თბილისის უნივერსიტეტის შრომები
ТРУДЫ ТБИЛИССКОГО УНИВЕРСИТЕТА
PROCEEDINGS OF TBILISI UNIVERSITY
242

ISSN 0376—2637

ფ ი ზ ი კ ა
Ф И З И К А
P H Y S I C S

15

თბილისი Тбилиси Tbilisi
1983

ИЗДАТЕЛЬСТВО ТБИЛИССКОГО УНИВЕРСИТЕТА
თბილისის უნივერსიტეტის გამომცემლობა
TBILISI UNIVERSITY PRESS

თბილისის უნივერსიტეტის შრომები
PROCEEDINGS OF TBILISI UNIVERSITY
ტ. 242 V.

ფიზიკა
PHYSICS

თბილისი 1983 Tbilisi

ТРУДЫ ТБИЛИССКОГО УНИВЕРСИТЕТА
Т. 242

ФИЗИКА

Тбилиси 1983

В.И.МАМАСАХЛИСОВ

(1907 - 1972)

ВАГАН ИВАНОВИЧ МАМАСАХЛИСОВ

5 декабря 1982г. исполнилось 75 лет со дня рождения известного советского физика-теоретика, основоположника теоретической ядерной физики в Грузии, академика АН ГССР Вагана Ивановича Мамасахлисова.

В.И.Мамасахлисов родился в г.Тбилиси в 1907г. в семье служащего. В 1926г. он был зачислен в Тбилисский Политехнический институт, из которого, по совету преподавателей, перешел в Тбилисский университет и окончил его в 1930г.

С этого же года В.И.Мамасахлисов читает лекции по высшей математике и теоретической механике в технических ВУЗах г.Тбилиси. Как раз в это время проявляется его интерес к теоретической физике и, когда в соответствии с постановлением Советского правительства были выделены места для Грузинской республики, В.И.Мамасахлисов был послан в аспирантуру при одном из ведущих научных центров страны - в Ленинградский физико-технический институт. Здесь он начал работать по теоретической ядерной физике под руководством проф. М.П.Бронштейна.

В 1936 году В.И.Мамасахлисов окончил аспирантуру и в том же году защитил кандидатскую диссертацию. Несмотря на заманчивое предложение остаться читать лекции в Ленинградском политехническом институте, В.И.Мамасахлисов возвращается на родину и начинает работу на физико-математическом факультете ТГУ. В 1937г. он избирается заведующим кафедрой теоретической физики, которой он руководил до конца жизни. Здесь он основал теоретический семинар, который стал кузнцей кадров по теоретической физике в Грузии и который существует по сей день.

В 1943 г. В.И.Мамасахлисов защищает докторскую диссертацию, а в 1944г. ему присуждается звание профессора. В этом же году В.И.Мамасахлисов назначается деканом физико-математического факультета ТГУ. В 1948г., когда в ТГУ был создан физико-технический факультет, В.И.Мамасахлисов возглавил его как декан. Организация этого факультета во многом предопределила ускоренное развитие современных направлений физики в Грузии.

С 1951 г. В.И.Мамасахлисов параллельно заведует отделом в Институте физики и геофизики, а впоследствии - в Институте физики АН ГССР.

В 1951 г. он избирается членом-корреспондентом, в 1960 году - действительным членом АН ГССР.

В.И.Мамасахлисов скончался 19 июня 1972г. Похоронен он в Дидубийском пантеоне общественных деятелей Грузии.

Основной научный интерес В.И.Мамасахлисова был сосредоточен на теоретической ядерной физике. Первые его работы, опубликованные в самом начале становления физики - в 1935-36 гг., посвящены основному вопросу физики ядра - исследованию природы ядерных сил. Первая из них посвящена фоторасщеплению нейтрона и является естественным обобщением работы Бете и Пайерлса в том смысле, что он учел поправки к нулевому приближению по отношению радиуса взаимодействия к радиусу дейтрона, которые оказались существенными. В теоретическом отношении очень интересными являются те работы этого цикла, в которых В.И.Мамасахлисов, в отличие от общепринятого тогда мнения о притягательном характере нуклон-нуклонного взаимодействия на любом расстоянии, предположил существование отталкивающей частицы для объяснения странного поведения радиационного поглощения и рассеяния нейтрона на протоне. Правда, впоследствии эта трудность была объяснена Ферми без такого допущения, но идея о существовании знакопеременного нуклон-нуклонного потенциала была в то время довольно смелой. В настоящее время уже никого не удивляет, что т.н. реалистические потенциалы от притяжения переходят к отталкиванию на малых расстояниях.

Очень интересной с точки зрения развития моделей атомного ядра оказалась модель ^{9}Be, предложенная В.И. Мамасахлисовым. Согласно этой модели непарный нейтрон в ядре ^{9}Be движется в поле остаточного ядра ^{8}Be Научная смелость автора состоит в том, что в этот период (1936-43 гг.) господствовали капельная модель и модель компаунд-ядра, согласно которым независимое от других движение отдельного нуклона исключено. А Мамасахлисов говорит о том, что некоторые свойства, а среди них и процессы выбивания нейтрона гамма-квантами и электронами из ядра ^{9}Be могут быть объяснены, если предположить, что падающая частица взаимодействует с непарным нейтроном ядра мишени. Здесь важно, что модель в своей основе допускает разумность оболочечной модели. Этот цикл работ, вошедший в докторскую диссертацию В.И.Мамасахлисова, получил в свое время широкое признание.

