



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

N7-85

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ ОИЯИ
сборник

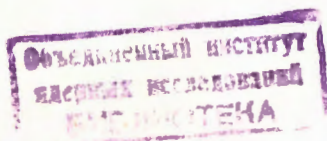
1985

Объединенный институт ядерных исследований
JOINT INSTITUTE FOR NUCLEAR RESEARCH

№ 7 - 85

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ ОИЯИ
JINR RAPID COMMUNICATIONS

сборник
COLLECTION



Дубна 1985

РЕДАКЦИОННЫЙ СОВЕТ

Н.Н.Боголюбов	— председатель
А.М.Балдин	— зам.председателя
А.Н.Сисакян	— зам.председателя
Д.В.Ширков	— зам.председателя
В.А.Бирюков	— ученый секретарь

Р.А.Асанов	}	— члены совета
А.М.Говоров		
А.Д.Коваленко		
А.Б.Кузнецов		
Б.И.Пустыльник		
М.Г.Сапожников		
А.Б.Швачка		

EDITORIAL BOARD

N.N.Bogolubov	— Chairman
A.M.Baldin	— Vice-Chairman
A.N.Sissakian	— Vice-Chairman
D.V.Shirkov	— Vice-Chairman
V.A.Biryukov	— Scientific Secretary

R.A.Asanov	}	— Members of the Board
A.M.Govorov		
A.D.Kovalenko		
A.B.Kuznetsov		
B.I.Pustyl'nik		
M.G.Sapozhnikov		
A.B.Shvachka		

ОГЛАВЛЕНИЕ CONTENTS

В.П.Перельгин, С.Г.Стеценко, Г.Н.Флеров Поиск следов тяжелых и сверхтяжелых космических ядер в оливинах из метеоритов V.P.Perelygin, S.G.Stetsenko, G.N.Flerov Search for the Tracks of Heavy and Superheavy Cosmic Ray Nuclei in Olivines from Meteorites	5
В.К.Игнатович, Ю.М.Останевич Квантово-механический переходный процесс в интерферометре V.K.Ignatovich, Yu.M.Ostanevich Quantum Mechanics Transition Process in an Interferometer	12
А.Б.Говорков К вопросу об алгебраической конструкции поколений лептонов и кварков A.B.Govorkov On the Algebraic Construction of Lepton-Quark Generations	17
С.П.Третьякова, А.Сэндулеску, Ю.С.Замятнин, Ю.С.Короткин, В.Л.Михеев Испускание ядер неона при распаде ^{233}U S.P.Tretyakova, A.Săndulescu, Yu.S.Zamyatnin, Yu.S.Korotkin, V.L.Mikheev Ne Emission by Spontaneous Decay of ^{233}U	23
С.В.Ворозтсов, В.П.Дмитриевский, Л.М.Онищенко Резонансная фазировка пучка фазотрона S.B.Vorozhtsov, V.P.Dmitrievsky, L.M.Onishchenko Resonance Phasing of the Phasotron Beam С.Б.Ворожцов, В.П.Дмитриевский, Л.М.Онищенко Резонансная фазировка пучка фазотрона	27
В.Б.Бруданин, Ш.Бриансон, Р.Вален, Ц.Вылов, В.М.Горожанкин, К.Я.Громов, А.Маринов, А.Ф.Новгородов, В.Н.Покровский, Н.И.Рухадзе, В.Т.Сидоров О распаде ^{158}Tb невозможность "нейтринного баланса" V.B.Brudanin, Ch.Briancon, R.Vallen, Ts.Vylov, V.M.Gorozhankin, K.Ya.Gromov, A.Marinov, A.F.Novgorodov, V.N.Pokrovsky, N.I.Rukhadze, V.T.Sidorov On ^{158}Tb Decay: Impossibility of "Neutrino Balance"	32

В.В.Старшенко, Р.Н. Фаустов	
Ренормгрупповой расчет некоторых вкладов в сверхтонкое расщепление основного уровня мюония	
V.V.Starshenko, R.N.Faustov	
Renormalization Group Calculation of Some Contributions to Hyperfine Splitting of the Ground Level in Muonium	39
A.V.Chizhov, R.G.Nazmitdinov, A.S.Shumovsky, V.I.Yukalov	
Behaviour of Nucleon-Sixquark System On Temperature-Density Plane	
А.В.Чижов, Р.Г.Назмитдинов, А.С.Шумовский, В.И.Юкалов	
Поведение нуклон-шестикварковой системы на плоскости температура-плотность	45
V.I.Yukalov	
Example of Antiphase Fluctuation — Negative Electric Current in Dielectric	
В.И.Юкалов	
Пример антифазной флуктуации — отрицательный электрический ток в диэлектрике.	51

ПОИСК СЛЕДОВ ТЯЖЕЛЫХ И СВЕРХТЯЖЕЛЫХ КОСМИЧЕСКИХ ЯДЕР В ОЛИВИНАХ ИЗ МЕТЕОРИТОВ

В.П.Перельгин, С.Г.Стеценко, Г.Н.Флеров

Представлены результаты исследования следов ядер космических лучей с $Z \geq 50$ в кристаллах оливина из метеоритов. При обработке кристаллов применялась методика контролируемой термической регрессии следов ядер. В приведенном спектре длин следов ядер с $Z \geq 50$ выделяются группы длиной $190 \div 230$ мкм, отнесенные к Th-U, и anomalously протяженных следов длиной $310 \div 360$ мкм. Обсуждается предположение о существовании в космических лучах ядер сверхтяжелых элементов (СТЭ) с $Z \geq 110$. Детально обоснованы эксперименты по однозначной идентификации происхождения anomalously протяженных следов.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ.

Search for the Tracks of Heavy and Superheavy Cosmic Ray Nuclei in Olivines from Meteorites

V.P.Perelygin, S.G.Stetsenko, G.N.Flerov

The results of investigating the tracks of cosmic ray nuclei with $Z \geq 50$ in olivine crystals from meteorites are presented. The olivine crystals were processed using the technique of the controlled annealing of nuclear tracks. The obtained spectrum of track lengths of nuclei with $Z \geq 50$ exhibits two pronounced groups of tracks: $190\text{-}230\text{ }\mu\text{m}$ tracks, attributed to Th-U nuclei, and anomalous $310\text{-}360\text{ }\mu\text{m}$ tracks. The hypothesis that superheavy elements (SHE) with $Z \geq 110$ may be present in cosmic ray nuclei is discussed. Experiments on unambiguous identification of the origin of anomalously extended tracks are discussed in detail.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Reactions, JINR.

В работе изложены результаты экспериментов по изучению зарядового спектра галактических ядер и поиску в его составе ядер сверхтяжелых элементов.

Такие исследования проводились с 1967 года сначала с помощью ядерных эмульсий, а затем — полимерных трековых детекторов, облучавшихся на шарах-зондах или искусственных

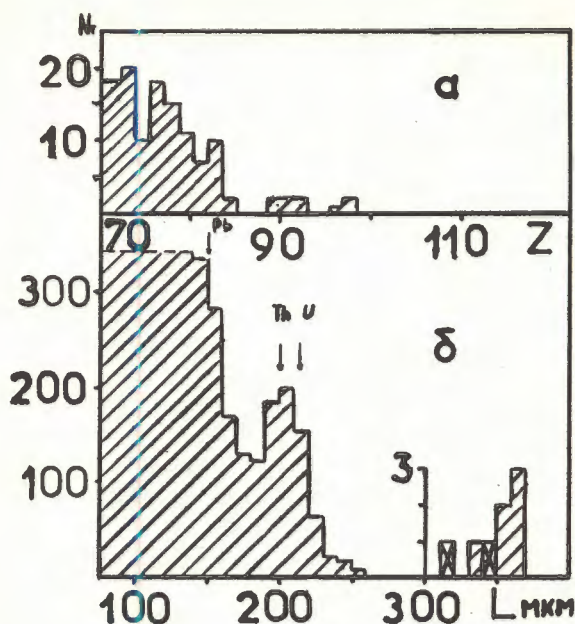


Рис.1. Результаты трековых исследований по поиску ядер СТЭ в космических лучах: а — распределение атомных номеров Z ядер, зарегистрированных в стопке полимерных детекторов на орбитальной станции "Скайлэб" /2/; б — распределение травимых длин треков ядер с $Z > 50$ в оливинах из метеоритов. Отжиг при 430°C , в течение 32 ч. Перечеркнуты треки, низкоэнергетические части которых выходили за пределы кристаллов.

спутниках Земли /1,2/. За 10 лет работы было зарегистрировано всего 23 трека ядер с $86 \leq Z \leq 96$ и ни одного события в области $Z \geq 100$.

Из этих экспериментов наиболее информативными являются данные о распространенности ядер с $Z > 50$, полученные Прайсом с сотрудниками при экспонировании большой стопки пластиков на орбитальной станции "Скайлэб" в 1974-1975 гг. (рис.1а). Распространенность ядер группы Th-U, полученная в этом опыте, составляла $2 \div 5 \cdot 10^{-7}$ от распространенности ядер Fe для ядер с $E > 300$ МэВ/нукл. /2,3/. Всего в этом опыте было зарегистрировано 7 ядер группы $90 \leq Z \leq 96$. Очевидно, что распространенность СТЭ много меньше распространенности Th-U, поэтому в этом эксперименте исключалась возможность обнаружения таких ядер. Для поиска СТЭ нужно увеличить число зарегистрированных ядер с $Z \geq 90$ в сотни раз. Возможное решение этой задачи заключается в исследовании треков космических ядер в кристаллах оливина из метеоритов. Главное преимущество таких кристаллов — их способность регистрировать и сохранять треки ядер космических лучей с $Z \geq 23$ в течение сотен миллионов лет /4/. Оценки показывают, что за время 10^8 лет через каждый квадратный сантиметр поверхности метеорита прошло $\approx 2 \cdot 10^4$ ядер группы Th-U. Имея высокие энергии (> 500 МэВ/нукл.), такие ядра могут проходить до полной остановки в веществе метеорита

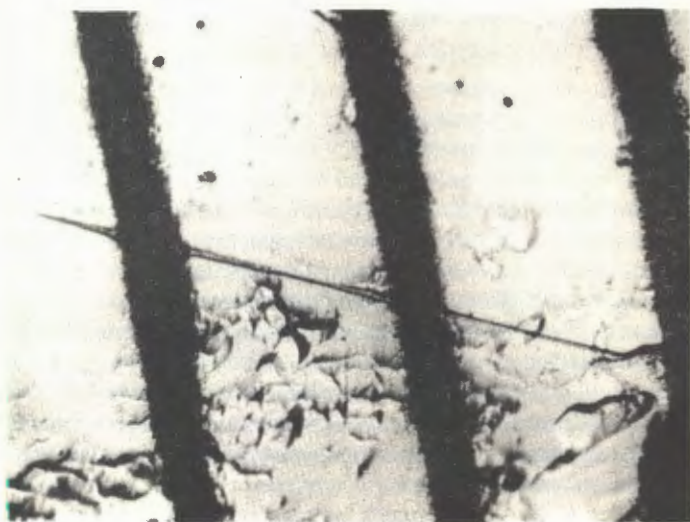
несколько сантиметров и создают в самом конце пробега такие зоны дефектов длиной ≈ 1 мм, которые можно наблюдать после химического травления в оптическом микроскопе при увеличении $100\times\div 500\times$. Учет ядерных взаимодействий и спада энергетического спектра показал, что наибольшее количество ядер останавливается в слое $1\div 2$ см от доатмосферной поверхности^{/5/}, но обычно при прохождении атмосферы Земли метеорит теряет слой 5 см^{/6,7/}, в котором остановилось более 90% ядер с $Z > 50$. Исследуя кристаллы из метеоритов, мы по плотности треков ядер группы Fe определяли глубину расположения кристаллов от доатмосферной поверхности^{/7,10/}. Плотность треков ядер группы железа в метеоритах-палласитах Марьялахти и Игл Стейшн оказалась в пределах $10^{10} \div 10^{11} \text{ см}^{-2}$, столь высокая плотность треков ядер указывает на то, что в этих кристаллах может содержаться до 10^3 см^{-2} треков ядер группы Th-U. Таким образом, несмотря на большой объем потерянной информации используемая нами методика позволяет во много раз повысить чувствительность поиска СТЭ по сравнению с уровнем, достигнутым с помощью ядерных эмульсий и пластиков^{/1-8/}.

Для идентификации зарядов ядер космических лучей использовалось соответствие между полной травимой длиной трека и атомным номером ядра^{/5,8/}. Идентификация ядер осложнялась частичной регрессией треков за время пребывания метеорита в космическом пространстве. Такая регрессия приводит к отлнчию в длинах треков разного возраста для ядер с одинаковым Z ^{/9/}. Сильно затрудняла поиск и идентификацию треков наиболее тяжелых ядер высокая плотность треков ядер группы Fe. Поэтому мы применили методику контролируемой регрессии (отжига) треков^{/10/}. Нагревание кристаллов до 430°C и выдержка в течение 32 ч при этой температуре приводили к полному исчезновению травимых треков ядер группы Fe и устранению зависимости длин треков от их возраста для треков ядер с $Z > 50$ ^{/11/}.

По оценкам, сделанным в рамках модели Каца и Кобетича^{/12,13/}, травимая длина неотожженных треков ядер Xe, U и $Z = 114$ составляет соответственно 230 мкм, 1160 и 1830 мкм. Процесс отжига мы контролировали по изменению длины треков ядер Xe, Pb, U, полученных после облучения кристаллов на ускорителе УНИЛАК. После отжига полная травимая длина треков ядер Xe составляла $26,5 \pm 1,3$ мкм. Используя эту точку как калибровочную, по уточненной В.А.Дитловым^{/13/} модели Каца-Кобетича можно рассчитать, что длина треков ядер U уменьшится до 210-230 мкм, ядер с $Z = 114$ — до 340-380 мкм.



а



б

Рис.2. Микрофотографии протравленного кристалла оливина, облученного лазером (а) и через систему щелей ускоренными ионами ^{59}Ni (б).

Для протравливания треков, полностью заключенных в объеме кристаллов, необходимо ввести внутрь объема травящий раствор. С этой целью кристаллы облучались специально сформированными по длительности, форме и мощности импульсами лазера. В облученных лазером кристаллах образовывалась система микротрещин (рис.2а), обеспечивающих про-

никновение раствора внутрь кристалла ^{/11, 14/}. Травление оливинов проводилось раствором ^{/15/} в течение ~ 4 дней в герметическом объеме при температуре 100°C.

Всего в опытах с отожженными кристаллами было рассмотрено около 12 см³ оливинов, главным образом, из метеорита Марьялахти. Измерялись все треки длиной более 50 мкм. Результаты этих измерений представлены на графике (рис.16). Как следует из рис.16, в распределении длин треков выделяется группа 190-220 мкм, а также 8 протяженных треков длиной 310-360 мкм.

Приведенный на рис.16 спектр длин треков позволяет выдвинуть предположение о существовании в космических лучах ядер сверхтяжелых элементов с $Z \geq 110$.

В самом деле, группа треков 190-220 мкм, очевидно, относится к ядрам U. Минимум в области длин треков 160-180 мкм обусловлен малыми временами жизни атомных ядер в области $83 < Z < 90$. Увеличение числа треков в области 120÷150 мкм согласуется с относительно высокой распространенностью группы Pt-Pb. Распространенность ядер, отвечающих трекам длиной 190-220 мкм, по отношению к железу составляет $1 \div 2 \cdot 10^{-7}$. Этот результат, в той же области энергий ядер, согласуется с распространенностью ядер Th-U в космических лучах, полученной в экспериментах, выполненных с трековыми и электронными детекторами, на шарах-зондах и спутниках ^{/1-3/}.

