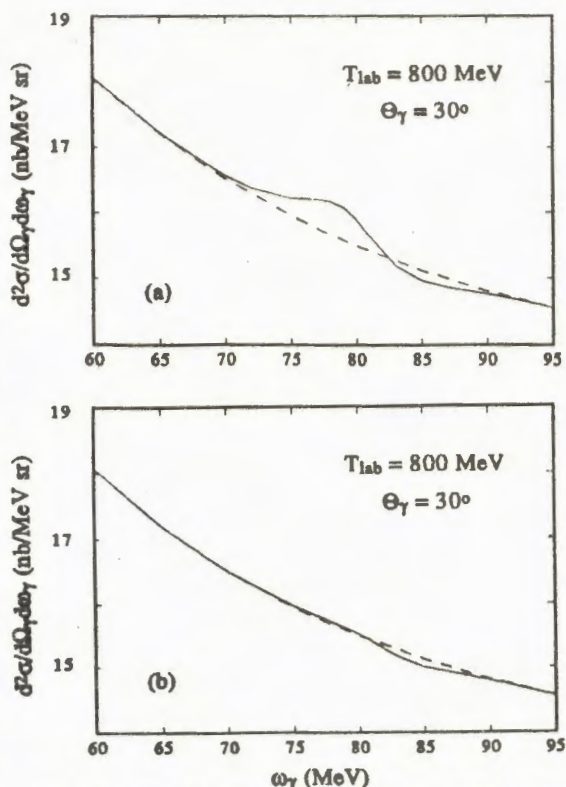


Fig.5. The c.m. inclusive cross sections at $T_{\text{lab}} = 800$ MeV. The dashed line is a background spectrum. The solid line denotes spectrum for the dibaryon resonance excitation in the 3F_3 (a) and 3H_5 (b) partial waves

Though the use in the calculations of the Bonn potential is not justified at such a high energy, we present the results to demonstrate at least the qualitative picture of the resonance signal to nonresonance background relation in that case. In accomplished calculations all partial waves with $J < 9$ were taken into account. In Fig.5a(b) the theoretical calculations of the photon spectra with excitation of dibaryon resonance in partial wave ${}^3F_3({}^3H_5)$ are presented. It is seen that the small elastic widths lead to strong decrease of the resonance-to-background ratio (this ratio reaches only 2% in the case of the resonance in 3F_3 wave and less than 1% for 3H_5 wave). Furthermore, to get rid of photons from the π^0 -decays, one should detect all final particles of the $pp\gamma$ reaction to draw the needed photon energy distribution curve.

3. Concluding Remarks

The calculations performed in this work are approximate. In particular, the rescattering and relativistic spin corrections discussed, respectively, in refs. [14,15] are not considered. Like all other theoretical works in this field we don't consider the exchange current contributions, which for the $pp\gamma$ -reaction are connected with the multimeson exchanges and which remain basically unexplored till now. We believe, however, that all aforementioned factors cannot qualitatively change the picture of the dibaryon resonance appearance if they do exist in the considered range of masses.

It appears worthwhile to note also that our scheme of introduction of the resonance effects into consideration has a general basis with some of the considered earlier attempts to go beyond the soft photon approximation based of the Low theorem [8]. Indeed, in [17], it was shown on the base of an exactly solvable potential model that one can reach a more accurate description of bremsstrahlung reaction, in comparison with a model-independent soft photon approximation, if the contributions from a peripheral, long-range part of potential are described exactly, while contributions from the short-range part of strong potential are taken into account according to the Low theorem, that is, by parametrization of the corresponding amplitudes through the on-mass-shell scattering phase shifts.

In our case, we identify the peripheral part of potential with a realistic meson NN potential and treat it as accurately as possible. We phenomenologically parametrize the action of an unknown short-range interaction, which is, presumably, originated from the quark rearrangement in the NN system, via the resonance NN amplitudes on mass-shell. To

conclude, the more realistic calculations of this work give more reliable estimation of the possible dibaryon resonance signal over a non-resonant background, thus confirming the main conclusions of [1] and stressing the urgency of measuring the energy spectra of final photons. The moving « γ line», i.e., the dependence of the «resonance» photon energy on the energy of incident protons is also one of the most salient features of the existence of the narrow dibaryon resonance. Of course, for further detailed investigation (determination of the quantum numbers, etc.) different exclusive experiments (see, e.g. [18]) and measurements of the spin characteristics of the particles in the considered reaction will be needed as well.