После этих работ представляется вполне естественным, что В.И.Мамасахлисов приходит к идее о возможности существования альфа-частиц в ядре, а впоследствии, вместе с Г.А.Чилашвили, - об образовании в легких ядрах и более рыхлых ассоциаций, таких, как дейтрон, тритон и др. Ярким примером таких представлений является альфа-дейтронная модель ядра ^{6}Li, энергетическая обоснованность которой была дана в работе В.И.Мамасахлисова с учениками в 1960г. в рамках вариационного метода.

На основе исследования разных процессов на легких ядрах В.И.Мамасахлисовым с учениками была продемонстрирована плодотворность кластерных представлений о структуре легких ядер.

Представляют значительный интерес также работы В.И. Мамасахлисова с сотрудниками по детальному исследованию внутренней конверсии гамма-лучей на возбужденных оболочках атома, к которым непосредственно примыкает работа В.И. Мамасахлисова по комптон-эффекту на орбитальном электроне (1950г.). Эти работы, выполненные еще до появления современной квантовой электродинамики, внесли заметный вклад в квантовую теорию излучения.

Помимо научной деятельности В.И.Мамасахлисов в течение нескольких десятков лет вел плодотворную педагогическую работу. Его лекции всегда отличались ясностью мысли, великолепным знанием предмета, глубоким пониманием физической сущности явления.

На основе лекций, прочитанных В.И.Мамасахлисовым для студентов, возник ряд учебников на грузинском языке, среди которых следует выделить "Квантовую механику", в оригинальном построении которой особенно ярко выражена его высокая эрудиция. Эта книга еще долго будет служить делу воспитания поколений грузинских физиков.

Широка и многогранна была общественная научная деятельность В.И.Мамасахлисова: он состоял членом ряда Ученых советов, организационных комитетов конференций по вопросам ядерной физики, проводимых в Советском Союзе, делал доклады по философским вопросам современной физики, которыми он очень увлекался, входил в руководство общества "Знание" Грузии, был депутатом Верховного Совета Грузинской ССР и т.д.

Своей научно-педагогической и общественной деятельностью В.И.Мамасахлисов совместно с М.М.Мирианашвили и Г.Р.Хуцишвили заложил надежный фундамент для развития современной теоретической физики в Грузии.

В.И.Мамасахлисов внес большой вклад в дело подготовки научных кадров по ядерной физике, его воспитанники в настоящее время играют ведущую роль в развитии современных направлений ядерной физики в Грузии.

Труды Тбилисского ордена Трудового Красного Знамени
государственного университета

თბილისის შრომის წითელი დროშის ორდენოსანი სახელმწიფო
უნივერსიტეტის შრომები

242, 1983

წყალბადის ატომის ასოციატური იონიზაციის სიჩქარე

თ.გვარჯალაძე, შ.წიკლაური

ნაშრომში /1/ გამოთქმულია მოსაზრება, რომ წყალბადის მოლეკულაზე 10-100 ევ. ენერგიის მქონე ელექტრონების დარტყმით თავდაპირველად ხდება $H+H^*$ სისტემის წარმოქმნა და საზოგადოდ შესაძლებელია ამ სისტემის ტრანსფორმაცია

$$H+H^* \longrightarrow \begin{cases} H+H^+ + e & (1) \\ H_2^+ + e & (2) \end{cases}$$

პროცესი (1) ეფექტურად მიმდინარეობს იმ შემთხვევაში, როცა აღგზნების ენერგია აღემატება H იონიზაციის ენერგიას. პროცესს (2) უწოდებენ ასოციატურ იონიზაციას და იგი წარმოადგენს ერთად-ერთ არხს, თუ წარმოქმნილი მოლეკულური იონის დისოციაციის ენერგია აღემატება H^* აღგზნებული ატომის იონიზაციის ენერგიას.

უკანასკნელ ხანს სმირნოვის მოსაზრებებზე დაყრდნობით, შეშფოთების თეორიის გამოყენებისა და იმ დაშვებით, რომ (1) და (2) პროცესები ხორციელდება ბირთვებს შორის დიდი მანძილების შემთხვევაში, განხილულია ორივე არხი /2/.

ჩვეულებრივი გზით, ე.ი. მხოლოდ მოლეკულის თერმებზე დაყრდნობით, ნაშრომში /3/ განხილულია (1) არხი. სტატიებში /2,3/

გათვალისწინებული არ არის „ჩახვევის" ეფექტი.

ქვემოთ განხილულია (2) პროცესის კონსტანტას დამოკიდებულება ტემპერატურაზე ჩახვევის ეფექტის გათვალისწინებით, რომლის გავლენა ასოციატური იონიზაციის (2) ტიპის პროცესებში მძიმე ატომებისათვის ნაჩვენებია /4/ ნაშრომში.

თუ შემოვიღებთ ავტოიონიზაციური დონის სიგანეს $\Gamma(R)$ მაშინ (2) პროცესის ალბათობას დაჯახების პარამეტრისათვის აქვს სახე /5/:

$$P_i(\rho)=1-\exp\left(-\int_{R_{min}}^{R_0}\Gamma(R)\,dt\right), \qquad (3)$$

R_{min} -მობრუნების წერტილია.