Треки аномальной длины (310-360 мкм) образуют группу, далеко отстоящую от группы Th-U. Такая группа в спектре длин треков соответствует ядрам с $Z = 110 \div 114$ ^{/18/}. Отсутствие треков длиной 260÷310 мкм в спектре длин может, естественно, объясняться коротким временем жизни ядер с $96 < Z < 110$.

Предположение, что группа треков 310÷360 мкм соответствует ядрам с $Z \geq 110$, подтверждается полученными нами данными о разности скоростей травления отдельных частей треков ^{/16/}, а также совпадением направления треков 310-360 мкм с максимумом углового распределения треков ядер с $Z > 50$ в тех же кристаллах.

Таким образом, данные рис.16 позволяют дать оценку распространенности ядер СТЭ в космических лучах. Эта величина составляет $(3 \div 10) \cdot 10^{-8}$ от распространенности ядер группы Th-U, что в $10^3 \div 10^4$ раз выше предела содержания СТЭ в веществе Солнечной системы, полученного при изучении активности спонтанного деления каменных метеоритов Алленде и др. ^{/17/}. Это отличие может естественным образом объясняться как разницей в возрасте Солнечной системы $\sim 4,6 \cdot 10^9$ лет и космических лучей $\sim 10^7$ лет, так и единствен-

ностью события нуклеосинтеза в Солнечной системе и непрерывностью этого процесса во Вселенной.

Полученная нами величина согласуется с оптимистическими оценками нуклеосинтеза в γ -процессе. Согласно предсказаниям ^{/18/}, содержание СТЭ в космических лучах составляет $10^{-1} - 3 \cdot 10^{-4}$ от распространенности Th-U. Позднейшие оценки, учитывающие "обрезание" синтеза в γ -процессе из-за запаздывающего деления, предсказывают либо уменьшение выхода ядер СТЭ в $10 \div 500$ раз ^{/19, 20/}, либо полный запрет синтеза ядер СТЭ ^{/21/}. Разногласия в полученных оценках показывают, что экспериментальное решение вопроса о существовании и распространенности СТЭ весьма важно для понимания процесса нуклеосинтеза.

Весомым доказательством того, что обнаруженные треки относятся к ядрам СТЭ, явилось бы наблюдение в конце пробега этих ядер треков осколков спонтанного деления. Весьма вероятно, что за среднее время существования треков ядер в метеорите Марьялахти $\approx 10^8$ лет, остановившиеся в оливине ядра СТЭ могли испытать спонтанное деление. Из-за пороговых свойств оливина остановившееся ядро СТЭ находится на расстоянии ≈ 10 мкм от окончания травимого трека. Модельные эксперименты показывают, что использованный нами отжиг может увеличить это расстояние до ≈ 25 мкм, а также несколько уменьшить длину треков осколков спонтанного деления от ≈ 18 до $12 \div 15$ мкм. В настоящее время разрабатывается методика выявления треков осколков деления с использованием ускоренных ядер ^{235}U и последующего их деления тепловыми нейтронами.

Естественно, для обнаружения эффекта спонтанного деления СТЭ требуется большее число треков в группе $310 \div 360$ мкм, что требует увеличения производительности просмотра и измерения. Одна из возможностей, показанная на рис.26, заключается в облучении кристаллов тяжелыми ионами с $Z > 30$ через многощелевой коллиматор. В результате повышается эффективность выявления треков, облегчается просмотр кристаллов и создаются условия для автоматизации измерения треков.

В заключение авторы выражают глубокую признательность Г.М.Тер-Акопяну, Ю.Ц.Оганесяну за ряд полезных советов и обсуждений, а также П.Амбрустеру, Р.Шпору, Р.Брандту и П.Фатеру за предоставленную возможность проведения калибровок кристаллов оливина ускоренными тяжелыми ионами и плодотворные дискуссии.

Л и т е р а т у р а

1. Fowler P.H. et al. Proc. of the 15th Int. Cosmic Ray Conf., Plovdiv, 1977, 1, p.8,275.
2. Shirk E.K., Price P.B. Astrophys.J., 1978, 220, p.719.
3. Fowler P.H. et al. Proc. of the 18th Int.Cosmic Ray Conf., Bangalor, 1983, vol.1, p.34.
4. Maurette M., Pellas P., Walker R.M. Nature, 1964, 204, p.871.
5. Otgonsuren O. et al. Astrophys.J., 1976, 210, p.258.
6. Flerov G.N. et al. Geoch.Cosmoch.Acta, 1976, 40, p.305.
7. Перельгин В.П. и др. Геохимия, 1977, №6, с.863.
8. Лхагвасурен Д.и др. Изв.АН СССР, сер.физ., 1979, 43, с.862.
9. Кашкарова В.Г., Перельгин В.П. Метеоритика, 1979, №38, с.55.
10. Kapuscik A. et al. Proc. 6th Int.Conf. on Nucl. Photography. CEPI, Roma, 1966, p.458.
11. Lhagvasuren D. et al. Solid State Nuclear Track Detector. (Ed. by H.Francaus et al.). Pergamon Press, 1980, p.997.
12. Katz R., Kobetich E.I. Phys.Rev., 1968, 170, p.402.
13. Ditlov V.A., Perelygin V.P., Stetsenko S.G. Abstracts of 12th Int. Conf. on SSNTD, Acapulco, Mexico, 1983, p.5.
14. Перельгин В.П., Стеценко С.Г. Письма в ЖЭТФ, 1980, 32, с.622.
15. Krishnaswami S. et al. Science, 1972, 1974, p.287.
16. Перельгин В.П. и др. Международная школа-семинар по физике тяжелых ионов. ОИЯИ, Д7-83-644, Дубна, 1983, с.558.
17. Flerov G.N., Ter-Akopian G.M. Rep.Prog.Phys., 1983, 46, No.7, p.817.
18. Schramm D.N., Fiset E.O. Astrophys.J., 1973, 198, p.552.
19. Кузнецов В.И. ЯФ, 1979, 30, с.321.
20. Klapdor H.V., Ota T., Metzinger J. Z.Phys.A, 1981, 299, p.213.
21. Klapdor H.V. Международная школа-семинар по физике тяжелых ионов. ОИЯИ, Д7-83-644, Дубна, 1983, с.128.

Рукопись поступила 12 марта 1985 года.

КВАНТОВО-МЕХАНИЧЕСКИЙ ПЕРЕХОДНЫЙ ПРОЦЕСС В ИНТЕРФЕРОМЕТРЕ

В.К.Игнатович, Ю.М.Останевич

Рассматривается возможность наблюдения расплывания волнового пакета путем измерения спектра по времени пролета после прерывания и восстановления одной из ветвей пути распространения частицы в интерферометре. В рамках канонической квантовой механики делаются предсказания относительно возможных результатов эксперимента по проверке квантовой механики методом "запаздывающего действия".

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

Quantum Mechanics Transition Process in an Interferometer

V.K.Ignatovich. Yu.M.Ostanevich

A possibility of observation of the wave packet dispersion is considered. In the experiment the time of flight spectrum of the particle is measured on shuttering and reopening one of its paths in an interferometer. Some predictions are made within canonical quantum mechanics about possible results of the "delayed choice" experiment, proposed earlier for the quantum mechanics verification.

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

Нестационарные явления в квантовой механике можно исследовать с помощью, например, следующего эксперимента. На пути коллимированного моноэнергетического пучка частиц устанавливается отражающая шторка, которая в определенный момент быстро убирается. Детектор с временным анализатором, установленный позади шторки, позволяет измерить распределение времени регистрации частиц с момента удаления отражателя или распределение этих частиц по энергиям.

Идеальный случай бесконечно быстрого удаления шторки был рассмотрен в ^{1,2/}. В ^{3/} рассчитано пропускание нейтронного пучка щелью при заданной зависимости ширины щели от времени и предложен эксперимент по измерению квазиупругого уширения ΔE нейтронного пучка, определяемого соотноше-

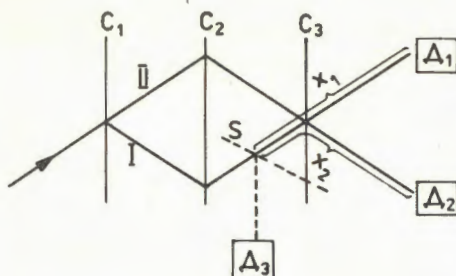


Схема эксперимента по наблюдению распыливания волнового пакета и проверке квантовой механики методом "запаздывающего действия". $C_1, 2, 3$ — монокристаллы, S — шторка, $D_1, 2, 3$ — детекторы. Для изучения распыливания волнового пакета измеряется временной спектр регистрации детекторами $D_{1,2}$ после открыва-

ния шторки и его изменение при изменении расстояний x_1 и x_2 . Для проверки квантовой механики измеряется счет детектора D_3 в двух случаях: а) когда шторка устанавливается на пути I до того момента, как частица преодолит точку разветвления путей в кристалле C_1 , и б) шторка устанавливается после того, как частица преодолела точку разветвления путей.

нием неопределенности $\Delta E \Delta t \approx \hbar$, где Δt — время выдержки прерывателя.

В настоящей работе рассмотрена задача, аналогичная^{/1,2/}, с той только разницей, что прерывание осуществляется в одной из двух ветвей, на которые разделяется путь частицы в интерферометре^{/4/} (см. рисунок). Такая постановка эксперимента интересна и в связи с поднимаемым в последнее время вопросом о проверке квантовой механики методом "запаздывающего действия"^{/5/}. В этом методе отражающая шторка устанавливается или убирается на одной из ветвей пути следования частицы в интерферометре после того, как частица по времени минует точку разветвления. Проведенное в данной работе исследование позволяет заранее предсказать результаты подобного эксперимента.

Для большей конкретности мы будем рассматривать нейтроны (массивные частицы) и фотоны (безмассовые частицы). Отражатель и детектор будут считаться идеальными, а прерывание пучка — мгновенным. Волновая функция на пути I (см. рисунок) при $t < 0$ имеет вид

$$\psi_1 = (e^{ipx} - e^{-ipx}) \theta(x < 0) e^{-i\omega_p t}, \quad (1)$$

где ω для нейтронов и фотонов равно соответственно $p^2/2$ и $|p|$, ($\hbar$, c и m полагаются равными единице). При $t > 0$, после того как шторка мгновенно убирается, волновая функция записывается в виде

$$\psi_1 = \int_{-\infty}^{\infty} A(k) e^{ikx - i\omega_k t} dk / 2\pi. \quad (2)$$

Вследствие непрерывности волновой функции при $t = 0$ коэффициенты $A(k)$ определяются из фурье-разложения (1):

$$A(k) = \int_{-\infty}^0 (e^{ipx} - e^{-ipx}) e^{-ikx} dx = \frac{i}{k-p+i\epsilon} - \frac{i}{k+p+i\epsilon}. \quad (3)$$

Очевидно, что начало отсчета $x = 0$ выбирается в точке, где располагается шторка. Подставив (3) в (2), после несложных вычислений (см. /1/) получаем для точек x , отстоящих от шторки достаточно далеко, в случае нейтронов

$$\psi_{1n} \approx F(a_-) \exp(ipx - ip^2 t/2), \quad (4)$$

где

$$F(a) = \int_a^\infty \frac{dy}{\sqrt{\pi i}} e^{iy^2}; \quad F(0) = \frac{1}{2}; \quad a_{\pm} = (x \pm vt)/\sqrt{2\hbar t/m}. \quad (5)$$

Обратим внимание на то, что все величины в $a_{\pm}$ для удобства записаны в своих естественных размерностях. Приближенность равенства (4) состоит в том, что в нем пренебрегли слагаемым $\sim F(a_+)$, поскольку для макроскопических расстояний $a_+ \gg 1$ и $F(a_+) \approx 0$ при всех значениях времени t и почти для всех скоростей нейтрона v .

В случае фотонов волновую функцию после подстановки (3) в (2) можно записать в виде

$$\psi_{1ph} = \theta(t > .x) e^{ipx - ipt} + \beta_- f(\beta_-)/|\beta_-|, \quad (6)$$

где

$$f(\beta) = \int_0^\infty e^{-\beta y} \frac{dy}{\pi(y^2 + 1)}; \quad f(0) = \frac{1}{2}; \quad \beta_{\pm} = 2\pi(x \pm ct)/\lambda, \quad (7)$$

λ — длина волны фотона, и все величины в β записаны в естественных размерностях. В выражении (6), опять же для простоты, пренебрегли слагаемым, содержащим $f(\beta_+)$, поскольку для макроскопических расстояний $\beta_+ \gg 1$ и $f(\beta_+) \approx 0$.

В месте расположения детектора волновую функцию частицы, прошедшей по пути II, можно представить в виде

$$\psi_2 = \exp(i\phi) \exp(ipx - i\omega_p t). \quad (8)$$

где ϕ — дополнительный набег фазы на пути II.

Интенсивность, регистрируемая детектором, $I = |\psi_1 + \psi_2|^2$, (предполагаем его бесконечно тонким и абсолютно эффективным) в точке x (т.е. на расстоянии x от шторки), в случае нейтрона равна

$$I_n = |F(a_-) + \exp(i\phi)|^2, \quad (9)$$

а в случае фотона

$$I_{ph} = |\beta_- f(\beta_-) / \beta_- + (\theta(t > x) + e^{i\phi}) \exp(ipx - ipt)|^2. \quad (10)$$

Из (9) непосредственно следует, что в случае нейтронов переходный процесс занимает промежуток времени $t_0 \pm \tau$ вблизи значения $t_0 = x/v$, причем $\tau = \sqrt{x/v\omega}$, где $\omega = mv^2/2\hbar$, и τ тем больше, чем больше расстояние x и меньше скорость v . В случае ультрахолодных нейтронов ($v \approx 5$ м/с, $\omega \approx 10^8$ с⁻¹) при $x \approx 10$ см имеем $\tau \approx 10^{-5}$ с, что является вполне наблюдаемой величиной. При увеличении расстояния длительность переходного процесса возрастает $\sim \sqrt{x}$.

В противоположность этому у фотонов длительность переходного процесса равна $\tau \approx \lambda/c$, что для видимого света составляет $\sim 10^{-15}$ с и не зависит от расстояния. Таким образом, переходный процесс существенным образом определяется дисперсионным соотношением.

Если дисперсионное соотношение для нейтрона записать в релятивистском виде, то это почти не изменит результат. В течение времени $0 < t < x/c$ коэффициент F в (4) растет экспоненциально, но только до значения $(v/c)(\lambda_c/x) \ll 1$, где $\lambda_c = \hbar/mc$ — комптоновская длина волны. При $t \gg x/c$ справедливо нерелятивистское приближение.

Интересно отметить, что в соответствии с (9) скорость счета нейтронов в некоторые моменты времени превосходит стационарную скорость счета — это типичный дифракционный эффект^{/3/}. Его можно использовать, например, для наблюдения распыливания волнового пакета. В эксперименте^{/6/} (см. также^{/7,8/}) эффект распыливания в принципе не наблюдаем, поскольку интерференция двух пакетов определяется не столько пространственным перекрытием, сколько частотным.

Из проведенного выше исследования следует, что в экспериментах с запаздывающим действием^{/5/} число частиц, отраженных от шторки, помещенной на одной из ветвей пути следования частицы, не зависит от того, помещается ли шторка до того момента времени, как частица достигла точки разветвления пути в интерферометре, или после.

Авторы благодарны В.И.Лушикову за интерес к работе и полезные обсуждения.