References

1. S.B.Gerasimov, A.S.Khrykin — JINR Rapid Communications, 6[57]-92, Dubna, 1992, p.24; and Mod. Phys. Lett. A, 1993, 8, No.26, p.2457.
2. B.Tatischeff et al. — In: Relativistic Nuclear Physics and Quantum Chromodynamics (Proc. of the Int. Seminar on High Energy Physics Problems, Dubna, Russia, 1990) Eds. A.M.Baldin, V.V.Burov and L.P.Kaptari, World Scientific, Singapore, p.177.
3. Ya.A.Troyan et al. — Yad. Fiz., 1991, 54, p.1301; JINR Rapid Communications, 13-85, Dubna, 1985, p.12.
4. V.V.Avdeichikov et al. — Yad.Fiz., 1991, 54, p.111.
5. B.Tatischeff et al. — Z.Phys., 1987, A 328, p.147.
6. H.Shimizu et al. — Phys. Rev., 1990, C42, p.483.
7. J.Nagata et al. — Mod. Phys. Lett., 1992, A7, p.3573.
8. F.Low — Phys. Rev., 1958, 110, p.974.
9. P.Kitching et al. — Phys. Rev. Lett, 1986, 57, p.2363.
10. K.Michaelian et al. — Phys. Rev., 1990, D 41, p.2680.
11. R.L.Workman, H.W.Fearing — Phys. Rev., 1986, C 34, p.780.
12. K.Nakayama — Phys. Rev., 1989, C 39, p.1475.
13. V.Herrmann, J.Speth, K.Nakayama — Phys. Rev, 1991, C 43, p.394.
14. V.R.Brown, P.L.Antony, J.Franklin — Phys. Rev., 1991, C 44, p.1296.
15. V.Herrmann, K.Nakayama — Phys. Rev., 1992, C 45, p.1450; *ibid*, 1991, C 44, p.1254; *ibid*, 1992, C 46, p.2199.
16. R.Machleidt — Adv. Nucl. Phys., 1989, 19, p.189.
17. G.E.Bohannon, L.Heller — Phys. Rev. Lett., 1983, 51, p.1151.
18. V.L.Lyuboshits, M.I.Podgoretsky — Yad. Fiz., 1992, 55, p.2927.

Received on October 28, 1993.

THE NEWTONIAN ITERATIVE SCHEME WITH SIMULTANEOUS CALCULATING THE INVERSE OPERATOR FOR THE DERIVATIVE OF NONLINEAR FUNCTION

I.V.Puzynin, I.V.Amirkhanov, T.P.Puzynina, E.V.Zemlyanaya

The modified iterative Newtonian procedure for solving nonlinear functional equation is proposed. The inversion for the derivative of nonlinear function on each iterative step is replaced by multiplication of some linear operators. On the basis of the proposed procedure an algorithm and a program for solving the eigenvalue problem for integral equation are developed. The calculations demonstrating a convergence of the algorithm and its efficiency for vector computer are performed.

The investigation has been performed at the Laboratory of Computing Techniques and Automation, JINR.

Ньютоновская итерационная схема
с одновременным вычислением оператора,
обратного к производной нелинейной функции

И.В.Пузынин и др.

Предложен модифицированный ньютоновский итерационный процесс для решения нелинейного функционального уравнения, в котором обращение оператора производной нелинейной функции заменяется на каждом шаге перемножением вспомогательных линейных операторов. На основе предлагаемой модификации разработаны алгоритм и программа для решения задачи на собственные значения для интегрального уравнения. Проведены численные расчеты, иллюстрирующие сходимость описываемого процесса и его эффективность для векторных вычислительных систем.

Работа выполнена в Лаборатории вычислительной техники и автоматизации ОИЯИ.

Introduction

In the context of the development of vector-parallel computers the problem of elaborating special algorithms and programs for the effective using possibilities of such computers is very actual. An algorithm using some possibilities of these computers is presented. This algorithm is developed on the basis of modified continuous analogue of the Newton's method [1]. The

inversion of the derivative operator for nonlinear function on each iterative step is replaced by three multiplications of some linear operators.