მოორეაგირე ნაწილაკების მაქსველის განაწილების დროს (3) ფორმულის გამოყენებით (2) პროცესის რეაქციის სიჩქარის კონსტანტას ზღვრულ შემთხვევაში $\gamma \gg 1$, რომელიც შეესაბამება მაღალტემპერატურას, აქვს სახე:

$$K(T)=\sqrt{\frac{8KT}{\pi\mu}}\,\pi R_0^2\exp\left(-\frac{U_0}{KT}\right), \qquad (4)$$

სადაც μ დაყვანილი მასაა, R_0 -საწყისი $(H+H'')$ და საბოლოო $H_2^+ + e$ სისტემების თერმების გადაკვეთის წერტილია, $\gamma=\frac{2\sqrt{2\mu E}}{\partial U/\partial R|_{R=R_0}}$ დაბალტემპერატურულ ზღვრულ შემთხვევაში ($\gamma \ll 1$) გვაქვს:

$$K(T)=\sqrt{\frac{8KT}{\pi\mu}}\sqrt{2\mu\pi KT}\,\frac{\Gamma}{\partial U/\partial R|_{R_0}}\exp\left(-\frac{U_0}{KT}\right). \qquad (5)$$

როგორც (4) და (5) ფორმულებიდან ჩანს, $K(T)$ განსასაზღვრავად აუცილებელია თერმების გადაკვეთის R_0 წერტილის პოვნა, რისთვისაც აუცილებელია ($H+H^*$) და ($H_2^+ + e$) სისტემების თერმების აგება. ვთქვათ, გადასვლა ხდება ურთიერთქმედ ნაწილაკ-

თა განზიდვის არეში და დავუშვათ, რომ (2) საბოლოო მდგომარეობა აღიწერება H_2^+ მოლეკულური იონის $^2\Sigma_g^+$ მდგომარეობით და მის შესაბამის თერმს აქვს სახე /6/

$$U_g(R)=E_0-2Re^{-R-1}-\frac{g}{R^4}=E_0-\int\psi_0\frac{\partial\psi_0}{\partial x}\Big|_{x=0}dydz. \qquad (6)$$

აქ $\psi_0(x,y,z)$ ელექტრონის ტალღური ფუნქციაა, E_0 წყალბადის ატომის ძირითადი ენერგიაა, R - ბირთვებს შორის მანძილია.

დავუშვათ, რომ $H+H^*$ სისტემა წარმოქმნის წყალბადის აღგზნებულ კვაზიმოლეკულას ($\sigma_g 1S$)($\sigma_u^* 1S$) მდგომარეობაში, მაშინ დიდ მანძილებზე ($R>5a_0$, a_0 ბორის პირველი ორბიტის რადიუსია) აღგზნებული მდგომარეობის ($\sigma_g 1S$) ($\sigma_u^* 1S$) თერმი საკმარისად დიდი სიზუსტით ემთხვევა წყალბადის მოლეკულის ($\sigma_g 1S$)^2 მდგომარეობის შესაბამის თერმს /7/ და ეს უკანასკნელი კი ასიმპტოტიკურ არეში შეიძლება ავაგოთ მეთოდით, რომელიც განვითარებული იქნა დ.გორკოვისა და დ.პიტაევსკის მიერ /8/.

სისტემისათვის შრედინგერის განტოლებას ატომურ ერთეულებში აქვს სახე:

$$\left(-\frac{\Delta_1}{2}-\frac{\Delta_2}{2}-\sum_{i=1}\frac{1}{R_{1i}}-\sum_{i=1}\frac{1}{R_{2i}}+\frac{1}{r_{12}}+\frac{1}{2a}\right)\psi=E\psi, \qquad (7)$$

სადაც R_{1i} და R_{2i} i-ური ელექტრონის მანძილია პირველი ან მეორე ბირთვამდე, რომლებიც მოთავსებულია $x=\pm a$ წერტილში. ელექტრონული ტალღური ფუნქცია ავირჩიოთ შემდეგი სახით /8/:

$$\psi=\frac{\chi(\vec{r}_1,\vec{r}_2)}{\pi}\exp\left(-|\vec{r}_1+\vec{a}|-|\vec{r}_2-\vec{a}|\right). \qquad (8)$$

თუ (8) შევიტანთ (7)-ში, მივიღებთ χ_1 მიმართ განტოლებას.

$$\left\{\frac{\partial}{\partial x_1}-\frac{\partial}{\partial x_2}+\frac{1}{2a}-\frac{1}{a-x_1}-\frac{1}{a+x_2}+\frac{1}{|\vec{r}_1-\vec{r}_2|}\right\}\chi_1=0. \qquad (9)$$

(9) განტოლების ამონახსნს აქვს შემდეგი სახე:

$$\psi(\vec{r}_1,\vec{r}_2) = \frac{2a\,\exp\left(-2a + x_2 - x_1 + \frac{\rho_1^2}{2(x_1+a)} + \frac{\rho_2^2}{2(x_2+a)}\right)}{\pi(a-x_1)(a+x_2)} \times \qquad (10)$$

$$\times \begin{cases} (2a+x_1+x_2)\exp\left(-\frac{a+x_1}{2a}\right)\left(\frac{\sqrt{(x_1-x_2)^2+\rho_{12}^2}+x_2-x_1}{\sqrt{(x_1-x_2-2a)^2+\rho_{12}^2}+x_1+x_2+2a}\right)^{1/2} \\ (x_1+x_2<0) \\ (2a-x_1-x_2)\exp\left(-\frac{a-x_2}{2a}\right)\left[\frac{\sqrt{(x_1-x_2)^2+\rho_{12}^2}+x_2-x_1}{\sqrt{(x_1+x_2-2a)^2+\rho_{12}^2}+2a-x_1-x_2}\right]^{1/2}, \end{cases}$$

სადაც ρ_1 და ρ_2 არის x ღერძამდე მანძილი. (10) ელექტრონული ფუნქციების გამოყენებით ელექტრონული $(\sigma_g 1S)^2$ თერმისათვის მივიღებთ:

$$\iint_{\Omega} \nabla_1(\psi\nabla_1\psi)\,d\tau_1\,d\tau_2 \qquad (11)$$

თერმებს (6) და (11) გადაკვეთის წერტილის რიცხვითი მნიშვნელობის პოვნა მოხდა ეგმ გამოყენებით: $R_0 = 4{,}24$ Å. შესაბამისად პოტენციალური ენერგია $U(R_0)=0{,}44$ ევ ტოლია. არხით (2) მიმდინარე რეაქციის მუდმივას მნიშვნელობა მაღალტემპერატურულ მიახლოებაში ($T\sim 500°K$) $K= 5{,}2\cdot 10^{-13}$ სმ^{3}წმ$^{-1}$, ხოლო დაბალტემპერატურულ მიახლოებაში ($T\sim 80°K$) $K=3{,}8\cdot 10^{-16}$ სმ^{3}წმ$^{-1}$.