Л и т е р а т у р а

1. Moshinsky M. Phys.Rev., 1952, vol.88, p.625.
2. Герасимов А.С., Казарновский М.В. ЖЭТФ, 1976, т.71, с.1700.

3. Gahler R., Golub R. Z.Phys., 1984, vol.56B, p.5.
4. Rauch H. J. de Phys., 1984, vol.45 (C-3), p.C3-197.
5. Miller W.A. In: Proc. Int. Symp. on Foundations of Quantum Mechanics in Light of New Technology. (Ed. by S.Kamefuchi et al.). Phys.Soc.Jap., Tokyo, 1983, p.153.
6. Kaiser H., Werner S.A., George E.A. Phys.Rev.Lett., 1983, vol.50, p.560.
7. Klein A.G., Opat G.I., Hamilton W.A. ibid, p.563.
8. Comsa G. Phys.Rev.Lett., 1983, vol.51, p.1105.

Рукопись поступила 12 февраля 1985 года.

К ВОПРОСУ ОБ АЛГЕБРАИЧЕСКОЙ КОНСТРУКЦИИ ПОКОЛЕНИЙ ЛЕПТОНОВ И КВАРКОВ

А.Б.Говорков

Все лептоны и кварки объединяются в одно спинорное гиперполе, построенное на системах неассоциативных гиперкомплексных постоктонионных чисел. Появление последовательных поколений лептонов и кварков связывается с процедурой Кэли-Диксона удвоения систем гиперчисел. Формулируется спонтанно-нарушенная $G_2 \times SU(2)_L \times U(1)$ калибровочная симметрия, и цветовая симметрия кварков $SU(3)_c$ объясняется как остающаяся ненарушенной подгруппа G_2 автоморфизмов постоктонионных гиперчисел. Число поколений в такой теории может составлять лишь 2^n ($n=0,1,2,\dots$).

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

On the Algebraic Construction of Lepton-Quark Generations

A.B.Govorkov

All leptons and quarks are united into a spinor hyperfield constructed over systems of nonassociative hypercomplex postoctonion numbers. Arising of successive lepton-quark generations is connected with the Cayley-Dickson iterative process for hypernumber systems. Spontaneously broken $G_2 \times SU(2)_L \times U(1)$ gauge symmetry is formulated and the colour $SU(3)_c$ quark symmetry is explained as the unbroken subgroup of G_2 , the broken automorphism group of postoctonion hypernumbers. The number of generations in this theory should be equal to 2^n ($n=0,1,2,\dots$).

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics.

В последние годы в физике элементарных частиц стали популярными представления о последовательно появляющихся поколениях фундаментальных частиц — лептонов и кварков. В настоящее время после открытия t -кварка известно три целиком заполненных поколения, состоящих из следующих лептонов и кварков: ν_e, e, u, d ; ν_μ, μ, c, s ; ν_τ, τ, t, b . Самым замечательным свойством этой последовательности является точная повторяемость (по крайней мере, известных)

свойств лептонов и кварков при переходе от одного поколения к другому: копирование электрических зарядов и электрослабых взаимодействий (с учетом смешивания кварков из разных поколений), одинаковость цветовых свойств кварков и совершенство цветовой $SU(3)_c$ -симметрии. Единственное пока что известное различие заключается в увеличении масс частиц (возможно, за исключением масс нейтрино). В связи с этим предлагались различные теоретические схемы, основанные на применении калибровочных "фамильных" групп, когда собственным значениям одного из генераторов сопоставлялись номера поколений.

Правомерен, однако, иной, алгебраический подход к описанию внутренних симметрий элементарных частиц, который не предполагает заранее наличия каких-либо фиктивных внутренних пространств, отвечающих новой степени свободы (например, номеру поколения), но связывает наличие последней скорее с определенными алгебраическими свойствами единого поля, описывающего все частицы сразу.

Гюрсей^{/1/} (см. также^{/2/}) предложил описывать совокупность одного лептона и одного цветного кварка посредством гиперполя, построенного на октонионах

$$\psi(x) = \lambda(x)u_0^* + \vec{Q}(x) \cdot \vec{u}^* + \lambda^*(x)u_0 + \vec{Q}^*(x) \cdot \vec{u}, \quad (1)$$

где u_0, u_A ($A = 1, 2, 3$) — октонионные единицы в расщепленном базисе, а $\lambda(x)$ и $Q_A(x)$ — дираковские поля для лептона и цветных кварков. (λ^* и Q_A^* — комплексно-сопряженные поля. Используется майорановское представление, в котором комплексное и зарядовое сопряжения совпадают). Конструкцию (1) будем называть "октополем".

Возникает естественное желание расширить эту конструкцию таким образом, чтобы она включала, по крайней мере, целое поколение (= два лептона + два цветных кварка), а как осуществление конечной цели — все поколения лептонов и кварков. Гюрсей^{/3/} предложил такое обобщение на основе исключительной йордановской алгебры над октонионами и пришел к рассмотрению исключительных картановских групп как фундаментальных групп симметрии лептонов и кварков. В такой схеме количество лептонов и кварков ограничено.

В данной заметке указывается на другую, более непосредственную возможность обобщения конструкции (1), основанную на удвоении систем гиперкомплексных чисел (гиперчисел) путем последовательного применения процедуры Кэли-Диксона (см. ^{/4,5/}; очень кратко эта процедура описана в конце настоящей заметки). Так, при удвоении октонионов получается система, которую мы будем называть диоктонионами, а по-

строенное на ней диоктополе имеет вид

$$\psi(x) = \nu(x) u_0^* + \vec{u}(x) \cdot \vec{u}^* + e(x) U_0^* + \vec{d}(x) \cdot \vec{U}^* + \text{к.с.} \quad (2)$$

и содержит полное первое поколение лептонов и кварков. Повторив процедуру удвоения, получим систему ди-диоктонионов и основанное на ней ди-диоктополе, содержащее уже два поколения лептонов и кварков: $\nu_e, e, \vec{u}, \vec{d}; \nu_\mu, \mu, \vec{e}, \vec{s}$. Однако следующее удвоение должно привести сразу к четырем поколениям и первое предсказание этой процедуры заключается в том, что число поколений не может остановиться на известных к настоящему времени трех, но должно обязательно существовать четвертое поколение. Если мы продолжим удвоение, то следующий шаг приведет нас сразу к восьми поколениям, а дальнейшие шаги поведут к катастрофическому росту их числа.

Замечательным свойством всех таких систем постоктонионных гиперчисел является то, что группой автоморфизмов для любой из них, начиная с октонионов, является исключительная картановская группа G_2 (14 параметров, ранг 2)^{1/4}. При этом преобразования, принадлежащие к этой группе, совершаются автономно для отдельных пар лептонов и кварков

$$(\nu_e, \vec{u}), (e, \vec{d}), (\nu_\mu, \vec{e}), (\mu, \vec{s}) \text{ и т.д.} \quad (3)$$

и каждая такая пара образует 7-мерное представление G_2 . Руководствуясь калибровочным принципом, можно потребовать инвариантность теории относительно локальных автоморфизмов G_2 . Тогда возникают следующие калибровочные векторные поля: комплексное цветное поле лепто-кварков $\vec{y}_\mu$, определяющее переходы между лептоном и кварком из одной и той же пары (3), и восемь вещественных глюонных полей, взаимодействующих только с кварками. Для включения механизма Хиггса спонтанного нарушения калибровочной G_2 -симметрии наряду с исходным спинорным гиперполем предполагается наличие также скалярного гиперполя с повторением компонент

$$\phi(x) = \phi_0(x) u_0^* + \vec{\phi}(x) \cdot \vec{u}^* + \phi_0(x) U_0^* + \vec{\phi}(x) \cdot \vec{U}^* + \text{к.с.} \quad (4)$$

Гамильтониан такого поля предполагается имеющим спонтанно-нарушенный вид. Используя физическую калибровку, можно исключить цветные компоненты $\vec{\phi}$, а поле ϕ_0 превратить в чисто мнимое. В такой калибровке возникает единственный массивный скалярный хиггсовский мезон, лепто-кварки $\vec{y}_\mu$ приобретают массу, а глюоны остаются безмассовыми. Таким образом, группа G_2 локальных автоморфизмов для всех пар "лептон-кварк" из (3) нарушается единым образом, а ее цве-

товая подгруппа $SU(3)_c$ остается ненарушенной и действующей для всех цветных кварков одинаково: данная конструкция естественным образом объясняет наличие у кварков (и отсутствие у лептонов) цветовой степени свободы и совершенство связанной с нею цветовой симметрии $SU(3)_c$.

Начиная с диоктонионов, можно, помимо группы автоморфизмов, рассмотреть также группу электрослабых взаимодействий и в качестве полной калибровочной симметрии принять прямое произведение

$$G_2 \times SU(2)_L \times U(1). \quad (5)$$

Отметим, что, в отличие от G_2 , группа электрослабых взаимодействий связывает компоненты гиперполя из разных лептон-кварковых пар. Как обычно, ее дублетами являются (ν_L, e_L) , (u_L, d_L) и т.д., а синглетами — $e_R, \bar{u}_R, \bar{d}_R$ и т.д. Обычным образом вводятся калибровочные поля $W_\mu^\pm, Z_\mu$ и $A_\mu^{э.м.}$. Для спонтанного нарушения электрослабых взаимодействий необходимо, помимо (4), предположить наличие другого скалярного хиггсовского диоктополя

$$\xi(x) = \xi_0(x) u_0^* + \vec{\xi}(x) \cdot \vec{u}^* + \Xi_0^-(x) U_0^* + \vec{\Xi}^-(x) \cdot \vec{U}^* + \text{к.с.} \quad (6)$$

Используя G_2 -инвариантность, можно, в принципе, выбрать такую калибровку, в которой векторные компоненты $\vec{\xi}$ и $\vec{\Xi}$ будут отсутствовать. Однако она может не совпадать с калибровкой, использованной выше для устранения поля $\vec{\phi}$. При переходе к последней у поля (6) вновь возникнут цветные компоненты, пропорциональные параметрам перехода $\vec{y}$:

$$\vec{\xi} = i\vec{y}(\xi_0 - \xi_0^*), \quad \vec{\Xi}^- = i\vec{y}(\Xi_0^- - \Xi_0^{-*}). \quad (7)$$

Но теперь можно воспользоваться $SU(2)_L \times U(1)$ -калибровочной инвариантностью и, как обычно, устранить компоненту Ξ_0^- , а компоненту ξ_0 сделать чисто вещественной. В этом случае выражения (7) автоматически обращаются в нуль, а поле (6) содержит лишь одну вещественную компоненту ξ_0 , т.е. превращается из гиперполя в обычное поле. В результате мы приходим к обычной теории Глэшоу-Салама-Вайнберга.

Делая следующий шаг и переходя к ди-диоктонионам, т.е. к двум поколениям лептонов и кварков, мы не увеличиваем число хиггсовских скалярных полей, но лишь повторяем компоненты (4) четыре раза, а компоненты (6) — дважды. При этом, однако, кварковые поля, входившие в исходное спинорное ди-диоктополе типа (2), могут смешиваться в слабых левокиральных дублетах и правокиральных синглетах, как это при-

нято в схеме Кабиббо-Глэшоу-Иллиопулоса-Майани. Аналогичную картину мы получаем и при следующем удвоении, при котором, однако, появляется сразу четыре поколения, и поэтому вместо схемы смешивания кварков Кобаяши-Маскава для трех поколений следует рассматривать более общую схему смешивания четырех поколений кварков.

В данной теории поколений пока что нет "настоящего" объединения всех взаимодействий на основе какой-либо простой группы "великого объединения". Принципиально имеется возможность рассматривать калибровочные симметрии $SO(2^n)$ ($n = 3, 4, 5, \dots$ соответственно для октонионов, диоктонионов, ди-диоктонионов и т.д.) преобразований всех вещественных (майорановских) полей, входящих в состав исходных спинорных полей типа (1), (2) и т.д. Так, для четырех поколений мы будем иметь группу $SO(64)$. В этом случае, однако, возникает серьезная проблема иерархии нарушений такой большой симметрии в рамках хиггсовских гиперполей.

Следует также подчеркнуть, что в данной схеме фундаментальными предполагаются лишь спинорное и хиггсовские скалярные гиперполя, тогда как калибровочные поля возникают как производные из требования локальной калибровочной инвариантности. Вопрос о формулировке калибровочных полей в терминах гиперполей, равно как и вопрос о формулировке юкавского взаимодействия между спинорным и скалярными гиперполями, ответственного за возникновение масс у фермионов, выходят за пределы данной заметки.

В заключение приведем краткую формулировку процедуры Кэли-Диксона — удвоения гиперкомплексных систем ^{/4,5/}. Пусть задана таблица умножения "старых" гиперкомплексных единиц:

$$e_i e_j = -\delta_{ij} + f_{ijk} e_k, \quad i, j = 1, \dots, N.$$

Коэффициенты f_{ijk} антисимметричны и однозначны, т.е. при заданных i и j может существовать лишь единственное значение k , при котором $f_{ijk} \neq 0$. Вводится новая гиперкомплексная единица e , такая, что $e^2 = -1$, а ее умножение на старые гиперединицы антисимметрично. Теперь можно определить N "новых" гиперкомплексных единиц:

$$E_i = e e_i = -e_i e, \quad i = 1, \dots, N.$$

Для них принимается следующая таблица умножения:

$$e E_i = -E_i e = -e_i, \quad e_i E_j = -E_j e_i = -e(e_i e_j), \quad E_i E_j = e_i e_j.$$

Таким образом, определена полная таблица умножения для всех $2N + 1$ новых и старых гиперкомплексных единиц вместе. Для полученной удвоенной системы гиперкомплексных чисел продолжают выполняться следующие свойства: антисимметрия и однозначность коэффициентов f_{ijk} , инволюция (изменение знака всех гиперединиц на противоположный), гибкость (подразумевающая возможность построения степенных рядов) и автоморфизм G_2 . Приведем также пример построения расщепленного базиса для диоктонионов при помощи мнимой единицы i , коммутирующей со всеми гиперединицами:

$$u_0 = 1 + ie_7, \quad u_A = e_A + ie_{A+8}, \quad U_0 = e + iE_7,$$

$$U_A = e_A + iE_{A+8}, \quad A = 1, 2, 3.$$

Автор выражает глубокую признательность В.И.Огиевскому и И.В.Полубаринову за обсуждение затронутых здесь вопросов.

Л и т е р а т у р а

1. Gursey F. Proc. "Johns Hopkins Workshop on Current Problems in High Energy Particle Theory". Johns Hopkins Univ., 1974, p.15.
2. Casalbuoni R., Domokos C., Kovesi-Domokos S. Nuovo Cim., 1976, 31A, p.423.
3. Gursey F. Proc. Kyoto Int. Symp. on Math. Phys. Springer, 1976, p.225.
4. Schafer R.D. Amer.J.Math., 1954, 76, p.435.
5. Polubarinov I.V. JINR, E2-84-654, Dubna, 1984.

Рукопись поступила 6 марта 1985 года.

ИСПУСКАНИЕ ЯДЕР НЕОНА ПРИ РАСПАДЕ ^{233}U

С.П.Третьякова, А.Сэндулеску, Ю.С.Замятнин,
Ю.С.Короткин, В.Л.Михеев

Обнаружен новый вид распада ^{233}U с испусканием ядра неона. Регистрация неона на фоне большого числа α -частиц производилась трековым детектором из полиэтилентерефталата. За время экспонирования слоя ^{233}U массой 75 мг в течение 28 суток зарегистрировано 16 актов распада, что соответствует относительной вероятности процесса по отношению к α -распаду $\lambda_{\text{Ne}}/\lambda_{\alpha} = (7,5 \pm 2,5) \cdot 10^{-13}$.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ.