The idea of such an approach for the finding of inverse matrixes was proposed in Refs. [2,3] in application to the method of the parameter variation. Its advantage is in the absence of the division operations during all calculations. Therefore, the division on a small number is excluded and the accuracy and stability of the calculations increase.

Below the iterative procedure is described for the nonlinear equation in B -space, the developed on this basis scheme for solving the eigenvalue problem for the integral equation is presented.

The efficiency of the algorithm proposed for system CONVEX C120 has been confirmed by testing calculations for the Schroedinger integral equation with the Coulomb potential in the impulse space /4/.

1. The Modified Algorithm

In accordance with the generalized continuous analogue of the Newton method for a nonlinear functional equation in B -space

$$\phi(z) = 0 \quad (1)$$

we construct the evolutionary equation with respect to additional parameter t

$$\frac{d}{dt} \phi(t, z(t)) = -\phi(t, z(t)), \quad 0 \leq t < \infty \quad (2)$$

with the initial condition $z(0) = z_0$.

A parametrization $\phi = \phi(t, z(t))$ is performed so that for $t = 0$ we have a simple equation

$$\phi(0, z(0)) = \phi_0(z_0) = 0,$$

which can be solved easily and $\lim_{t \rightarrow \infty} \phi(t, z(t)) = \phi(z)$.

One of variants of the parametrization can be performed by introducing the scalar function $g(t)$ [5], the so-called «function for including a perturbation»: $g(0) = 0$, $\lim_{t \rightarrow \infty} g(t) = 1$, and representing the function $\phi(t, z(t))$ as a

sum

$$\phi(t, z(t)) = \phi_0(z(t)) + g(t) [\phi(z(t)) - \phi_0(z(t))].$$

From Eq. (2) designating $A(t) = \phi'_z(t, z(t))$ we obtain

$$\frac{dz}{dt} = -A^{-1}(t) [\phi(t, z(t)) + \phi'_t(t, z(t))]. \quad (3)$$

Since the integral of Eq. (2) is $\phi(t, z(t)) = e^{-t}\phi(0, z_0)$, then for $t \rightarrow \infty$, $\|\phi(t, z(t))\| \rightarrow 0$, and $z(t)$ converges to desired solution z^* .

The discrete approximation of Eq. (3) with respect to the continuous parameter t : $(t_0, t_1, \dots, t_k)$; $t_0 = 0$, $t_{k+1} - t_k = \tau_k$ is performed in the framework of the Euler method

$$z(t_{k+1}) = z(t_k) + \tau_k V_k, \quad (4)$$

where

$$V_k = -B(t_k) [\phi(t_k, z(t_k)) + \phi'_t(t_k, z(t_k))],$$

Calculating an iterative correction V_k and step τ_k for each t_k , we receive a new approximation $z(t_{k+1})$ to solution z^* .

The iterative procedure should be continued until the next relation is fulfilled:

$$\|\phi(t_k, z(t_k))\| \leq \varepsilon, \quad (5)$$

where $\varepsilon > 0$ is a given small number.

The convergence of this iterative procedure is justified in Refs. [1, 5].

Let us turn to the description of the proposed modified iterative procedure. Let us consider the following system of functional-operator equations

$$\begin{cases} \phi(z) = 0, \\ BA - I = 0, \end{cases} \quad (6)$$

where $A = \phi'_z$, $B = A^{-1}$, I is the unit operator.

Introducing the continuous parameter t ($0 \leq t < \infty$) and coming to the evolutionary equations system, we obtain:

$$\begin{cases} \frac{d}{dt} \phi(t, z(t)) = -\phi(t, z(t)), \\ \frac{d}{dt} [B(t)A(t) - I] = I - B(t)A(t). \end{cases} \quad (7)$$

After simple transforms we have finally:

$$\begin{cases} \frac{d}{dt} z(t) = -B(t) [\phi(t, z(t)) + \phi'_t(t, z(t))], \\ \frac{d}{dt} B(t) = [I - B(t)(A(t) + A'(t))] B(t). \end{cases} \quad (8)$$