წყალბადის ნელი ატომების დაჯახებისას ზემოგანხილული იონიზაციის (2) პროცესი გასათვალისწინებელია დაბალტემპერატურული პლაზმისა და ვარსკვლავთშორისო გაზის თვისებების შესწავლისას /9/.

შემოსულია 10.V.1982

ექსპერიმენტული ფიზიკის კათედრა

ლიტერატურა

1. И.П.Богданова, Г.Е.Ефремова и В.Я.Яковлева. Опт. и спектр, 47, 34 (1979).
2. Е.Л.Думан, И.П.Шматов. ЖЭТФ, 78, 2116 (1980).
3. R.K. Ianev, A.A.Mikajlov. Phys. Rev., A 21, 819 (1980).
4. А.З.Девдариани. Опт. и спектр, 47, 106 (1979).
5. Б.М.Смирнов. УФН, 133, 569 (1981).
6. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Квантовая механика, 1974.
7. J.C.Davis. Advanced Physical Chemistry, N-Y, 1965.
8. Л.П.Горьков, Л.П.Питаевский, ДАН СССР, 151, 852 (1963).
9. В.Б.Леонас. УФН 133, 707 (1981).

Т.Л.Гварджаладзе, Ш.М.Циклаури

КОНСТАНТА СКОРОСТИ АССОЦИАТИВНОЙ ИОНИЗАЦИИ АТОМА ВОДОРОДА

Р е з ю м е

Получена константа скорости ассоциативной ионизации атома водорода в пределе высоких и низких температур с учетом эффекта закручивания. Оценены точки пересечения термов и соответствующие потенциальные энергии.

T.Gvarjaladze, Sh.Tsiklauri

THE ASSOCIATIVE IONIZATION RATE CONSTANT OF THE HYDROGEN ATOM

Summary

The associative ionization rate constant of the hydrogen atom has been obtained within high and low temperatures, with account of the spin effect. The points of term-crossing and corresponding potential energies have been estimated.

Труды Тбилисского ордена Трудового Красного Знамени государственного университета

თბილისის შრომის წითელი დროშის ორდენოსანი სახელმწიფო უნივერსიტეტის შრომები

242, 1983

УНИВЕРСАЛЬНЫЙ ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЙ ЭЛЕКТРОД

Ю.С.Гваладзе, И.Я.Бутов, Э.Ю.Хаутиев

Описаны конструкция и схема градуировки универсального измерительного электрода, предназначенного для измерения распределения тока в электродных разрядах. Электрод может быть использован при уровнях токов I МА и напряжений до 30 кВ. Приводятся результаты измерений распределения тока в зет-пинчах и коаксиальных ускорителях плазмы в зависимости от полярности приложенного напряжения.

При исследовании свойств плазмы в зет-пинче, создающей высокотемпературный плазменный шнур /I-4/, не учитывалось влияние электродов на центральную часть шнура. Однако эксперименты показали, что приэлектродные процессы существенно влияют на устойчивость и нагрев плазмы в зет-пинчах. Обычно используемые классические методы диагностики плазмы с применением магнитных и электрических зондов, пояса Роговского и др. не могли дать реальной картины распределения тока в разрядной камере из-за вносимых ими возмущений.

В отличие от работ /5,6/ ,где плазма рассматривалась без учета граничных условий на электродах в виде однородного шнура, симметричного по отношению к обоим электродам, в данной работе рассматривается поведение плазмы у анода и катода зет-пинча и приводятся результаты измерений распределения тока по ним /7/. В работе /8/ было показано, что начальная стадия развития разряда вблизи анода и катода неодинакова.

Для измерения распределения тока был специально изготовлен универсальный измерительный электрод /9/ с малоиндуктивными отводами (схематически он показан на рис.I). Электрод состоит из центрального круга (I) и концентрических колец (2-5) с малоиндуктивными коаксиальными токоотводами (6-I0), соединенными с металлическим диском (II). Токоотвод (I2) служит для градуировки поясов Роговского (I3-I7). Диэлектрические прокладки (I8-2I) служат для изоляции и механического соединения отдельных частей секционированного электрода. Конструкция электрода дает возможность произвести измерения распределения тока на изолированных частях электрода (центральный круг и концентрические кольца) с помощью поясов Роговского.

Градуировка поясов Роговского осуществлялась по схеме рис.2. Так как контур тока замыкается по центральному токопроводу, то все пояса должны фиксировать одинаковую величину тока. Расхождения в показаниях токовых датчиков были в пределах точности регистрирующей аппаратуры. Градуировочный контур запитывался от автономного источника тока, что позволяло проводить градуировку в любое время, не производя пересоединений в основном разрядном контуре.

Универсальный измерительный электрод обеспечивает измерение радиального распределения тока по электродам линейного зет-пинча и других электродных разрядов без возмущения плазмы. Точность измерения зависит от собственной индуктивности электрода. С увеличением индуктивности происходит перераспределение тока по кольцам-секциям электрода. Степень перераспределения тока была проверена путем отключения от металлического диска (II) либо центрального круга (I), либо последнего концентрического кольца (5). В первом случае индуктивность системы увеличивается на бо́льшую величину, чем во втором. Соответственно изменяется общий разрядный ток и его распределение по кольцам. Результаты измерений приведены в таблице I.