Ne Emission by Spontaneous Decay of ^{233}U

S.P.Tretyakova et al.

A new type of decay of ^{233}U by Ne emission is discovered. The detection of Ne among a great number of α -particles was performed using track detector of polyethyleneterephthalate. At the exposition of 75 mg of ^{233}U 16 decay events have been detected during 28 days. It corresponds to relative probability of the process with respect to α -decay $\lambda_{\text{Ne}}/\lambda_{\alpha} = (7.5 \pm 2.5) \cdot 10^{-13}$.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Reactions, JINR.

Несколько лет тому назад было теоретически предсказано существование нового вида распада тяжелых ядер, промежуточного между спонтанным делением и α -распадом $^{71}/$, при котором испускаются тяжелые ядерные кластеры и образуются остаточные ядра, близкие к дважды магическому ядру ^{208}Pb . В 1984 году рядом исследователей $^{2-5}/$ получено экспериментальное подтверждение такого вида распада, а именно — распад изотопов радия с испусканием ядра ^{14}C .

В свете этих результатов представлялось интересным проверить возможность существования других видов распада, в частности, эмиссии ^{24}Ne — процесса, по теоретическим оценкам, наиболее вероятного после эмиссии ^{14}C , и одновременно с этим расширить круг изучаемых исходных ядер. В качестве исследуемых нами были выбраны ядра ^{231}Pa и ^{233}U . Первые результаты, подтверждающие испускание ядер неона, были получены для ^{231}Pa и ^{232}U $^{6.7}/$. В настоящей работе приводятся первые данные о существовании аналогичного распада ^{233}U .

Таблица 1

Исход- ное ядро	Продукты распада	Энергия реакции, МэВ	Кинети- ческая энергия неона, МэВ	Пробег в лав- сане, мкм	λ_{Ne}/λ_a
^{233}U	$^{209}\text{Pb} + ^{24}\text{Ne}$	60,8	54,3	30,8	$8 \cdot 10^{-12}$
	$^{208}\text{Pb} + ^{25}\text{Ne}$	60,5	54,3	31,2	$1 \cdot 10^{-11}$

Таблица 2

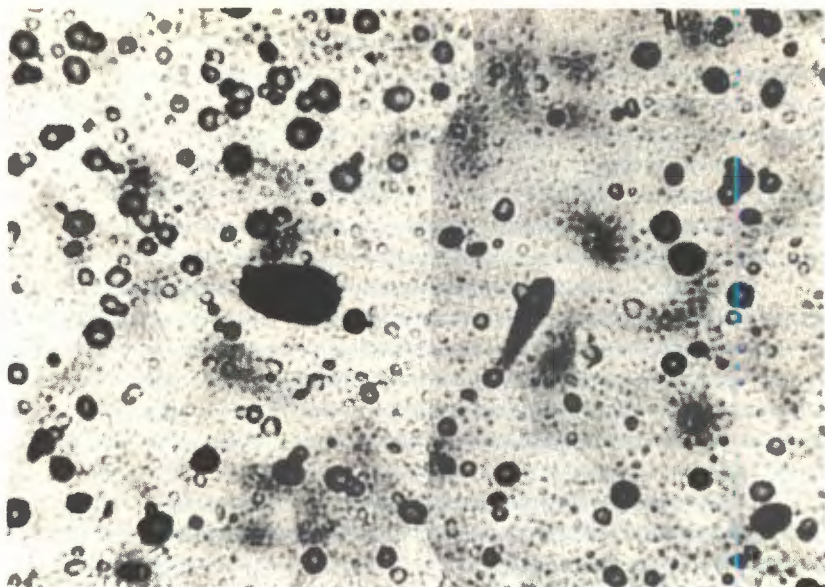
Изотопный состав урана

A	232	233	234	235	238
Содержа- ние изотопа, %	$4 \cdot 10^{-4}$	98,1	0,4	0,02	1,5

Согласно теоретическим оценкам^{/8/}, наиболее вероятными способами распада ^{233}U следует считать испускание ^{24}Ne и ^{25}Ne с образованием остаточных ядер ^{209}Pb и ^{208}Pb соответственно. Вероятность этих двух процессов практически одинакова и составляет $\sim 10^{-11}$ от вероятности α -распада (табл.1).

В эксперименте использовался слой оксида урана, нанесенный на никелевую подложку толщиной 0,1 мм. Общее количество ^{233}U составляло 75 мг, толщина слоя 0,33 мг/см². Изотопный состав урана, определенный масс-спектрометрическим методом, приведен в табл.2. Содержание изотопа ^{232}U и продуктов его распада определялось также измерением α -спектра тонкого слоя урана.

Регистрация продуктов распада на фоне большого числа α -частиц, как и в работе^{/6/} по изучению распада ^{231}Pa , производилась с помощью трековых детекторов из полиэтилентерфталата (лавсана). Лавсановый детектор толщиной 170 мкм помещался на слой урана с зазором ~ 1 мм, и вся сборка экранировалась кадмием для защиты от тепловых нейтронов. Экспонирование детектора производилось под бетонной защи-



Микрофотография следа кластера и осколка деления ^{238}U в лавсановом детекторе при увеличении в 600 раз. Время травления 3 часа в 20% NaOH при 60°C .

той толщиной 7 м для уменьшения влияния космического излучения. Время экспонирования детектора составило 28 суток.

Для идентификации кластера по параметрам трека лавсановые детекторы облучались на ускорителе У-300 ионами ^{20}Ne с энергией 46 ± 2 МэВ и 60 ± 2 МэВ (в вакууме) и затем α -частицами ^{238}Pu (на воздухе) таким же интегральным потоком, какой был за время экспозиции на ^{238}U . До травления все детекторы выдерживались 1 месяц на воздухе.

Травление детекторов проводилось в 20%-ном растворе NaOH при температуре 60°C . Для построения калибровочной кривой зависимости скорости травления вдоль трека от остаточного пробега $V_T = f(R)$ время травления выбиралось равным 2, 3 и 4 ч. Треки осколков деления за 2 ч травлились до конца пробега, а треки кластера имели характерную конусную форму с максимальной шириной трека, в два раза меньшей ширины трека осколка (см. рисунок). Средняя длина треков кластеров измерялась после 4 ч травления. Эффективность регистрации кластеров лавсановым детектором составляла 33%.

В результате обработки детекторов, экспонированных на слое ^{233}U , было зарегистрировано 16 треков — продуктов распада ^{233}U . Средняя длина треков легких ядер составила $30,5 \pm 1,4$ мкм в хорошем соответствии с ожидаемой при испускании ядер неона ураном.

На основании полученных результатов оценка относительной вероятности испускания ядер неона по отношению к α -распаду дает значение $\lambda_{\text{Ne}}/\lambda_{\alpha} = (7,5 \pm 2,5) \cdot 10^{-13}$, а парциальный период полураспада $T_{1/2} = (2,2 \pm 0,8) \cdot 10^{17}$ лет.

Так как энергия и пробег продуктов распада ^{233}U по каналам распада с вылетом двух изотопов неона практически совпадают (табл.1), то полученную вероятность распада ^{233}U следует рассматривать как суммарную по двум каналам распада.

Сравнительно небольшое число зарегистрированных ядер неона указывает на меньшую относительную вероятность такого способа распада ^{233}U по сравнению с ожидаемым ^{18}O и мало отличается от относительной вероятности испускания ядер неона изотопом ^{232}U , полученной в работе 17 . Вклад в наблюдаемый нами эффект распада ^{232}U с вылетом ядер неона не превышает 2%.

Общее число осколков деления, наблюдавшихся одновременно с ядрами неона, составляет 260. Как показали опыты по измерению выхода нейтронов, существенным источником осколков является вынужденное деление ^{233}U нейтронами из реакций (α, n) на ядрах ^{13}C и ^{18}O , содержащихся в лавсане. Менее 10% осколков образовалось за счет спонтанного деления четных изотопов урана. Поскольку выход ядер неона в тройном делении, согласно данным 19 , не превышает 10^{-6} на акт деления, тройное деление дает в наблюдаемый нами выход ядер неона вклад не более $10^{-3}\%$.

Авторы выражают глубокую благодарность академику Г.Н.Флерову и профессору Ю.Ц.Оганесяну за поддержку работы, Г.М.Тер-Акопяну, В.Бирхолцу, Л.В.Джолос, А.М.Кучеру, К.И.Меркиной, Е.А.Соколу, Г.Г.Банковой, Е.А.Петровой, Е.И.Куренковой за помощь при проведении измерений.

Л и т е р а т у р а

1. Сэндулеску А. и др. ЭЧАЯ, 1980, 11 (6), с.523.
2. Rose H.J., Jones J.A. Nature, 1984, 307, p.245.
3. Александров Д.В. и др. Письма в ЖЭТФ, 1984, 40, с.152.
4. Gales S. et al. Phys.Rev.Lett., 1984, 53, p.759.
5. Price P.B. et al. Phys.Rev.Lett., 1985, 54, p.297.
6. Săndulescu A. et al. In: JINR Rapid Comm., 1984, No.5-85, p.5.
7. Barwick S.W. et al. Submitted to Phys.Rev.Lett.
8. Poenaru D.N. et al. J.Phys.G: Nucl.Phys., 1984, 10, p.L183.
9. Vorobyov A.A. et al. Phys.Lett., 1972, 40B, p.102.

Рукопись поступила 2 апреля 1985 года.

RESONANCE PHASING OF THE PHASOTRON BEAM

S.B.Vorozhtsov, V.P.Dmitrievsky, L.M.Onishchenko

A problem to optimize a phasotron capture of the beam into the acceleration mode is considered. The numeric simulation of the accelerated beam dynamics and the experimental check by the initial operation of the JINR phasotron have revealed the effect of the resonance phasing of ions by a wave-like magnetic field during the first phase oscillation of particles. Making use of the effect allowed us to increase considerably the mean rate of the energy gaining and the axial beam focusing in the central zone of the machine. The principle problem of structural separation of acceleration and magnet system elements in the central zone has been solved for phasotrons with the spatial variation of the magnetic field.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Резонансная фазировка пучка фазотрона

С.Б.Ворожцов, В.П.Дмитриевский, Л.М.Онищенко

Рассмотрена проблема оптимизации фазотронного захвата пучка в режим ускорения. В результате численного моделирования динамики ускоряемого пучка и экспериментальной проверки физпуском фазотрона ОИЯИ был обнаружен эффект резонансной фазировки ионов волнообразным магнитным полем в процессе первого фазового колебания частиц. Использование эффекта позволило существенно увеличить средний темп набора энергии и аксиальную фокусировку пучка в центральной зоне установки. Решена принципиальная проблема конструктивного разнесения в пространстве элементов ускоряющей и магнитной систем в центральной области фазотрона с вариацией магнитного поля.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

In a classical synchrocyclotron the intensity of the beam captured into acceleration is limited in the phase motion by two factors^{1/}.

(i) The initial values of the phase (ϕ_0) and its time variation rate ($\dot{\phi}_0$) for particles of the accelerated beam must be obtained within the separatrix.

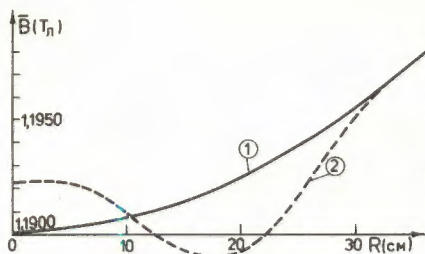


Fig.1. The mean magnetic field.
1 — smooth field, 2 — new field.

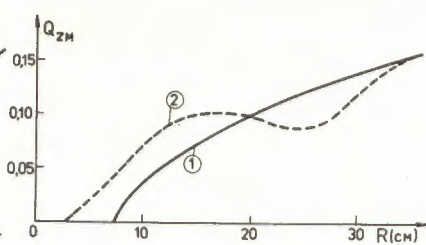


Fig.2. The frequency of axial oscillations. 1 — smooth field, 2 — new field.

(ii) The kinetic energy of ions during the 1st synchrotron oscillation must not reduce to values at which losses on the injector and losses due to scattering on the residual gas drastically grow.

In a phasotron with the spatial variation of the magnetic field^{/2/} the situation is aggravated by a smaller longitudinal beam focusing (parameter $K = -\frac{d \ln f}{d \ln E} \rightarrow 0$, where f is the frequency of revolution, E is the total energy of particles) and by absence of the magnetic axial stability in the central zone. Reduction of the parameter K (making it nearer to the cyclotron mode) is due to the increase of the mean value of the magnetic field over the radius (Fig.1, curve 1). Absence of the axial focusing (Fig.2, curve 1) is due to the increase of the mean field at small (or zero in the centre) values of the variation if elements of the acceleration and magnet systems are separated in the space (spiral iron pieces are not put inside the dee)^{/3/}. A weaker focusing increases the probability of axial losses of particles. The radial quality of the beam deteriorates. Requirements to the median plane symmetry of the magnetic field and to the minimal amplitude of the accelerating r.f. voltage become stricter ($\bar{B}_R \sim 0.05-0.10$ mT, $v_{\min} \sim 20$ kV for the JINR phasotron^{/4/}). The threshold value of the accelerating voltage amplitude appears as a result of necessity of using the electric focusing in the central zone of the phasotron^{/5/}. Reducing the value of K leads to a close tolerance for the deviation of the mean magnetic field from the required dependence ($\Delta \bar{B} \sim 0.4$ mT for the JINR phasotron^{/6/}) at a random form of this deviation.

Isochronous cyclotrons ($K = 0$) are devoid of above problems, because their accelerating voltage is much higher than that of a phasotron. It allows the focusing of ions at the first revolutions without the return of particles to the centre (absence of phase oscillations).

While revising theoretical concepts for the first phase oscillation on the basis of numerical calculations^{/7/}, we have found a new

law of the mean magnetic field variation along the radius for the JINR phasotron (Fig.1, curve 2). This law allows an acceleration mode with a reduced voltage amplitude (25-35 kV) with a significantly larger tolerance for violation of the median plane symmetry of the magnetic field ($B_R(Z=0) \sim 0.3-0.5$ mT). The novelty is in abandoning the classical phase stability concept which implied absence of the transition through the critical energy and a slow variation of the phase equation parameters during the first oscillation. In the new mode at a fast (as compared with the period of synchrotron oscillations) transition through the critical energy zones ($K=0$) the phase velocity and phase range of particles drop for the given phase volume of the beam due to increasing effective mass $M_{ef} = \frac{E}{(2\pi f)^2 K}$. This phase volume is retained in the range of accelerating phases, which results in a higher mean rate of the energy gaining and a weaker effect of the return to the centre. The necessary magnetic axial focusing of the beam (Q_{ZM}) at the first revolutions is provided by a decrease of the field along the radius (Fig.2, curve 2).

The resonance character of the effect of the wave-like shape of the new magnetic field (bump) on the beam is seen from the particle distribution over the value of the first radial minimum (R_{min} , Fig.3) at different values of the bump wave length

$$\bar{B}(r) = \bar{B}_T(r) + \Delta B_m \cdot J_0\left(\frac{r}{\lambda}\right) \exp\left(-\frac{r}{a}\right), \quad (1)$$

where $\bar{B}_T$ is the classical smooth field^{/2,3/}, ΔB_m is the bump amplitude (~ 10 mT), J_0 is the Bessel function of the zero order, a is a parameter (~ 66 cm). The optimum value of λ corresponds to a characteristic radial size of the first phase oscillation ≈ 48 cm.