As a result of discrete approximating of Eqs. (8) by the Euler scheme, $z_{k+1} = z(t_{k+1})$ and $B_{k+1} = B(t_{k+1})$ can be calculated on each iterative step if z_k and B_k are known:

$$\begin{cases} z_{k+1} = z_k + \tau_k V_k, \\ B_{k+1} = B_k + \tau_k W_k, \end{cases} \quad (9)$$

where

$$\begin{aligned} V_k &= -B_k [\phi(t_k, z_k) + \phi'_t(t_k, z_k)], \\ W_k &= [I - B_k(A_k + A'_{kt})] B_k. \end{aligned} \quad (10)$$

Thus, having initial approximations z_0, B_0 , all next approximations z_k, B_k can be found sequentially.

The iterative procedure is continued until the relation (15) and the following relation will be satisfied

$$\|B_k A_k - I\| < \varepsilon. \quad (11)$$

The practical calculations show that $B_0 = A^{-1}(z_0)$ is the best initial approximation for B .

2. Solution of the Eigenvalue Problem for Integral Equation

We consider a following equation:

$$\phi(z) \equiv y(x)(Q(x) - \lambda) + \alpha \int_0^R K(x, x') y(x') dx' = 0, \quad (12)$$

where $z = (y(x), \lambda)$ and the normalization condition

$$\int_0^R y^2(x) dx - N = 0. \quad (13)$$

Let us introduce parameter t , $0 \leq t < \infty$ and the function $g(t) = 1 - e^{-t}$. Then $\phi(t, z)$ we represent as follows

$$\phi(t, z) = \phi_0(z) + g(t) (\phi(z) - \phi_0(z)). \quad (14)$$

We suppose that $\phi_0(z) = 0$ is some simple function equation with known solution z_0 being used as on initial approximation.

Taking into account $z(t) = (y(x, t), \lambda(t))$ and turning our attention to evolutionary equation, we receive for Eq. (14):

$$\begin{aligned} & [(\phi_0(z(t)))'_y + g(t) [(\phi(z(t)))'_y - (\phi_0(z(t)))'_y] y'_t = \\ & = [\phi_0(z(t)) + (g(t) + g'_t(t)) (\phi(z(t)) - \phi_0(z(t)))] - \\ & - [(\phi_0(z(t)))'_\lambda + g(t) ((\phi(z(t)))'_\lambda - (\phi_0(z(t)))'_\lambda)] \lambda'_t(t). \end{aligned} \quad (15)$$

Using the method described in Sec.1 and designating $y_k(x) = y(x, t_k)$, $g_k = g(t_k)$, $g'_k = g'(t_k)$, $v_k = y'_t(x, t_k)$, $\mu_k = \lambda'_t(t_k)$, $B_k = A_k^{-1}$, taking into account Eqs. (12), (14), we obtain for each t_k

$$\begin{aligned} v_k &= -B_k [G_k + \mu_k F_k], \\ W_k &= [I - B_k(A_k + A'_k)] B_k, \end{aligned} \quad (16)$$

where

$$\begin{aligned} A_k(v_k(x)) &= \phi'_0(z_k) v_k(x) + g_k [(Q(x) - \lambda_k) v_k(x) + \\ &+ \alpha \int_0^R K(x, x') v_k(x') dx' - \phi'_0(z_k) v_k(x)], \end{aligned} \quad (17)$$

$$\begin{aligned} A'_k(v_k(x)) &= (\phi'_0(z_k))'_t v_k(x) + g'_k [(Q(x) - \lambda_k) v_k(x) + \alpha \int_0^R K(x, x') v_k(x') dx' - \\ &- \phi'_0(z_k) v_k(x)] - g_k v_k(x) [\mu_k + (\phi'_0(z_k))'_t], \end{aligned} \quad (18)$$

$$\begin{aligned} G_k &= \phi_0(z_k) + (g_k + g'_k) \times \\ &\times [(Q(x) - \lambda_k) y_k(x) + \alpha \int_0^R K(x, x') y_k(x') dx' - \phi_0(z_k)], \end{aligned} \quad (19)$$

$$F_k = \phi'_0(z_k) - g_k(1 + \phi'_0(z_k)). \quad (20)$$

Iterative correction v_k is calculated in the following way:

$$v_k = v_k^{(1)} + \mu_k v_k^{(2)}, \quad (21)$$

where

$$v_k^{(1)} = -B_k G_k, \quad v_k^{(2)} = -B_k F_k. \quad (22)$$

Formula for the calculation of μ_k results from the normalization condition (13):

$$\mu_k = \frac{N - \int_0^R y_k(x) (y_k(x) - 2v_k^{(1)}(x)) dx}{\int_0^R 2y_k(x) v_k^{(2)}(x) dx}. \quad (23)$$