Таблица I

Результаты измерений радиального распределения тока в электроде зет-пинча

Общий ток I_0(кА)	Токи в отводах (кА) 1	2	3	4	5	Суммарный ток в отводах I(кА)	Разность тока I_0-I(кА)
235,6	I6,5	22,8	33,8	57,8	I07	237,9	-2,3
376	26,5	36,3	53	92	169	376,8	-0,8
626	44,2	60,2	89	I52	28I	626,4	-0,4
235	-	23,8	34,3	50,4	108,5	2I7	+I8
375	-	38,9	57,2	98,5	I8I	375,6	-0,6
623	-	64,3	95	I63	300	622,3	+0,7
23I	29,2	40,4	60,5	I03	-	233,I	-2,I
370	49,3	67,3	98	I70	-	384,6	-I4,6
6I0	78	I06,5	I57,5	270	-	6I2	-2

Отличие полного разрядного тока от суммы токов, текущих на отдельные секции, составляет не более 7%. Точность регистрации с помощью осциллографа - 10%. Таким образом, погрешность измерений меньше, чем аппаратурная погрешность. Это обусловлено, по всей вероятности, компенсацией погрешностей вследствие относительного характера измерений.

На рис. 3 показаны осциллограммы токов, полученные с помощью измерительного электрода. Осциллограммы, относящиеся к аноду, показывают, что ток почти синхронно проходит по всем кольцевым секциям электрода и достигает своего максимального значения в каждой из них в момент максимума общего разрядного тока. Во второй четверти периода разряда на осциллограммах наблюдается провал, а когда общий ток спадает до нуля, токи в первых четырех секциях электрода достигают своего второго максимума. В дальнейшем эти токи уменьшаются и только в последней четверти периода проходят через нуль, меняя свое направление. В конце первого полупериода разрядный ток, текущий через пятое кольцо, превышает общий разрядный ток и по направлению противоположен центральному току.

Количественные оценки показывают, что в центральной части анода проходит сравнительно небольшой ток - 7-12 кА, в то время как на периферии электрода, в зависимости от мощности разряда, ток меняется от 100 кА до 300 кА.

Распределение же плотности тока имеет иную картину. В центральной части анода плотность тока имеет максимальное значение 20-48 кА/см^2, потом спадает до нуля и опять увеличивается до 10-20 кА/см^2 на последней секции электрода. Увеличение мощности разряда приводит к увеличению тока на периферии электрода, в то время как ток в центре электрода почти не меняется.

Несколько иная картина наблюдается в распределении тока и его плотности на катоде. Сигнал с токового датчика на центральном круге начинается, когда общий разрядный ток уже достиг своего максимального значения. При этом, он резко нарастает до максимума, а затем спадает за время, равное полупериоду разряда, обращаясь в нуль, когда фаза разряда равна 3/4 Т.

При повышении начального давления газа в камере время запаздывания сигналов увеличивается, а с увеличением мощности разряда - уменьшается. Выяснилось также, что на катоде основная доля тока течет на периферии электрода, где также выше и плотность тока.

Из приведенных результатов, полученных с помощью измерительного электрода, можно сделать следующие выводы:

1. В случае катодной полярности электрода разряд с крайних колец передвигается к центру медленнее, чем при анодной. Время задержки порядка четверти периода.

2. Сигналы с отдельных датчиков спадают до нуля после второго максимума общего разрядного тока (на катоде раньше, чем на аноде).

3. В случае анода максимальное значение плотности тока достигается в центральной области электрода, а катода -на периферии.

4. Временное расхождение между токами в отдельных секциях электрода и общим разрядным током можно объяснить

образованием замкнутых плазменных токов, возникающих в результате повторного пробоя у стенок разрядной камеры.

Аналогичные эффекты наблюдаются также и в распределении токов выноса в коаксиальных плазменных ускорителях, работающих как в квазистационарном, так и в импульсном режимах /10,11 /. Измерения, проведенные на ускорителе с секционированным центральным электродом, показали, что в случае анодной полярности центрального электрода наблюдается локализация плотности тока в центре торца; при катодной полярности напротив - плотность тока выше на периферии (рис. 4). При этом, в пинчевом продолжении центрального анода плазменная струя сжимается сильнее, чем в пинчевом продолжении центрального катода.

Таким образом, использование секционированных электродов может дать важную информацию о свойствах сильноточных электрических разрядов в электродных системах.

Поступила 7.V.1982

Сухумский
физико-технический
институт

ЛИТЕРАТУРА

1. И.В.Курчатов, "Атомная энергия", 1956, №3, 65.

2. Л.А.Арцимович, А.М.Андрианов, О.А.Базилевская, Ю.Г.Прохоров, Н.В.Филиппов, "Атомнaчя энергия", 1956, №3, 76.

3. М.А.Леонтович, С.М.Осовец, "Атомная энергия", 1956, №3, 81.

4. А.М.Андрианов, О.А.Базилевская, С.И.Брагинский, Б.Г. Брежнев, И.Г.Ковальский, И.М.Подгорный, Ю.Г.Прохоров,

Н.В.Филиппов, Т.И.Филиппова, Тр. П Межд.конф. по мирному использованию атомной энергии, Женева, 1958, Атомиздат, т.I, 1959.

5. A.Folkierski, P.G.Fraune, R.Latham, "Nucl.Fusion", 1962, Supp. P. 2, 627.

6 Ю.С.Гваладзе, "Исследование структурных особенностей плазмы в пинчевых разрядах", автореф. диссертации на соиск. уч. степ. к.ф.м.н., Сухуми, 1974.