The bump parameters are adjusted in order to obtain maximum values of R_{min} and Q_{ZM} at minimum losses for phase motion ($\approx 10\%$) with respect to the smooth (monotonously increasing) field mode. Numerical calculations show that despite the shift of the resonance value of the free radial oscillation frequency $Q_R = 1$ from the centre to the radius ≈ 20 cm (JINR phasotron) the increase of the amplitude of those oscillations is hardly noticeable until the 1st harmonic amplitude of the axial component of the magnetic field $B_{m1} < 0.5$ mT and the accelerating voltage amplitude $V > 20$ kV.

Employing a new shape of the field in a spatial variation phasotron allows one to solve the principle problem of separation of acceleration and magnet system elements in the central zone of the accelerator (there is no need to place spiral iron pieces inside the dee to achieve the axial focusing as it is done in the NEVIS phasotron with a smooth field^{/3/}). This cancels many technical problems and makes the operation of the machine much more reliable.

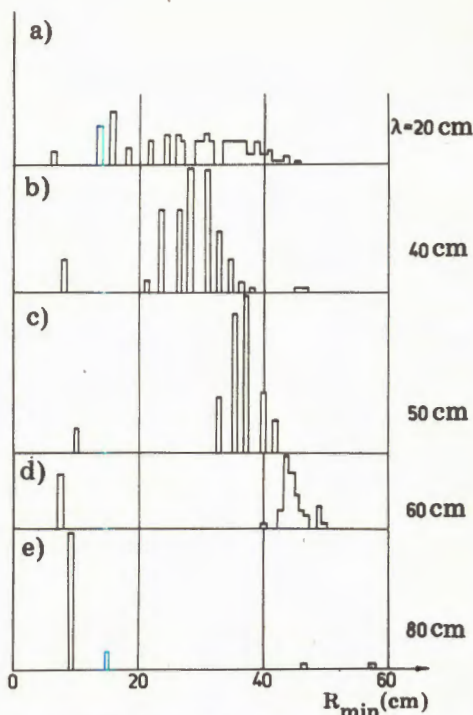


Fig.3. The resonance adjustment of the bump wave length to the maximum value of the first radial minimum of particles.

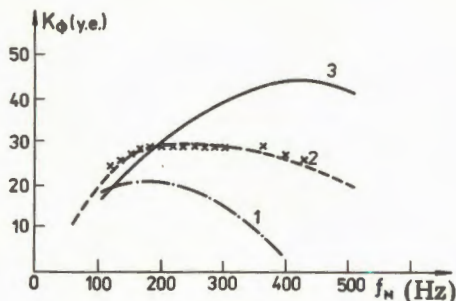
The principle difference between the new shape of the field proposed for phasotrons and other bumps previously employed for increasing the axial stability^{/6,9,10/} is in a sign-variable character of the parameter K variations (which is analogous to a strong focusing for the phase motion at the increase of the absolute value of K by an order of magnitude). The forms of field bump considered are related either

to large values of λ (Fig.3e), or to non-optimal changes of the bump shape owing to radius, which significantly limits the permissible radial gradient of the field as to the effect of phase losses of beam particles.

The discovered mode of phasotron capture is experimentally checked by a successful initial operation of the JINR phasotron where the bump-field was used (Fig.1). Calculations of the beam intensities for various amplitudes of the accelerating voltage are in good agreement with measurements performed at the operating accelerator (Fig.4). The field bump allowed the particle beam to pass through the central zone of the phasotron at $B_R \geq 0.6$ mT and $V = 30$ kV.

In future we are going to study the application of this mechanism of the resonance beam phasing for correlation of the longitudinal movement of particles with the parameters of the acceleration system over the whole range of radii, especially at the stretching of the beam by C-electrode^{/11/}. Thus, there is a possibility of employing the wave-like field as an alternative to variations of the energy gaining for realisation of the phase compression effect in the cyclotron^{/12/}.

Fig.4. The beam intensity after the first phase oscillation as a function of the repetition frequency rate of the accelerating system. 1 — 20 kV, 2 — 30 kV, 3 — 50 kV, xxx — beam intensity measurements.



Conclusion

The proposed resonance beam phasing in the central zone of the phasotron with the magnet field variation is experimentally checked at the JINR phasotron. The results confirmed the principle possibility of using structurally separated focusing and accelerating systems in phasotrons with the spatial variation of the magnet field.

The authors are grateful to V.P.Dzhelepov and V.V.Kolga for discussions of the results.

References

1. Bohm D., Foldy L. Phys.Rev., 1947, 72, p.649.
2. Глазов А.А. и др. АЭ, 1969, т.27, вып.1, с.16.
3. Storm D.W. IEEE Trans. on Nucl.Sci., 1979, NS-26, No.2, p.1970.
4. Ворожцов С.Б. и др. ОИЯИ, Р9-83-719, Дубна, 1983.
5. Дмитриевский В.П. и др. Тезисы совещания по изохронным циклотронам. Алма-Ата, 1967, с.10.
6. Dmitrievsky V.P. et al. Proc. of the Vth Int.Cycl.Conf. Oxford, 1969, p.717.
7. Ворожцов С.Б. и др. ОИЯИ, Р9-84-25, Дубна, 1984.
8. Коломенский А.А., Лебедев А.Н. Теория циклических ускорителей. ФМ, М., 1962, с.173.
9. Reiser M. Proc. of the Vth Int.Cycl.Conf. Oxford, 1969, p.749.
10. Uppsala University. GWI, Biennial Report 1980-1981.
11. Ворожцов С.Б. и др. ОИЯИ, Р9-12882, Дубна, 1979.
12. Joho W. Part.Acc., 1974, vol.6, p.41.

О РАСПАДЕ ^{158}Tb : НЕВОЗМОЖНОСТЬ "НЕЙТРИННОГО БАЛАНСА"

В.Б.Бруданин, Ш.Бриансон,¹ Р.Вален,¹ Ц.Вылов,
В.М.Горожанкин, К.Я.Громов, А.Маринов,
А.Ф.Новгородов, В.Н.Покровский, Н.И.Рухадзе,²
В.Т.Сидоров

С помощью полупроводниковых детекторов уточнены энергии возбужденных состояний ^{158}Gd и ^{158}Dy , заселяемых при распаде ^{158}Tb . Методом Хит-совпадений показано отсутствие ультранизкоэнергетической ветви К-захвата на уровень 1187 кэВ (^{158}Gd), что исключает возможность "нейтринного баланса" в этом распаде. Этот вывод подтверждается и анализом вероятностей К-захвата на уровни 1023 и 1041 кэВ, дающим для разности масс $^{158}\text{Tb} - ^{158}\text{Gd}$ значение $Q = 1212^{+10}_{-8}$ кэВ.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

On ^{158}Tb Decay: Impossibility of "Neutrino Balance"

Brudanin V.B. et al.

With the help of semiconductor detectors a more precise determination of the energies of ^{158}Gd and ^{158}Dy excited states populated at the decay of ^{158}Tb has been made. By the use of Хит-coincidence method the absence of an ultralow-energy К-capture branch to the state at 1187 keV (^{158}Gd) was shown. That excludes the possibility of "neutrino balance" in this decay. This conclusion was confirmed by the analysis of the probabilities of the К-capture to the states at 1023 and 1041 keV, which gives the value of $Q = 1212^{+10}_{-8}$ keV for the mass difference of $^{158}\text{Tb} - ^{158}\text{Gd}$.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Как известно, одной из возможностей определения массы нейтрино является изучение вероятности электронного захвата с малыми энергиями распада. Действительно, изменение

¹ ЦЯСМС, Орсе, Франция

² Тбилисский государственный университет

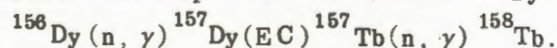
вероятности электронного захвата, обусловленное наличием конечной массы у нейтрино, связано с уменьшением фазового объема и пропорционально величине $(1 - m_\nu^2/Q_i^2)^{1/2}$, где m_ν — масса нейтрино, $Q_i = Q - \epsilon_i$, Q — энергия бета-распада, а ϵ_i — энергия связи электрона i -й оболочки атома.

В распаде ^{183}Ho , в случае, наиболее благоприятном из бета-переходов между основными состояниями ядер, на основании вероятности М-захвата в последнее время были получены оценки $m_\nu < 1,3 \text{ кэВ}^{1,2/}$ и $m_\nu = (245 \pm 500) \text{ эВ}^{3/}$. Отметим, что эти пределы значительно выше современной оценки для массы электронного антинейтрино $m_{\bar{\nu}} = 30 \text{ эВ}^{4/}$, и основным фактором, ограничивающим чувствительность в этом случае, является относительно высокая величина Q ($Q = 2,56 \pm 0,27 \text{ кэВ}$)^{3/}.

Одной из возможностей повышения чувствительности эксперимента является поиск случаев, например, К-захвата на возбужденные состояния ядер E^* с малыми значениями $Q_k = Q - E^* - \epsilon_k$. В табл.1, составленной на основании данных^{5,6/}, приведены сведения о нуклидах, в распадах которых не исключено существование ветвей К-захвата с малыми величинами Q_k . Заметим, что для нуклидов ^{153}Gd , ^{158}Tb и ^{173}Lu подобные ветви представляются менее вероятными. Однако первое сообщение об обнаружении ветви К-захвата с ультранизкой энергией $Q_k = 156 \pm 17 \text{ эВ}^{7/}$ относится именно к распаду ^{158}Tb , схема которого приведена на рис.1. Несколько позже, правда, появилось сообщение^{8/}, косвенно указывающее на ошибочность этого результата, который противоречит энергетическому балансу, сделанному на основе анализа совокупности экспериментальных данных об энергиях ядерных реакций и разностях масс нуклидов.

Учитывая важность вывода работы^{7/}, мы провели новый эксперимент по уточнению значений энергии уровней ^{158}Gd и измерению X_{yt} -совпадений при распаде ^{158}Tb .

Нуклид ^{158}Tb был получен в реакции двойного захвата тепловых нейтронов обогащенным ^{156}Dy



После облучения ^{156}Dy в течение полугода относительное содержание изотопов в мишени составило $^{157}\text{Tb}/^{158}\text{Tb} = 6,3 \pm 0,3$. В результате разделения изотопов мишени с помощью электромагнитного масс-сепаратора был изготовлен источник ^{158}Tb (0,62 мКи), примесь ^{157}Tb в котором уже не превышала 1%.

Измерения спектров гамма-квантов ^{158}Tb были проведены с помощью $\text{Ge}(\text{Li})$ -детекторов: планарного ($200 \text{ мм}^2 \times 5 \text{ мм}$) и коаксиального (объемом 100 см^3) с энергетическим

Таблица 1

НУКЛИД	$T_{1/2}$	$E^*, \text{кэВ}$	$Q, \text{кэВ}$	$Q - E^* - \epsilon_k', \text{кэВ}$	$I_i - I_f$	%	$I_\gamma, \%$
^{153}Gd	241,6(2)д	173	243,9(20)	22(2)	$3/2^- \rightarrow 5/2^+$	15	0,17
^{158}Tb	150(30)л	1187	1216,0(18)	-21(2)	$3^- \rightarrow 2^+$	3,8	1,6
^{173}Lu	499(5)д	636	675,1(27)	-22(3)	$7/2^+ \rightarrow 7/2^-$	1,7	0,75
^{128}Ba	2,43(5)д	375	453(21)	42(21)	$0^+ \rightarrow 0,1$	0,4	0,3
^{174}Lu	3,31(5)л	1318	1378,5(27)	-1,1(27)	$1^- \rightarrow 2^-$	6	0,04
^{188}Pt	10,2(3)д	478	535(9)	-19(9)	$0^+ \rightarrow 1^+$	13,7	1,9

Примечание: % — доля электронного захвата в процентах.

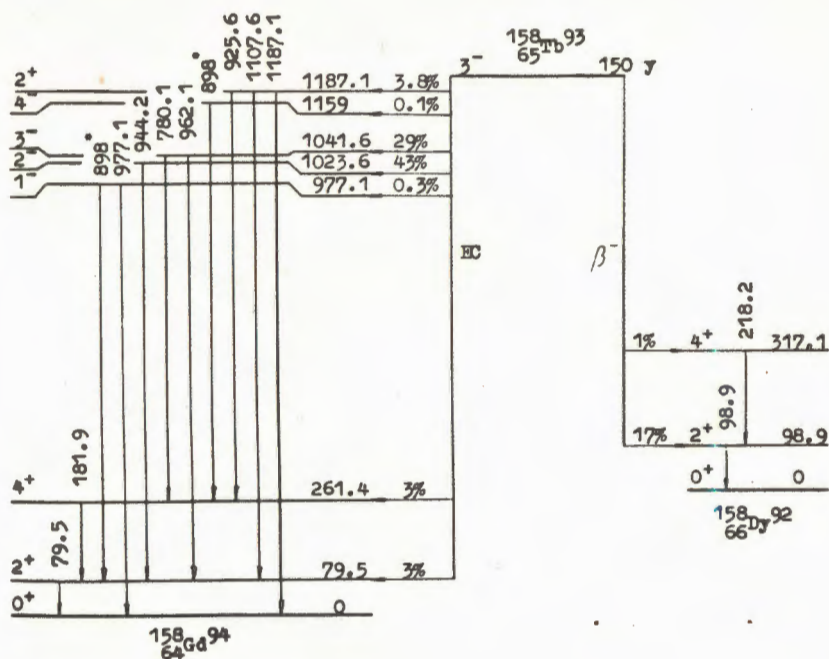


Рис.1. Схема распада ^{158}Tb .

разрешением 0,6 кэВ (для линии 122,06 кэВ ^{57}Co) и 2,0 кэВ (для линии 1332,51 кэВ ^{60}Co) соответственно. Энергетическая калибровка спектрометров, согласно ^{9/}, осуществлялась в предположении $E_{\gamma 411,8} (^{198}\text{Au}) = 411,8044(11)$ кэВ ^{10/}. Значения энергии уровней ^{158}Gd и ^{158}Dy , возбуждаемых в распаде ^{158}Tb , полученные по результатам измерений (табл.2), согласуются с данными наиболее полной работы ^{11/} и имеют значительно меньшие погрешности.

Спектры X_{yt} -совпадений исследовались с помощью спектрометра амплитудно-временных измерений, аналогичного описанному в ^{12/}, и коды зарегистрированных событий записывались на магнитную ленту. Регистрация гамма-квантов (канал "старт") осуществлялась с помощью HPGe-детектора объемом 70 см³ фирмы Schlumberger, а рентгеновских КХ-лучей (канал "стоп") — Ge(Li)-детектором объемом 200 мм² х 5 мм фирмы ORTEC, располагавшихся под углом 180°. Аналоговая электроника фирмы ORTEC обеспечивала высокое временное разрешение ($2\tau = 12$ нс) и хорошую временную стабильность. Фильтр из Al толщиной 400 мкм защищал Ge(Li)-детектор от попадания LX-лучей.