After the calculation of iterative corrections μ_k , v_k , W_k one can find the new approximations by the Euler scheme:

$$\begin{aligned} y_{k+1} &= y_k + \tau_k v_k, \\ \lambda_{k+1} &= \lambda_k + \tau_k \mu_k, \\ B_{k+1} &= B_k + \tau_k W_k. \end{aligned} \quad (24)$$

The numerical approximation of Eq.(12) on the discrete mesh for x : $(0 = x_0 < x_1 < \dots < x_n = R)$ reduces to the system of n algebraic equations:

$$\phi_i = y_i(Q_i - \lambda) + \alpha \sum_{j=1}^n K_{ij} y_j \xi_j, \quad (25)$$

where $y_i = y(x_i)$, $Q_i = Q(x_i)$, $K_{ij} = K(x_i, x_j)$, ξ_j are coefficients of the quadrature formula of the numerical integrating. Operators A, A', F, G in (16)—(20) are approximated by matrices $\{a_{ij}\}$, $\{\tilde{a}_{ij}\}$ and vectors (F_i) , (G_i) correspondingly. In particular, the matrix elements a_{ij} and $\tilde{a}_{ij}$ on k th iterative step are determined as follows:

$$a_{ij} = a_{ij}^{(0)} + g_k [(Q_i - \lambda_k) \delta_{ij} + \alpha K_{ij} \xi_j - a_{ij}^{(0)}], \quad (26)$$

$$\tilde{a}_{ij} = \tilde{a}_{ij}^{(0)} + g_k [(Q_i - \lambda_k) \delta_{ij} + \alpha (K_{ij} \xi_j - \tilde{a}_{ij}^{(0)}) - g_k [\mu_k + \tilde{a}_{ij}^{(0)}]], \quad (27)$$

where δ_{ij} is the Kronecker symbol, $a_{ij}^{(0)}$ and $\tilde{a}_{ij}^{(0)}$ are elements of matrices approximating the operators $\phi'_0(z_k)$ and $[\phi'_0(z_k)]_i$ correspondingly on the discrete mesh.

We note that the additional normalization of function $y_k(x)$ for each iteration essentially improves the convergence of the iterative procedure.

3. The Program Realization

In order to solve Eq.(12) numerically two program complexes on the FORTRAN-77 are developed:

a) CANMIM realizes the iterative procedure (3)—(4) with the calculation of matrix $B_k = A_k^{-1}$ by inverse of A_k on each iteration (with the help of a standard subprogram MATIN2 from the CERNLIB [6]).

b) CANMIT realizes the iterative procedure (6)—(10) where B_k is parallel calculated in iterations.

Coefficients $\{\xi_j\}$ for the test presented below are selected in accordance with the Gregory formula [7]. The step τ_k was calculated by algorithms described in ref. [8]. Test calculations and comparison of time operation of the two programs are performed.

When comparing schemes (3)—(4) and (6)—(10), it can be seen that the scheme (3)—(4) contains one inverse of matrix A , and in scheme (6)—(10) it is replaced by three matrix multiplications: BA , BA'_t , $[I - BA - BA'_t]B$.

Should be noted we succeeded in finding the conditions in which the number of iterations for two processes is identical. Taking into account that in the scalar variant of the realization the time of the inversion of one matrix is approximately equal to the time of multiplication of two matrixes, the expected calculation time for the scheme (6)—(10) is thrice more than that for the scheme (3)—(4). However, the matrix multiplication is more preferable than the matrix inverse from the point of view of vector representation of operations. It can be expected that algorithm (6)—(10) will give an advantage of time on the vector computer. Naturally, this advantage will be obtained at the expense of additional of the computer memory required for additional matrixes.