7. В.И.Агафонов, Г.В.Голуб, Г.В.Голубчиков, В.Ф.Дьяченко, В.Д.Иванов, В.С.Имщеник, Ю.А.Колесников, Э.Б.Свирский, Н.В.Филиппов, Т.И.Филиппова, Тр. Ш Межд.конф. по физике плазмы и УТС, 1969, т.П, 21.

8. И.Ф.Кварцхава, Г.Г.Зукакишвили, Ю.В.Матвеев, Ю.С.Гваладзе и др., Тр. IУ Межд. конф. по исслед. физики плазмы и УТР, Медисон, Висконсин, США, июль 1971 г. АЕА (См-28), BI, т.I, с.183.

9. Ю.С.Гваладзе, И.Я.Бутов, Э.Ю.Хаутиев, Авт.свид. №578810 приоритетом 4 мая 1975 г.

10. И.Ф.Кварцхава, Н.Г.Решетняк, Э.Ю.Хаутиев, "Плазменные ускорители", 1973,М., "Машиностроение", 207.

11. И.Ф.Кварцхава,Э.Ю.Хаутиев, "Плазменные ускорители",1973, М., "Машиностроение", 247.

ი.ღვალაძე, ი.ბუტოვი, ე.ხაუტიევი

უნივერსალური გამზომი ელექტროდი

რეზიუმე

უნივერსალური გამზომი ელექტროდის დანიშნულებაა გაზური განმუხტვის ინიცირებისა და განმუხტვის შენარჩუნებასთან ერთად ნებისმიერი პოლარობის ელექტროდებზე როგოვსკის სარტყელით დენის განაწილების გაზომვა.

როგოვსკის სარტყელის დაგრადუირება ხორციელდება ავტონომიური კვების წყაროს საშუალებით. აღნიშნული ელექტროდის გამოყენება საშუალებას იძლევა ელექტროდებზე და ელექტროდების ახლო არეში დავადგინოთ დენის განაწილების კანონზომიერება, ხაზოვან ზეტ-პინჩში ჩაკეტილი დენების არსებობა და ზეტ-პინჩის და კოაქსიალური ამაჩქარებლის ანოდთან პლაზმის ფოკუსირება. ეს შედეგები ემთხვევა სხვა ავტორების შედეგებს, რომელთაც გამოიკვლიეს ელექტროდულ განმუხტვებში ანოდური და კათოდური მოვლენები.

Yu.Gvaladze, I.Butov, E.Khautiev

A VERSATILE MEASURING ELECTRODE

Summary

The versatile measuring electrode described in the paper is meant for initiating and sustaining gas discharges and for measuring simultaneously discharge current distributions in electrodes of any polarity by means of the Rogowsky belt. The Rogowsky belt is calibrated by a self-contained power syilpy source. The versatile electrode allows to find current distribution features over the electrode and electrode-side regions, as well as to establish the

existence of circulating current in a linear Z-pinch and plasma focusing near the anode in Z-pinches and coaxial accelerators. These results coincide with those of other authors who studied electrode discharges and anode - and cathode-side effects.

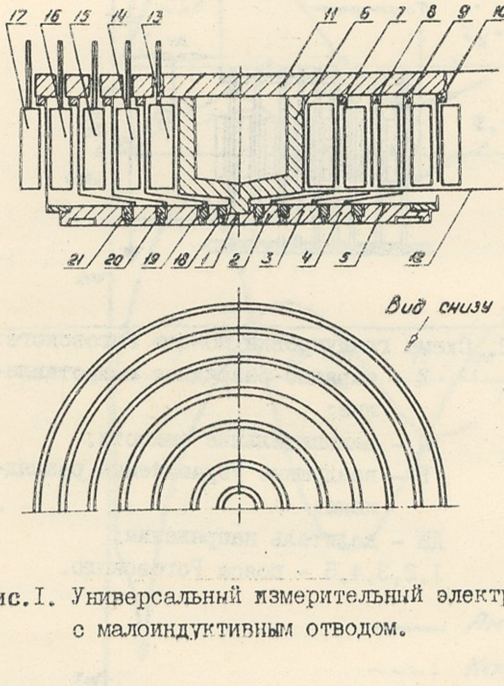


Рис.1. Универсальный измерительный электрод с малоиндуктивным отводом.

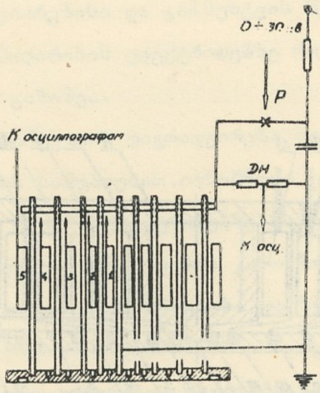


Рис.2. Схема градуировки поясов Роговского:
R – зарядно-разрядное сопротивление;
С – накопительные емкости;
Р – воздушные управляемые разрядники;
ДН – делитель напряжения;
I,2,3,4,5 – пояса Роговского.