Таблица 2

НУКЛИД	Е, кэВ	ΔЕ, кэВ
^{158}Gd	79,513	0,001
	261,457	0,001
	1023,705	0,003
	1041,642	0,003
	1187,145	0,005
^{158}Dy	98,918	0,001
	317,139	0,004

Полученный трехмерный массив данных был обработан обычным способом с учетом фоновых и случайных совпадений. С помощью измерений одиночного спектра в тех же геометрических условиях была найдена величина

$$\frac{\Delta Y}{Y} = \left(\frac{S_{k\gamma 944}}{S_{\gamma 944}} - \frac{S_{k\gamma 962}}{S_{\gamma 962}} \right) / \left(\frac{S_{k\gamma 1023\Sigma}}{S_{\gamma 1023\Sigma}} \right),$$

где $S_{k\gamma}$ и S_{γ} — интенсивности счета совпадений в пиках $K_{\alpha} + K_{\beta}$ и γ -пика в одиночном спектре соответственно ($\gamma 1023\Sigma$ обозначает суммарный пик); как легко показать,

$$\frac{\Delta P_k}{P_k} = \frac{P_k(1023) - P_k(1041)}{P_k(1023)} = \frac{\Delta Y}{Y} \cdot (1 - a)^{-1},$$

где $P_k(E)$ — относительная вероятность К-захвата на уровень с энергией E , а — поправка, учитывающая суммирование каскадных излучений в X-детекторе и не превышающая в нашем случае нескольких процентов.

Найденное нами значение $\Delta P_k / P_k = 1,70(25) \cdot 10^{-2}$ соответствует (см. рис.2) разности масс

$$Q(^{158}\text{Tb} - ^{158}\text{Gd}) = 1212_{-8}^{+10} \text{ кэВ.}$$

Полученная оценка согласуется с данными систематики^{/8/} $Q = 1221,9 \pm 1,6$ кэВ и указывает на безусловный энергетиче-

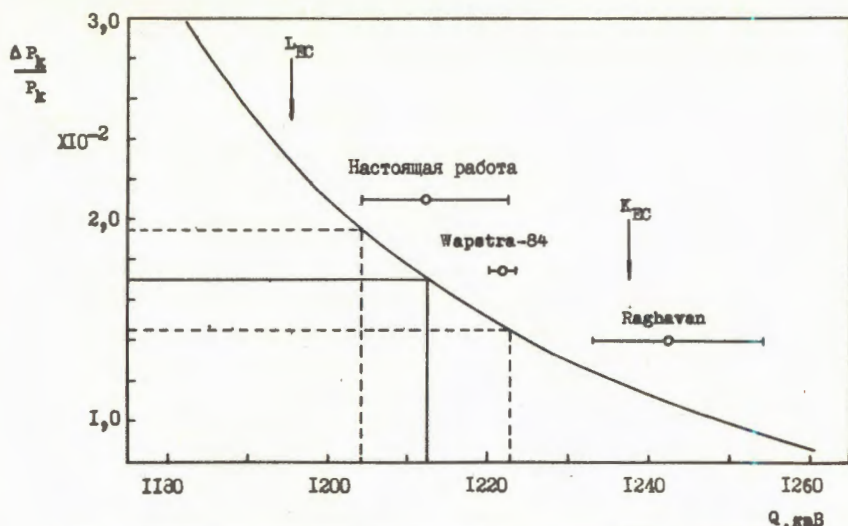


Рис.2. Сравнение значений энергий ЕС-распада ^{158}Tb , полученных в настоящей работе и в [6,7]. Кривая — расчетная зависимость относительного изменения вероятности К-захвата для уровней 1023,6 и 1041,6 кэВ ^{158}Tb $\Delta P_k/P_k$ от энергии распада Q . Пунктиром показан интервал полученной экспериментальной оценки $\Delta P_k/P_k$. Стрелками обозначены нижние границы энергий L_{EC} и K_{EC} захвата на уровень 1187 кэВ.

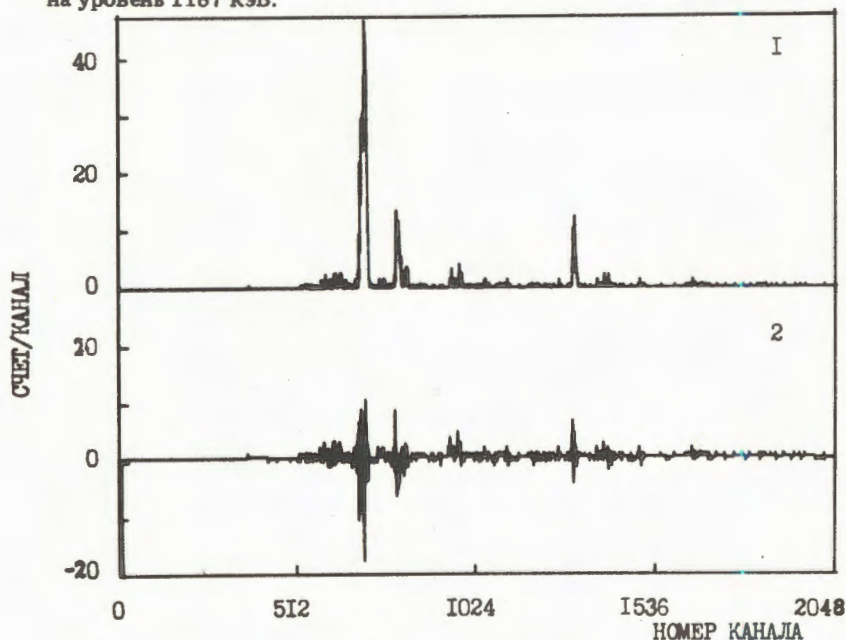


Рис.3. Спектр совпадений К α -лучей с γ -квантами γ 1187 кэВ. 1 — экспериментальный спектр; 2 — спектр с учетом фоновых и случайных событий.

ский запрет К-захвата на уровень с энергией 1187,1 кэВ при распаде ^{158}Tb .

Для проверки этого набор $X\gamma$ -совпадений был повторен без нарушения геометрического расположения с фильтром (фольги $\text{Al} + \text{Cu} + \text{Cd} + \text{Ta} + \text{Cd} + \text{Cu} + \text{Al}$ толщиной около 1 мм каждая) перед HPGe -детектором. Такой фильтр надежно предотвращал попадание мягких излучений (в особенности, γ 79,51 кэВ) в γ -детектор, которые могли бы имитировать истинные совпадения. Полученные результаты (см. рис.3) подтверждают предположение об отсутствии К-захвата на уровень с энергией 1187,1 кэВ.

Л и т е р а т у р а

1. Andersen J.U. et al. Phys.Lett., 1982, vol.113B, p.72.
2. Yasumi S. et al. Phys.Lett., 1983, vol.122B, p.461.
3. Yasumi S. et al. Proc. of XI Int. Conf. on Neutrino and Astrophysics "Neutrino-84". Nordkirchen near Dortmund, 1984, p. 202.
4. Lyubimov V.A. et al. Proc. of the Int. Europhysics Conf. HEP-83, Brighton, 1983, p.386.
5. Lederer C.M., Shirley V.S. Table of Isotopes. New York, 1978, 7th ed.
5. Wapstra A.H. et al. The 1984 At.Mass Table. Nucl.Phys. (In press).
7. Raghavan R.S. Phys.Rev.Lett., 1983, vol.51, p.975.
8. Burke D.G. Phys.Rev., 1984, vol.29C, p.2339.
9. Вылов Ц. и др. ЭЧАЯ, 1978, т.9, вып.6, с.1350.
10. Kessler E.G. et al. Phys.Rev.Lett., 1978, vol.40, p.171.
11. Paperiello C.J. et al. Nucl.Phys., 1970, A140, p.261.
12. Бруданин В.Б. и др. ОИЯИ, 13-83-747, Дубна, 1983.

Рукопись поступила 27 марта 1985 года.

РЕНОРМГРУППОВОЙ РАСЧЕТ НЕКОТОРЫХ ВКЛАДОВ В СВЕРХТОНКОЕ РАСЩЕПЛЕНИЕ ОСНОВНОГО УРОВНЯ МЮОНИЯ

В.В.Старшенко*, Р.Н.Фаустов

В работе рассмотрен вклад слагаемых, зависящих от логарифма отношения масс мюона и электрона, в сверхтонкое расщепление основного уровня в мюонии. Для диаграмм, содержащих радиационные поправки к фотонным линиям, эти слагаемые вычислены из условия инвариантности величины сверхтонкого расщепления относительно выбора схемы перенормировки фотонного пропагатора.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Renormalization Group Calculation of Some Contributions to Hyperfine Splitting of the Ground Level in Muonium

V.V.Starshenko, R.N.Faustov

The paper deals with the contribution of the terms, depending on logarithm of muon and electron masses ratio, to the hyperfine splitting of the ground level in muonium. In the case of diagrams with radiation corrections to photon lines these terms are calculated on the basis of hyperfine splitting invariance under choice of renormalization scheme for photon propagator.

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

Рассчитанная на основе квантовой электродинамики величина сверхтонкого расщепления основного уровня в мюонии содержит слагаемые, зависящие от логарифма отношения масс мюона и электрона. Для вычисления некоторых из них может быть использован метод ренормгруппы. В работе^{/1/} при помощи данного метода был исследован вклад слагаемых, зависящих от логарифма отношения масс, в величину аномального магнитного момента мюона. Основой для этого послужило полученное в^{/2/} уравнение для фотонного пропагатора, спра-

* Московский государственный университет

ведливое в пределе $m_e/m_\mu \rightarrow 0$, где m_e и m_μ — массы электрона и мюона соответственно. Однако вычислить таким способом вклад членов, содержащих $\ln(m_\mu/m_e)$, в сверхтонкое расщепление основного уровня в мюонии оказывается невозможным, так как они принадлежат к числу радиационных поправок на отдачу и исчезают в пределе $m_e/m_\mu \rightarrow 0$. Мы в данной работе используем несколько иной подход к проблеме ренормгрупповой инвариантности, предложенный в ^{/3/}.

Рассмотрим следующую схему перенормировок (СП) в квантовой электродинамике. Константа перенормировки фотонного пропагатора вычисляется по модифицированной схеме минимального вычитания ^{/4/}, а остальные константы перенормировки определяются как в обычной схеме вычитания на массовой поверхности. При этом фотонный пропагатор зависит от произвольного параметра μ , имеющего размерность массы, и значение $\mu = m_e$ соответствует схеме вычитания на массовой поверхности (см. ^{/5/}). Таким образом, мы определили набор СП, обладающий следующими особенностями:

схема вычитания на массовой поверхности принадлежит данному набору;

в следующем после ведущего порядке СП может быть параметризована величиной μ/m_e ;

перенормированная масса не зависит от μ и равна физической массе;

зависимость константы связи от μ описывается β -функцией с коэффициентами, не зависящими от массы ^{/6/}. Пусть a — бегущая константа связи (для схемы вычитания на массовой поверхности $a = \alpha/\pi$). Тогда зависимость a от μ описывается уравнением

$$\mu \frac{\partial a}{\partial \mu} = \beta(a) = \beta_0 a^2 + \beta_1 a^3 + \dots, \quad (1)$$

где коэффициенты $\beta_0 = 2/3$ и $\beta_1 = 1/2$ не зависят от выбора СП. Для переменной $\tau = -\beta_0 \ln(\mu/\Lambda)$ имеем $\partial a/\partial \tau = -a^2(1 + \beta_1 a/\beta_0 + \dots)$, где масштабный параметр Λ определяется обычным образом (см., например, ^{/6/}). Мы обрываем ряд для β -функции на втором слагаемом и в дальнейшем вместо принятого в этом случае обозначения $a^{(2)}$ будем писать просто a .

Рассмотрим физическую величину R , вычисляемую по теории возмущений с помощью СП из определенного выше набора. Так как значение R не зависит от выбора СП, должно выполняться следующее условие:

$$\partial R/\partial \tau = 0. \quad (2)$$

Для величины $R^{(2)} = r_0 a(1 + r_1 a)$, являющейся приближением второго порядка для R , получаем

$$\frac{\partial R^{(2)}}{\partial r} = 0(a^3),$$

откуда

$$\frac{\partial r_0}{\partial r} = 0, \quad \frac{\partial r_1}{\partial r} = 1. \quad (3)$$

Мы видим, что r_0 не зависит от выбора СП, а $r_1 = r + \rho_1$, где константа ρ_1 вычисляется, если известно значение r_1 для какой-либо СП.

На основании условия (2) мы можем сделать некоторые оценки следующего (третьего) члена ряда теории возмущений. Зависимость этого слагаемого от r должна быть устроена таким образом, чтобы скомпенсировать зависимость $R^{(2)}$ от r с точностью до a^4 . Мы рассмотрим величину $\Omega^{(2)}(r_1, r)$, определяемую следующим образом:

$$\frac{\partial}{\partial r} (R^{(2)} + \Omega^{(2)} a^3) = 0(a^4).$$

Отсюда следует, что

$$\frac{\partial \Omega^{(2)}}{\partial r} = r_0(2r_1 + c), \quad (4)$$

где $c = \beta_1/\beta_0$. Зависимость коэффициента r_1 от r нам известна. Проинтегрировав (4), получаем

$$\Omega^{(2)} = r_0 r_1 (r_1 + c) + \text{const}. \quad (5)$$

Для определения постоянной интегрирования необходимо задать "оптимальную" СП, то есть такую, для которой величина $R^{(2)}$ ближе всего к R . Выбор такой схемы в достаточной степени произволен, однако не все результаты от него зависят (см. ниже). Пусть оптимальная схема задана параметром μ_{opt} . Мы потребуем

$$\Omega^{(2)}(r_1, r) \big|_{r=r_{\text{opt}}} = 0, \quad (6)$$

где $r_{\text{opt}} = -\beta_0 \ln(\mu_{\text{opt}}/\Lambda)$. При этом произведение $a^3 \Omega^{(2)}(r_1, r)$ описывает изменение $R^{(2)}$ при переходе от исходной СП, заданной параметром r , к оптимальной. В качестве исходной возьмем схему перенормировки на массовой поверхности, обозначив $r_1 = K_1$ в этом случае. Величина $(a/\pi)^3 \Omega^{(2)}(K_1)$ является нашей оценкой следующего члена ряда теории возмущений. Из (5) и (6) получаем

$$\Omega^{(2)}(K_1) = r_0 K_1 (K_1 + c) - r_0 r_1^{\text{opt}} (r_1^{\text{opt}} + c), \quad (7)$$

$$\text{где } r_1^{\text{opt}} = r_1(r_{\text{opt}}).$$

Перейдем к рассмотрению сверхтонкого расщепления основного уровня в мюонии. Ведущий порядок этой величины определяется диаграммой однофотонного обмена и равен $E_F = (8/3)\alpha^4 m_e^2 / m_\mu$. Члены, содержащие $\ln(m_\mu / m_e)$, возникают при рассмотрении радиационных поправок на отдачу вследствие интегрирования по импульсной переменной в области $m_e^2 \ll k^2 < m_\mu^2$, то есть в асимптотической области для вклада электронной поляризации вакуума в фотонный пропагатор. Это обстоятельство и обеспечивает эффективность ренормгрупповых методов расчета таких слагаемых, причем коэффициенты β -функции в (1) мы вычисляем с учетом только электронной петли (мюонная петля при $k^2 < m_\mu^2$ вклада не дает). Для слагаемых, не зависящих от $\ln(m_\mu / m_e)$, ренормгрупповой подход неприменим.