4. Numerical Example

In the present paper the proposed method is illustrated by the solving of the Schroedinger equation in impulse representation for the Coulomb potential [4].

This equation is as follows:

$$\phi(z) \equiv (p^2 - \lambda) y(p) - 2\tilde{Z} \int_0^\infty dp' \ln \left| \frac{p + p'}{p - p'} \right| y(p') = 0 \quad (28)$$

with the normalization condition

$$\int_0^\infty y^2(p) dp = 1,$$

where $z = (y(p), \lambda)$, λ is eigenvalue, $\lambda = 2E$, E is energy level. One of analytical solutions for $\tilde{Z} = 1$ is following

$$\lambda_1^* = -1.0, \quad y_1^*(p) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{p}{(p^2 + 1)^2}.$$

To eliminate the singular point $p = p'$ let us transform Eq. (28) in the following way

$$(p^2 - \lambda) y(p) - 2\tilde{Z} \int_0^\infty dp' \ln \left| \frac{p + p'}{p - p'} \right| (y(p') - y(p)) - 2\tilde{Z} y(p) I_1 = 0,$$

where $I_1 = \int_0^\infty dp' \ln \left| \frac{p+p'}{p-p'} \right|$. In this case the integrand function in singular point has a finite limit equal to 0.

Thus, this equation has the next form:

$$(p^2 - 2\tilde{Z}I_1 - \lambda)y(p) - 2\tilde{Z} \int_0^R dp' \ln \left| \frac{p+p'}{p-p'} \right| (y(p') - y(p)) = 0, \quad R \rightarrow \infty. \quad (29)$$

Choosing a finite interval $0 \leq p \leq R$, $R \gg 1$, introducing a discrete mesh on parameter p and approximating the Eq. (29) numerically, we obtain

a system (25), where $Q_i = p_i^2 + \alpha I_{1i} + \alpha \sum_{j=1}^n K_{ij} \xi_j$, $K_{ij} = \ln \left| \frac{p_i + p_j}{p_i - p_j} \right|$,

$\alpha = -2\tilde{Z}$. The solving of Eq. (29) is performed according to the scheme described in Sec. 2 and defined by formulas (15)–(27). As an initial approximation for $y(p)$ the function $y_0(p) = pe^{-p}$, $\phi_0(z) = (c - \lambda)y(p)$ ($c = \text{const}$) was used.

The numerical investigation of the convergence of the discrete solutions to the precise ones with respect to mesh parameters h and R was performed.

In Table 1 for $\lambda_1^* = -1$ there is a dependence of the eigenvalues λ_{1h} of the discrete problem on the mesh step h . Results are given for the scheme (6)–(10) on the sequence of three twice condensing meshes with steps h , $h/2$, $h/4$. The obtained value of

$$\sigma = |\lambda_h - \lambda_{h/2}| / |\lambda_{h/2} - \lambda_{h/4}| \sim 8.1$$

corresponds to theoretical accuracy of the Gregory formula $O(h^3)$.

Table 1. Interval $[0, 30]$

n	h	λ_h
151	0.2	-1.00031044
301	0.1	-1.00009837
601	0.05	-1.00007235

The comparison analysis of execution time for programs CANMIM and CANMIT on different computers has particular interest. It should be noted that the programs use only library programs of linear algebra without some special optimizations with respect to operation systems and special features of the computer. In Tables 2a–2c the dependence of the execution time T (sec) for each program on the number of mesh points n for problem under

Table 2a. Interval [0, 10], $n = 101$

SCHEME	PROGRAM	k	λ_k	δ_k	T	T_2/T_1
(3) — (4)	CANMIM	5	-0.997	$1.3E^{-5}$	92	3.01
(6) — (10)	CANMIT	5	-0.997	$1.4E^{-5}$	274	

Table 2b. Interval [0, 20], $n = 201$

SCHEME	PROGRAM	k	λ_k	δ_k	T	T_2/T_1
(3) — (4)	CANMIM	5	-0.998	$1.1E^{-5}$	623	3.19
(6) — (10)	CANMIT	5	-0.998	$1.1E^{-5}$	1989	

Table 2c. Interval [0, 30], $n = 301$

SCHEME	PROGRAM	k	λ_k	δ_k	T	T_2/T_1
(3) — (4)	CANMIM	5	-1.0001	$1.06E^{-5}$	1903	2.94
(6) — (10)	CANMIT	5	-1.000098	$1.4E^{-5}$	5597	

solution are presented for VAX 8350. Besides these Tables demonstrate a convergence of eigenvalues of the discrete problem when increasing parameter R . Everywhere $h = 0.1$, $\varepsilon = 10^{-4}$, $\lambda_0 = -0.9$, $\delta_0 = 0.1$.