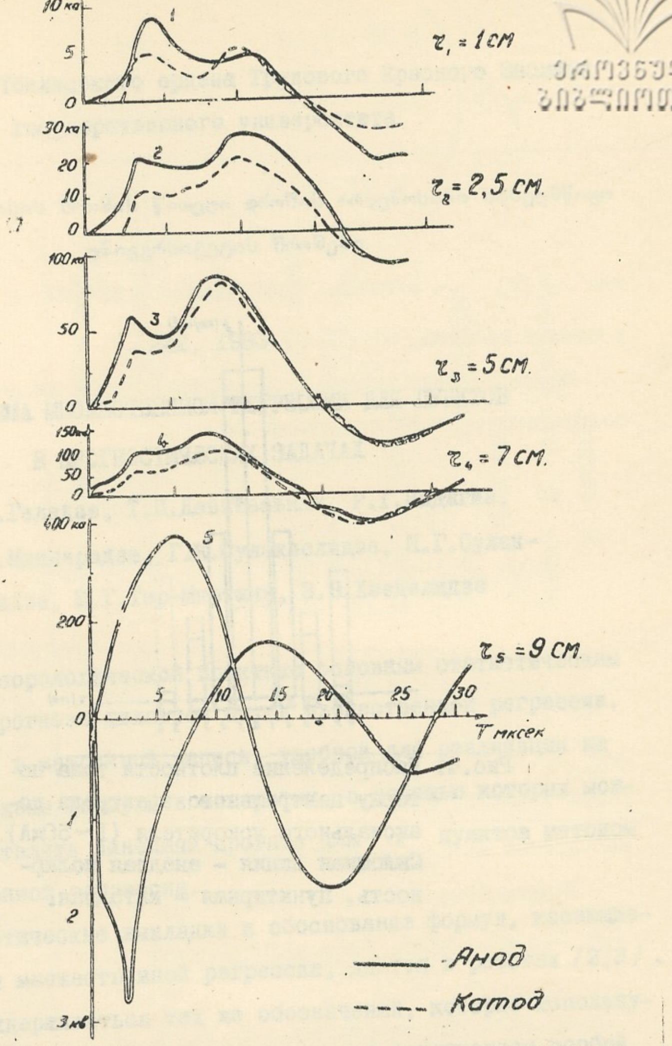


Рис.3. Зет-пинч. Осциллограммы, характеризующие распределения тока по радиусу электродов в зависимости от их полярности. Условия эксперимента: газ-аргон, давление 0,1 Тор, период разряда – 28 мкс, максимальные значения: тока – 380 кА, напряжения – 30 кВ.

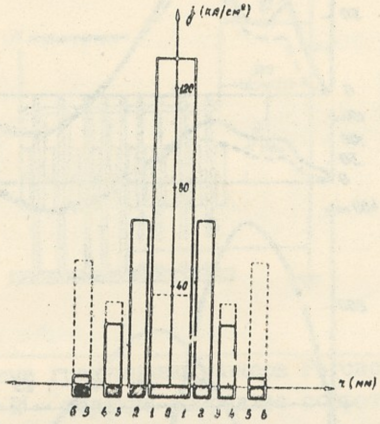


Рис.4. Распределение плотности тока по торцу центрального электрода коаксиального ускорителя (I ~ 50кА). Сплошная линия – анодная полярность, пунктирная – катодная.

Труды Тбилисского ордена Трудового Красного Знамени
государственного университета

თბილისის შრომის წითელი დროშის ორდენოსანი სახელმწიფო
უნივერსიტეტის შრომები

242, 1983

СХЕМА МНОЖЕСТВЕННОЙ РЕГРЕССИИ ДЛЯ ПУНКТОВ В ПРОГНОСТИЧЕСКИХ ЗАДАЧАХ

Г.Ш.Геладзе, Т.П.Давиташвили, Р.Г.Инджгиа, Д.А.Мдинарадзе, Г.К.Сулаквелидзе, Я.Г.Сулаквелидзе, М.Г.Тер-Мкртчян, З.В.Хведелидзе

В метеорологической практике основным статистическим методом прогноза является метод множественной регрессии.

Ниже, в матричной записи, удобной для реализации на ЭВМ, изложены формулы и алгоритмы, с помощью которых можно осуществлять линейный прогноз для n пунктов методом множественной регрессии.

Теоретические выкладки и обоснования формул, касающиеся теории множественной регрессии, даются в работах /2,3/. Будем придерживаться тех же обозначений, которые используются в указанных работах, поэтому, за исключением особой необходимости, опускаем пояснения к формулам.

Задается матрица предиктантов, которая имеет следующий вид:

$$Y = \begin{pmatrix} Y_1(1) & Y_2(1) & \cdots & Y_n(1) \\ Y_1(2) & Y_2(2) & \cdots & Y_n(2) \\ \cdots & \cdots & \cdots & \cdots \\ Y_1(T) & Y_2(T) & \cdots & Y_n(T) \end{pmatrix} \qquad (1)$$

где $Y_K(T)$ – значение предиктанта в пункте K $(K=1,2,\ldots,n)$ в момент времени T $(T=1,2,\ldots,N)$.

Матрица предикторов, которые выбираются из физических соображений, имеет следующий вид:

$$X = \begin{pmatrix} X_1(1) & X_2(1) & \cdots & X_m(1) \\ X_1(2) & X_2(2) & \cdots & X_m(2) \\ \cdots & \cdots & \cdots & \cdots \\ X_1(t) & X_2(t) & \cdots & X_m(t) \\ \cdots & \cdots & \cdots & \cdots \\ X_1(N) & X_2(N) & \cdots & X_m(N) \end{pmatrix} \qquad (2)$$

где $X_i(t)$ – значение i $(i=1,2,\ldots,m)$ предиктора в момент времени t $(t=1,2,\ldots,N)$, $t=T-\tau$; τ – называется заблаговременностью прогноза.