Вклад радиационных поправок на отдачу равен $\Delta E = -E_F R_\mu$, где величина R_μ в низшем приближении вычисляется из диаграмм двухфотонного обмена. В работе¹⁷ рассмотрены также диаграммы следующего порядка с радиационными поправками к электронной, фотонной линиям или к электронной вершине. Вклад остальных диаграмм этого порядка не зависит от $\ln(m_\mu / m_e)$. Таким образом, для зависящей от $\ln(m_\mu / m_e)$ части величины R_μ известно второе приближение:

$$R_\mu^{(2)} = \frac{3\alpha}{\pi} \frac{m_e}{m_\mu} \ln \frac{m_\mu}{m_e} + \left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^2 \frac{m_e}{m_\mu} \left[2 \left(\ln \frac{m_\mu}{m_e} \right)^2 - \frac{31}{12} \ln \frac{m_\mu}{m_e} \right]. \quad (8)$$

С помощью изложенного выше метода оценим следующий член ряда теории возмущений для R_μ . При этом μ_{opt} имеет тот же порядок величины, что и характерный импульс для фотонных пропагаторов. В нашем случае это дает $m_e \ll \mu_{\text{opt}} < m_\mu$, причем Γ_1^{opt} не содержит членов с $\ln(m_\mu / m_e)$. Мы оцениваем вклад диаграмм, получаемых из диаграмм предыдущего порядка, путем учета вклада электронной петли в один из фотонных пропагаторов. Полагая, согласно (8),

$$r_0 = 3 \frac{m_e}{m_\mu} \ln \frac{m_\mu}{m_e}, \quad K_1 = \frac{2}{3} \ln \frac{m_\mu}{m_e} - \frac{31}{36},$$

получаем из (7):

$$\Omega^{(2)} = \frac{4}{3} \frac{m_e}{m_\mu} \left(\ln \frac{m_\mu}{m_e} \right)^3 - \frac{35}{18} \frac{m_e}{m_\mu} \left(\ln \frac{m_\mu}{m_e} \right)^2 + A \frac{m_e}{m_\mu} \ln \frac{m_\mu}{m_e}, \quad (9)$$

где $A = \beta_0 \ln \frac{m_\mu}{\mu_{\text{opt}}} - \left(\frac{35}{36} - \beta_0 \ln \frac{m_\mu}{\mu_{\text{opt}}} \right)$.

Коэффициенты при первых двух слагаемых не зависят от выбора μ_{opt} в указанных выше пределах. Это означает, что они полностью определяются из асимптотики фотонного пропагатора, и вклад этих слагаемых в сверхтонкое расщепление является точным результатом для перечисленных выше диаграмм:

$$\begin{aligned}\Delta E_1 &= -\frac{4}{3} E_F \left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^3 \frac{m_e}{m_\mu} \left(\ln \frac{m_\mu}{m_e}\right)^3, \\ \Delta E_2 &= \frac{35}{18} E_F \left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^3 \frac{m_e}{m_\mu} \left(\ln \frac{m_\mu}{m_e}\right)^2.\end{aligned}\quad (10)$$

Величина ΔE_1 была получена в ^{/8/} прямым вычислением. При этом оказалось, что данное слагаемое возникает только за счет радиационных поправок к фотонным пропагаторам в диаграмме двухфотонного обмена.

Значение коэффициента A в (9) зависит от выбора оптимальной схемы и должно рассматриваться как оценка. Для значений μ_{opt} , близких к m_μ , коэффициент A изменяется от $A=0$ при $\mu_{\text{opt}} = m_\mu$ до максимального значения $A=1225/1728 \approx 0,71$ при $\mu_{\text{opt}} = 0,48 m_\mu$. Это максимальное значение соответствует схеме, получаемой из так называемого принципа минимальной чувствительности ^{/8/}. В этой схеме r_{opt} задается условием

$$\left. \frac{\partial R^{(2)}}{\partial r} \right|_{r=r_{\text{opt}}} = 0,$$

откуда находим μ_{opt} и $r_{\text{opt}} = -c/2 + O(\alpha_{\text{opt}})$. Таким образом, для вклада в сверхтонкое расщепление слагаемого, линейного по $\ln(m_\mu/m_e)$, справедлива следующая оценка: $0 < -\Delta E_3 < 1$ кГц. Из (10) получаем

$$\Delta E_1 = -0,055 \text{ кГц}, \quad \Delta E_2 = 0,015 \text{ кГц}. \quad (11)$$

Данные величины имеют тот же порядок, что и вклад слабого взаимодействия ^{/9/}. Погрешность экспериментальных данных составляет $\sim 0,16$ кГц и будет, возможно, уменьшена в ближайшем будущем. Тогда вклад (11) должен учитываться при сопоставлении теории с экспериментом. Однако некоторые из слагаемых такого же порядка еще не вычислены (см. ^{/7/}).

В заключение следует отметить, что данный метод расчета слагаемых, зависящих от $\ln(m_\mu/m_e)$, может быть использован и для расчета аномального магнитного момента мюона. В этом случае коэффициенты при всех степенях логарифма не зависят от выбора оптимальной схемы, и предсказываемые для них значения совпадают с полученными в ^{/1/} на основе ренормгруп-

пового уравнения для фотонного пропагатора. Этим и объясняется правильность оценки вклада диаграмм восьмого порядка в аномальный магнитный момент мюона, выполненной в ^{10/} с помощью принципа минимальной чувствительности.

Авторы выражают благодарность К.Г.Четыркину за обсуждение работы ^{10/}, а также М.И.Эйдесу и В.А.Шелюто за ознакомление с результатами их вычислений до публикации.

Л и т е р а т у р а

1. Lautrup B., de Rafael E. Nucl.Phys., 1974, B70, p.317.
2. Adler S.L. Phys.Rev., 1972, D5, p.3021.
3. Stevenson P.M. Phys.Rev., 1981, D23, p.2916.
4. Bardeen W.A. et al. Phys.Rev., 1978, D18, p.3998.
5. Celmaster W., Sivers D. Phys.Rev., 1981, D23, p.227.
6. Владимиров А.А., Ширков Д.В. УФН, 1979, 129, с.407.
7. Sapirstein J.R., Terray E.A., Yennie D.R. Phys.Rev., 1984, D29, p.2290.
8. Eides M.I., Shelyuto V.A. Phys.Lett., 1984, 143B, p.241.
9. Старшенко В.В., Фаустов Р.Н. Вестн.МГУ, сер.3: Физика, астрон., 1983, 24, №3, с.47.
10. Kubo J., Sakakibara S. Z.Phys., 1982, C14, p.345.

BEHAVIOUR OF NUCLEON-SIXQUARK SYSTEM ON TEMPERATURE-DENSITY PLANE

A.V.Chizhov,¹ R.G.Nazmitdinov,² A.S.Shumovsky,
V.I.Yukalov

On the basis of the model for describing the heterogeneous states in nuclear matter the dependence of the behaviour of a two-phase system of nucleons (fermions) + sixquarks (bosons) is investigated at the temperature (θ) and density (ρ). Every phase is the collection of n -quark colourless clusters ($n = 3$ for nucleus and $n = 6$ for sixquark) described as the van-der-Waalse gas. Our analysis demonstrates the advantage of the heterogeneous state for a wide region of θ and ρ .

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

Поведение нуклон-шестикварковой системы на плоскости температура-плотность

А.В.Чижов, Р.Г.Назмитдинов, А.С.Шумовский,
В.И.Юкалов

На основе модели для описания гетерофазных состояний в ядерной материи исследуется поведение двухфазной системы нуклоны (фермионы) + шестикварки (бозоны) в зависимости от температуры θ и плотности ρ . Каждая из фаз описывается как совокупность n -кварковых бесцветных кластеров ($n = 3$ для нуклона и $n = 6$ для шестикварка), взаимодействие между которыми учтено в духе ван-дер-Ваальса. Проведенный анализ показывает термодинамическую выгодность гетерофазного состояния в широком диапазоне значений θ и ρ .

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

In our previous papers ^{1,2/} on the basis of the microscopic approach for describing the heterogeneous states ^{3,4/} we have suggested the model of a multiquark-cluster mixture in the nuclear matter. In this model matter is considered as a macroscopic system and we suppose that the nucleons, sixquark clusters and other multi-

¹ Moscow State University

² Institute of Applied Physics of Tashkent State University, Tashkent, USSR.

quark clusters are quasiparticle bound states of this matter, described in the framework of the theory of quark bags. For the simple case of the two-phase "nucleons + sixquarks" system at zero temperature it is shown that the heterogeneous state is more favourable compared with pure states for some values of density^{/1,2/}.

As far as the formulation of the model is general it is reasonable to consider nonzero temperatures. We shall investigate as well the dependence of our results on parametrization of the multi-quark masses.

For the self-consistency of the paper we shall briefly describe the main principles of the model. According to the Bogolubov concept of quasiaverages^{/5/} (see also^{/6/}) the Hilbert space of states with definite symmetry properties corresponds to some thermodynamic phase. The representation of the Hamiltonian H_n is realized on the Hilbert space of states $\mathcal{H}_n$ with the corresponding symmetry properties. Then, the heterogeneous system is an equilibrium mixture of different phases with the Hamiltonian $H = \sum_n H_n$ defined on the space^{/3,4/} $\mathcal{H} = \sum_n \mathcal{H}_n$. So, for the thermodynamic potential we have

$$\Omega = \sum_n \Omega_n, \quad \Omega_n = -\Theta \ln \text{Sp}_{(\mathcal{H}_n)} e^{-H_n/\Theta},$$

where Θ is the temperature. The heterogeneous state is characterized by an additional order parameter^{/3,4/}

$$W_n = \frac{N_n}{N}, \quad \sum_n W_n = 1,$$

where N is the total number of particles and N_n is the number of particles in the phase with the number n .

The multi-quark states of the nuclear matter may be regarded as quasiparticle gas and the energy of each phase component is described by the Hamiltonian^{/1,2/}

$$H_n = \sum_{\vec{k}, s} (\epsilon_{\vec{k}}^n - \mu_n) a_n^+(\vec{k}, s) a_n(\vec{k}, s). \quad (1)$$

Here $a_n^+(\vec{k}, s)$ is the quasiparticle creation operator for the quark cluster of n -type with the momentum $\vec{k}$ and the quantum number s meaning spin and isospin together, the energy spectrum being

$$\epsilon_{\vec{k}}^n = \sqrt{\vec{k}^2 + M_n^2}, \quad (2)$$

where M_n is the mass of the quark cluster (bag) and μ_n is the corresponding chemical potential. It is obvious that for $n=3$ the operator $a_n^+(a_n)$ is an operator of the Fermi-Dirac type but at $n=6$ of the Bose-Einstein type^{/1,2/}. We suppose that bags interact as hard spheres with the effective volume v_n each. Then the "free" volume for the motion of these bags is

$$V' = V - WN \frac{v_3}{3} - (1 - W)N \frac{v_6}{6}, \quad (3)$$

where W is the concentration of the nucleon component. This corresponds to the van-der-Waalse gas ^{/1,2/}.

We consider first the behaviour of the system at low temperatures, when the nonrelativistic expansion of eq. (2) is possible. Then, taking into account the degeneracy factors for the nucleon ($g_3 = 4$) and for sixquark ($g_6 = 3$), for the free energy per one quark

$$f = \sum_n f_n, \quad f_n = \Omega_n / N + \mu_n \quad (4)$$

we obtain

$$f = \frac{W}{3} \left[M_3 + \frac{3}{10M_3} \left(\frac{\pi^2}{2} \frac{W}{v'} \right)^{2/3} - \frac{M_3}{2} (2\pi \frac{v'}{W})^{2/3} \Theta^2 \right] + \frac{1-W}{6} M_6 \left[1 - 1.5354 \sqrt{M_6} \frac{v'}{1-W} \Theta^{5/2} \right], \quad (5)$$

where $v' \equiv V'/N$. As is known, a stable state is the one with a minimal free energy $f(v, W, \Theta)$. Then, the phase concentration $W(v, \Theta)$ is defined by the condition of equilibrium $\partial f / \partial W = 0$. Thus, we get

$$M_3 - \frac{M_6}{2} + \frac{1}{5M_3} \left(\frac{\pi^2}{2} \frac{W}{v'} \right)^{2/3} \left[\frac{5}{2} - \frac{W}{v'} \left(\frac{v_6}{6} - \frac{v_3}{3} \right) \right] - \Theta^2 \frac{M_3}{3} (2\pi \frac{v'}{W})^{2/3} \times \\ \times \left[\frac{1}{2} + \frac{W}{v'} \left(\frac{v_6}{6} - \frac{v_3}{3} \right) \right] - 0.7677 \left(\frac{v_6}{6} - \frac{v_3}{3} \right) M_6^{3/2} \Theta^{5/2} = 0. \quad (6)$$

In the case of high temperatures, when the system becomes classic, but nonrelativistic expansion for eq.(6) is still correct, the specific free energy has the form

$$f(v, W, \Theta) = \frac{W}{3} \left\{ M_3 - \Theta \left[\ln \left(12 \left(\frac{M_3 \Theta}{2\pi} \right)^{3/2} \frac{v'}{W} \right) + 1 \right] \right\} + \\ + \frac{1-W}{6} \left\{ M_6 - \Theta \left[\ln \left(18 \left(\frac{M_6 \Theta}{2\pi} \right)^{3/2} \frac{v'}{1-W} \right) + 1 \right] \right\}, \quad (7)$$

and the equilibrium condition is given by the equation

$$\Theta \left\{ \frac{1}{2} \ln \left[18 \left(\frac{M_6 \Theta}{2\pi} \right)^{3/2} \frac{v'}{1-W} \right] - \ln \left[12 \left(\frac{M_3 \Theta}{2\pi} \right)^{3/2} \frac{v'}{W} \right] \right\} - \\ - \left(\frac{v_6}{6} - \frac{v_3}{3} \right) \frac{1+W}{2v'} \left\{ + M_3 - \frac{M_6}{2} \right\} = 0. \quad (8)$$

Note, that a solution of eq.(8) $W(v, \Theta)$ has a minimum at the temperature $\Theta_m = \frac{2}{3} (M_6 - 2M_3)$.

At asymptotically high temperatures $\Theta \gg M_{3,6}$ it is necessary to use the relativistic energy spectrum (2). Keeping the main terms with respect to Θ in eq.(4), for the specific free energy of the system we obtain

$$f(v, W, \Theta) = -\frac{W}{3} \Theta \ln\left(\frac{12}{\pi^2} \Theta^3 \frac{v'}{W}\right) - \frac{1-W}{6} \Theta \ln\left(\frac{18}{\pi^2} \Theta^3 \frac{v'}{1-W}\right), \quad (9)$$

while the equilibrium condition is

$$\frac{1}{2} \ln\left(\frac{18}{\pi^2} \Theta^3 \frac{v'}{1-W}\right) - \ln\left(\frac{12}{\pi^2} \Theta^3 \frac{v'}{W}\right) - \left(\frac{v_6}{6} - \frac{v_3}{3}\right) \frac{1+W}{2v'} = 0. \quad (10)$$

The analysis of eq.(10) gives the possibility of writing down the asymptotic form for the nucleon concentration

$$W \approx 1 - \frac{\pi^2}{8} \frac{1}{v - \frac{v_3}{3}} \frac{1}{\Theta^3} \quad (\Theta \rightarrow \infty). \quad (11)$$

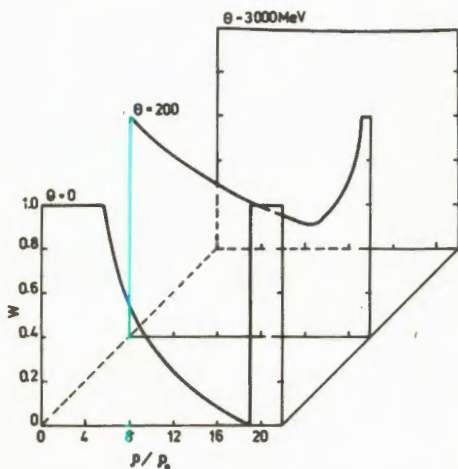


Fig.1

In Fig.1 the result of numerical calculation for W as a function of density $\rho \equiv \frac{1}{v}$, or relative density ρ/ρ_0 (ρ_0 is the normal nuclear density 4×10^6 MeV³) for three typical temperatures is shown. The parameters of the model are taken as in papers ^{1,2/}.