As is obvious from the Tables, both algorithms for identical parameters R and h and similar values of residual δ_k have equal number k of iterations.

It is also seen that the program CANMIT spends thrice more execution time than the program CANMIM.

In order to check up the possibilities of the vector representation of operations on the level of the operation system CONVEX C120, each program complex was executed twice:

1) without all optimization parameters of translation (TC — time of calculation);

2) with the optimization parameter -O2 (TCO2 — time of calculation with the vector representation of operations).

In Table 3 the execution times TC and TCO2 (sec) and relation TC/TCO2 characterizing a property of «accelerating the calculations» are presented for both schemes. Besides, for comparison the execution times for the system VAX 8350 and for SUN Spark Station 2 are given.

Table 3. Interval [0, 10], n = 101

		VAX	SUN	CONVEX		
SCHEME	PROGRAM			TC	TCO2	TC/TCO2
(3) — (4)	CANMIM	92	15	31	12	≈ 2.6
(6) — (10)	CANMIT	274	48	91.9	7.8	≈ 11.8

From Table 3 it follows that the scheme (6) — (10) is more effective for the vector system using only one of the possibilities of the CONVEX operation system.

In the considered case the vector representation gives a relative acceleration of working this scheme nearly 1.5 times if comparing with the scheme (3) — (4).

Much greater advantage is observed if comparing the execution times of vector variant of the CANMIT-program with the scalar variants of this program and the CANMIM-program.

Conclusion

The aim of the performed numerical experiences is to demonstrate advantages of the proposed iterative procedure for its realization on vector computers. Special methods of vector representation of operations for calculations and special features of solved problems such as, for instance, the symmetry of integral operator kernel are not knowingly used in the calculations. Calculations were performed on comparatively sparse meshes in order to compare the work of the programs on different computers including computers with relatively small memory capacity.

The Newton iterative scheme for solving the nonlinear equations with simultaneous iterations of the inversion operator to derivative of nonlinear function is perspective for using on the vector computing systems with sufficiently large memory capacity or a system of external memory with fast access. The efficiency of the corresponding programs can be significantly increased by using special methods of vector and parallel calculations on multiprocessor computers.

We thank the Commission of the European Communities for partial financial support in the frame of the EC-Russia collaboration Contract №ECRU002.

References

1. Zhanlav T., Puzynin I.V. — *Comput. Maths Math. Phys.*, 1992, 32, No.1, p.1.
2. Davydenko D.F. — *Dokl. Ak. Nauk SSSR* (In Russian), 1960, 131, 3, p.500
3. Holbrow W., Hass R., Kalaba E., Zagustin E. — *University of Southern California, Los Angeles*, 1972.
4. Bete G., Salpeter E.E. — *Quantum Mechanics with One and Two Electrons*, M., Fizmatgiz (in Russian), 1960.
5. Zhanlav T., Puzynin I.V. — *Comput. Maths Math. Phys.*, 1992, 32, No.6, p.729.
6. CERN Computer Centre, Program Library, Geneva, 1988.
7. Kalitkin N.N. — *Numerical Methods*, M., Nauka (in Russian), 1978.
8. Ermakov V.V., Kalitkin N.N. — *Zh. Vych. Mat. i Mat. Fiz.* (in Russian), 1981, 21, p.49.
Puzynin I.V., Puzynina T.P., Strizh T.A. — *JINR Comm.*, P11-87-332, Dubna, 1987.
Amirkhanov I.V., Zemlyanaya E.V., Puzynina T.P. — *JINR Comm.*, P11-91-139, Dubna, 1991.

Received on December 17, 1993.