At low temperatures (eq. (6)) the nucleation point, where the clusters of the six-quark phase appear, slightly increases with the temperature.

Let us emphasize that when choosing the value for

the sixquark mass we could take it not from the bag theory as in ^{1,2/} but from some experimental estimates ^{7-10/}, or fitting them by means of our formulae and the experimental data for the sixquark concentration ^{11-12/}.

The minimum of the nucleon concentration of temperature corresponds to $\Theta_m = 190$ MeV. At high temperatures and the normal nuclear density ($\rho = \rho_0$) there is a possibility for a coexistence of the nucleons and sixquarks ($W_6 \approx 7\%$). In Fig.2 the advantage of the heterogeneous state "nucleons + sixquarks" at $\Theta = 200$ MeV is demonstrated for a wide region of densities.

In conclusion note the following fact. Eq. (11) at $\Theta = 0$ and $\rho = \rho_0$ permits one to define the minimal value of the sixquark (di-baryon) mass when the heterogeneous state is possible (see Fig.3). The result of calculations allows us to obtain an upper limit of the sixquark mass to be 1956 MeV, which is in a reasonable correspondence with experimental data ^{7/}. Note, that the results are very sensitive to the value of the sixquark mass. For instance, if we take

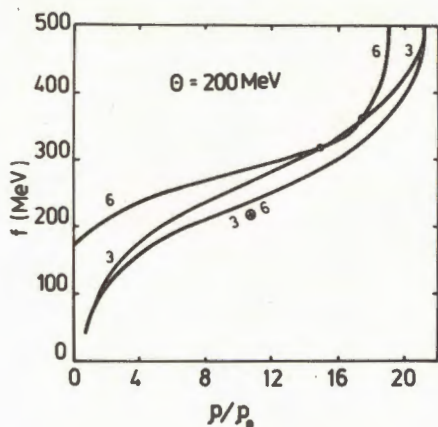


Fig.2

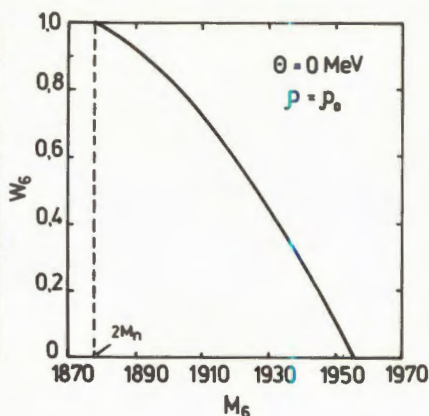


Fig.3

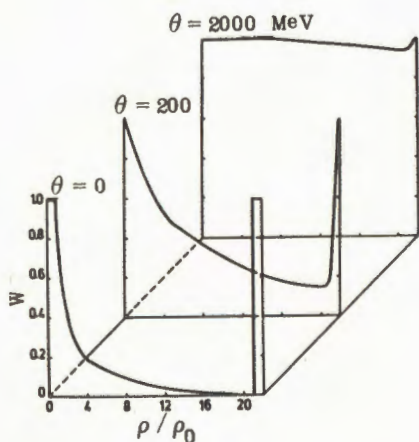


Fig4

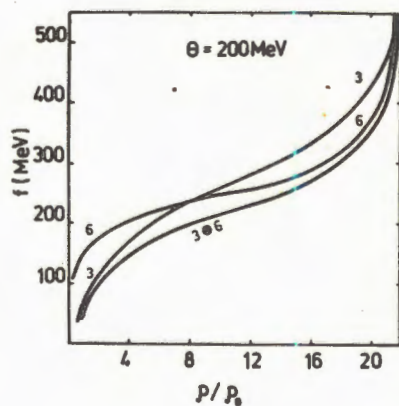


Fig.5

it be equal to 1950 MeV, then the sixquark concentration is about 10%. In Fig.4 the behaviour of the nucleon concentration $W(\rho, \theta)$ is shown for the case $M_6 = 1950$ MeV, and the corresponding free energies are shown in Fig.5.

We are extremely grateful to the Academician A.M.Baldin for numerous consultations and discussions.

References

1. Baldin A.M. et al. Dokl.Akad.Nauk SSSR, 1984, 279, p.602.
2. Baldin A.M. et al. In: Multiquark Interactions and Quantum Chromodynamics. JINR, 2-84-599, Dubna, 1984, p.531.

3. Yukalov V.I. *Physica*, 1981, 108A, p.402.
4. Shumovsky A.S., Yukalov V.I. In: XV International School on High Energy Physics. JINR, D2,4-83-179, Dubna, 1983, p.223.
5. Bogolubov N.N. *Physica*, 1960, 26S, p.1; JINR, D-781, Dubna, 1961.
6. Bogolubov N.N. (Jr.), Shumovsky A.S., Yukalov V.I. *Teor. Mat.Fiz.*, 1984, 60, p.432.
7. Besliu C. et al. JINR, D1-83-815, Dubna, 1983.
8. Siemiarczuk T., Stepaniak J., Zielinski P. *Phys.Lett.*, 1983, 128B, p.367.
9. Bayramov A.A. et al. *Yad.Fiz.*, 1984, 39, p.44.
10. Shahbazian B.A., Kechechyan A.O. In: JINR Rapid Communications, N3-84, Dubna, 1984, p.42.
11. Efremov A.V. *Fiz.Elem.Chast. i Atom.Yadra*, 1983, 13, p.613.
12. Burov V.V., Lukyanov V.K., Titov A.I. *Fiz.Elem.Chast. i Atom.Yadra*, 1984, 15, p.1249.

Received on March 1, 1985.

EXAMPLE OF ANTIPHASE FLUCTUATION — NEGATIVE ELECTRIC CURRENT IN DIELECTRIC

V.I. Yukalov

The possibility of the fluctuational appearance of an order parameter which is unusual for a given system is illustrated by the example when the electric current arising in an irradiated dielectric is directed opposite to the applied electric field.

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

Пример антифазной флуктуации — отрицательный электрический ток в диэлектрике

В.И. Юкалов

Возможность флуктуационного появления параметра порядка, необычного для данной системы, проиллюстрирована примером, когда электрический ток, возникающий в облученном диэлектрике, направлен против приложенного электрического поля.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

The phase state of a system can be characterized by the quantity called the order parameter. When the sign of the latter becomes opposite to that one which is typical of the state given, one says about antiphase fluctuations. This term has been used, for instance, by Cook^{/1/} considering pretransitional clusters associated with structural phase transitions. Such fluctuations are generally local in space as well as in time. Although in some oversimplified cases they may be local only in space, as it takes place^{/2/} for several exact solutions to the time-dependent Landau-Ginzburg model of phase transitions. The exact solutions mentioned represent solitons moving in one-dimensional space. In other cases antiphase fluctuations do not move but are fixed in occasionally chosen regions of a system. This is so for systems having special stochastic properties, when one comes across the problem of Chinese postman, i.e., achievement of the minimal energy of a postman delivering the mail along a set of streets connecting cross-roads. Then the energetical advantage leads to the formation of a random phase-antiphase state as for some spin-glass models^{/3/}, where spin-up domains coexist with spin-down and spin-zero ones.

Time-dependent antiphase fluctuations occurring in a stationary regime can be taken into account by the quasi-equilibrium theory of heterophase fluctuations^{/4/}. And strongly nonstationary fluctuations should be described by nonequilibrium dynamical equations. Here a nonstationary case will be considered: the case of irradiated dielectric in an external electric field.

Irradiation can lead to the transition of a dielectric to a weak conductor. Another interesting result is the appearance under irradiation of regions of disorder^{/5-9/}, so that the matter becomes the heterophase mixture of two phases with different densities.

The first situation is investigated here, when only electric properties are important. As an order parameter putted into the correspondence to the dielectric-conductor transition the conductivity or the electric current could be chosen. In order to illustrate the main idea — the possibility of a strange behaviour of the induced electric current — let us use the simple model^{/10/} of the dielectric with injected charges.

The case under consideration is described by the electrodynamic equations

$$\operatorname{div} \vec{D} = 4\pi\rho, \quad \operatorname{div} \vec{j} + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0, \quad (1)$$

in which $\vec{D}$ is the electric induction, ρ is the density of injected charges and $\vec{j}$ is the density of their electric current. The material equations are as follows:

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E}, \quad \vec{j} = \mu \rho \vec{E}, \quad (2)$$

where ϵ is the dielectric constant, μ is the mobility constant or simply the mobility. Let the dielectric be bounded by two plates perpendicular to the x -axis and at the distance L from each other. The potential difference be unchanged:

$$\int_0^L E_x(x, t) dx = V_0 > 0. \quad (3)$$

The injected density $\rho(\vec{r}, t) = \rho(x, t)$ is initially situated in the form of the thin layer at $x = x_0$ with the surface charge density σ_s :

$$\rho(x, 0) = \sigma_s \delta(x - x_0). \quad (4)$$

As the macroscopic order parameter the density of the total electric current

$$J_{\text{tot}}(t) = \int_0^L j_x(x, t) dx \quad (5)$$

is taken. In order to simplify the notation the dimensionless quan-

tities are introduced:

$$\xi \equiv \frac{x}{L}, \quad a \equiv \frac{x_0}{L}, \quad r \equiv \frac{\mu V_0 t}{L^2},$$

$$E \equiv \frac{E_x L}{V}, \quad n \equiv \frac{4\pi L^2 \rho}{\epsilon V_0}, \quad \sigma \equiv \frac{4\pi L \sigma_s}{\epsilon V_0}, \quad J \equiv \frac{4\pi L^2 J_{\text{tot}}}{\mu \epsilon V_0}.$$

Then (1) and (2) give

$$\frac{\partial E}{\partial \xi} = n, \quad \frac{\partial}{\partial \xi} (nE) + \frac{\partial n}{\partial r} = 0. \quad (6)$$

The boundary condition (3) is now

$$\int_0^1 E(\xi, r) d\xi = 1, \quad (7)$$

and the initial condition (4) is

$$n(\xi, 0) = \sigma \delta(\xi - a). \quad (8)$$

The order parameter (5) transforms to

$$J(r) = \int_0^1 n(\xi, r) E(\xi, r) d\xi. \quad (9)$$

In the place of (9) one might write

$$J = nE + \frac{\partial E}{\partial r}. \quad (10)$$

This is because $\partial J / \partial \xi = 0$, and therefore, $J \equiv J(r)$.

The set of equations (6) and (10) with boundary and initial conditions (7) and (8), respectively, can be solved using the method of characteristics. The solution shows that the charged layer widens in time, the charge density diminishes according to the law $n \sim 1/r$. The positions of the left and right surfaces of the layer move in such a way that at the moment r_1 the left surface touches zero: $\xi_l(r_1) = 0$; at the moment r_2 it comes off the plane $x = 0$, so that again $\xi_l(r_2) = 0$; at the moment r_3 the right surface touches the right boundary $x = L$, therefore $\xi_r(r_3) = 1$; finally, at r_4 the left surface reaches the right plane: $\xi_l(r_4) = 1$, and the electric current vanishes. Thus, $0 < r_1 < r_2 < r_3 < r_4$.

The expressions for the total current (9) or (10) inside the corresponding time intervals have the following forms. In the first interval

$$J = \sigma(1 + \sigma a - \frac{\sigma}{2}) e^{\sigma r} \quad (0 \leq r \leq r_1),$$

the time r_1 being defined by the equation

$$\sigma^2 r_1 = \sigma - 2 + (2 + 2\sigma a - \sigma) e^{\sigma r_1}.$$

In the second interval

$$J = -2 \frac{d^2}{dr^2} \left(\frac{r}{u} \frac{du}{dr} \right) \quad (r_1 \leq r \leq r_2),$$

where $u = J_0(\sqrt{2}r) + AY_0(\sqrt{2}r)$, $J_0(\cdot)$ and $Y_0(\cdot)$ are the Bessel functions of the first and second order, respectively, the constant A should be found from the equation

$$\left(2 \frac{du}{dr} + \sigma u \right)_{r_2} = 0,$$

and the moment r_1 is given by the relation

$$r_2 = \left[u \frac{d^2 u}{dr^2} / \left(\frac{du}{dr} \right)^2 \right]_{r_2}.$$

In the third interval

$$J = \sigma_1 \left(1 + \frac{\sigma_1^2 r_2}{2} - \frac{\sigma_1}{2} \right) e^{\sigma_1(r-r_2)} \quad (r_2 \leq r \leq r_3),$$

here

$$\sigma_1 = \sigma - \left[\frac{2}{u} \frac{du}{dr} \right]_{r_1},$$

the time r_3 must be determined from the equation

$$\sigma_1^2 r_3 = \sigma_1 + 2 + (\sigma_1 - 2 - \sigma_1^2 r_2) e^{\sigma_1(r_3 - r_2)}.$$

And the fourth interval

$$J = 2 \frac{d^2}{dr^2} \left(\frac{r}{v} \frac{dv}{dr} \right) \quad (r_3 \leq r \leq r_4),$$

where $v = J_0(\sqrt{2}r) + BY_0(\sqrt{2}r)$, the constant B is defined by the equation

$$\left(2 \frac{dv}{dr} + \sigma_1 v \right)_{r_3} = 0,$$

the final time r_4 satisfies the condition $(dv/dr)_{r_4} = 0$.

As is evident, the electric current can become negative, that is directed opposite to the external field, in the first time interval and in the part of the second interval when either

$$\sigma > \frac{2}{1-2a}, a < \frac{1}{2}, \text{ or } -\frac{2}{2a-1} < \sigma < 0, a > \frac{1}{2} (J=0, \quad \sigma = \frac{2}{1-2a}, a < \frac{1}{2}).$$

The physical reason for the appearance of the negative electric current is that the injected charges themselves form the electric field that forces them to move in the direction opposite to the applied field.

References

1. Cook H.E. Phys.Rev., 1977, B15, p.1477.
2. Tuszynski J., Paul R., Chatterjee R. Phys.Rev., 1984, B29, p.380.
3. D'Auriac J., Maynard R. Sol.State Comm., 1984, 49, p.785.
4. Yukalov V.I. Physica, 1981, 108A, p.402.
5. Vinetsky V.L., Yaskovets I.I. Fiz.Tverd.Tela, 1972, 14, p.3046.
6. Vinetsky V.L., Yaskovets I.I. Ukr.Fiz.J., 1972, 17, p.934.
7. Foreman A.J. Rad.Eff., 1974, 21, p.81.
8. Vinetsky V.L., Kondrachuk A.V. Ukr.Fiz.J., 1978, 23, p.1528.
9. Vitovsky N.A. et al. Fiz.Tekh.Polupr., 1974, 8, p.2276.
10. Rudenko A.I., Yukalov V.I. In: Investigation of Surface and Volume Properties of Solids by Particle Interaction. Energoizdat, Moscow, 1981, p.73.

ПОПРАВКА

к статье Ю.А.Батусова и др. "Ограничение на количество анти-
вещества в ранней Вселенной из данных по взаимодействию
антипротонов с ${}^4\text{He}$ ". (Краткие сообщения ОИЯИ, №6-85,
1984, с.11). В последней колонке таблицы (с.15) следует чи-
тать:

$$7,47 \cdot 10^{-4}$$

$$9,02 \cdot 10^{-4}$$

$$1,11 \cdot 10^{-8}$$