В схеме используются вектор-столбцы

$$U_N = \{1,1,1,\ldots,1_N\}$$

$$U_n = \{1,1,1,\ldots,1_n\}$$

Одновременно дается схема оценки прогнозов /формулы (3) – (17)/. В качестве основных критериев оценки успеш-

СХЕМА МНОЖЕСТВЕННОЙ РЕГРЕССИИ ДЛЯ ПУНКТОВ

Преобразование в матричной записи	Размерность матрицы результата	Комментарии	№ формулы
$\bar{X} = \frac{1}{N} X' U_N$	$(m,1)$	Вектор средних, предикторы	(3)
$V_{XX} = \frac{1}{N-1}\left(X' - \bar{X} U'_N\right)\left(X - U_N \bar{X}'\right)$	(m,m)	Ковариационная матрица предикторов	(4)
$\bar{Y} = \frac{1}{N} Y' U_N$	$(n,1)$	Вектор средних, предиктанты	(5)
$V_{YX} = \frac{1}{N-1}\left(Y' - \bar{Y} U'_N\right)\left(X - U_n \bar{X}'\right)$	(n,m)	Ковариационная матрица связи, предиктант-предиктор	(6)
$\tilde{Y} = V_{YX} V_{XX}^{-1} X'$	(n,N)	Матрица прогнозов	(7)
$Q_1 = \frac{1}{n}\left(Y - \tilde{Y}\right)\left(Y - \tilde{Y}\right)' U_N$	$(N,1)$	Вектор Q для ситуации (для карт)	(8)
$Q_2 = \frac{1}{N}\left(Y - \tilde{Y}\right)'\left(Y - \tilde{Y}\right) U_n$	$(n,1)$	Вектор Q для пунктов (по точкам)	(9)

I	2	3	4
$q_1 = \frac{1}{N} U'_N Q_1$	$(1,1)$	$\bar{Q}_1$	(I0)
$q_2 = \frac{1}{n} U'_n Q_2$	$(1,1)$	$\bar{Q}_2$	(II)
$A = sign\,(Y - U_N \bar{Y}')$	(N,n)	Знак матрицы аномалий	(I2)
$B = sign\,(\hat{Y})$	(N,n)	Знак матрицы прогноза	(I3)
$\rho_1 = \frac{1}{N} AB' U_N$	$(N,1)$	Вектор значений ρ для ситуаций (для карт)	(I4)
$\rho_2 = \frac{1}{N} A'B U_N$	$(n,1)$	Вектор значений ρ по пунктам	(I5)
$\bar{\rho}_1 = \frac{1}{N} U'_N \rho_1$	$(1,1)$	$\bar{\rho}_1$	(I6)
$\bar{\rho}_2 = \frac{1}{n} U'_n \rho_2$	$(1,1)$	$\bar{\rho}_2$	(I7)

ности приняты показатели Q и ρ /I/, по совокупности которых определяется качество прогнозов в Гидрометцентре СССР.

В формулах (3) - (I7)

$(\bar{\ })$ - означает операцию осреднения,

$(')$ - знак транспонирования,

$(\tilde{\ })$ - расчетные величины.

Изложенная схема регрессии была использована для прогноза полей температур на средние сроки для территории Западной Грузии. В качестве предиктора рассматривалось барическое поле, на среднем уровне соответствующее изобарической поверхности 500 мб над Европой (матрица $X_i(t)$, $i=40$). Предиктант - поле температуры для территории Западной Грузии ($Y_K(T)$, $K=8$); заблаговременность прогноза I-6 дней, $N = 240$.

Входящие в схему формулы позволяют анализировать поля предиктора и предиктанта. Так, формулы (3) и (5) представляют средние значения, а формулы (4), (6) и (7) величину дисперсии, ковариации (или корреляции).

Как отмечалось, формулы (8)-(I7) служат для оценки прогнозов.

Отметим, что расчет коэффициентов регрессии по формуле (7) $A = V_{YX} V'_{XX}$ соответствует нахождению их методом наименьших квадратов.

Прогнозы, осуществленные по указанной схеме, оказались успешными $(\bar{\rho} = 0{,}47)$, но близкими к средней оправдываемости.

Естественно ожидать, что для более сглаженных полей (например, среднемесячные значения) качество прогнозов будет возрастать. Кроме того, изложенная методика в сочетании с другими приемами отбора физически обоснованных схем (например, поиск информативных полей) может дать более высокие результаты, повысить успешность прогнозов.

В данный момент имеется значительное количество работ, посвященных использованию метода множественной регрессии в метеорологии. Для задач прогностического характера, в которых применяются регрессионные схемы, весьма полезные практические рекомендации можно найти, например, в работах /2,3/.

Поступила 3.У.1982 Кафедра геофизики

ЛИТЕРАТУРА

1. Н.А.Багров, О статистических свойствах некоторых оценок прогнозов. Труды ММЦ, вып.9, стр.61-69.
2. М.Г.Тер-Мкртчян, Новый способ реализации дискриминантных и регрессионных схем. "Метеорология и гидрология", №7, 1969.
3. М.Г.Тер-Мкртчян, О применении дискриминантного анализа для улучшения статистических прогнозов по методу множественной регрессии. Труды ГМЦ, вып.64, 1970, 130-139.

გ.გელაძე, თ.დავითაშვილი, რ.ინჯგია, ჯ.მდინარაძე,
გ.სულაქველიძე, ი.სულაქველიძე, მ.ტერ-მკრტჩიანი,
ზ.ხვედელიძე

მრავლობითი რეგრესიის სქემა პუნქტებისათვის პროგნოსტიკულ ამოცანებში

რეზიუმე

მატრიცული ჩაწერით, რომელიც მოსახერხებელია ეგმ რეალიზაციისათვის აღწერილია ფორმულები და ალგორითმები მეტეოელემენტების წრფივი პროგნოზისა სტატისტიკური მეთოდით.

G.Geladze, T. Davitashvili, R.Injgia, J.Mdinaradze, G.Sulakvelidze, I.Sulakvelidze, M.Ter-Mkrtchan, Z.Khvedelidze

A MULTIPLE REGRESSION SCHEME FOR POINTS IN PROGNOSTIC PROBLEMS

Summary

In matrix notation, convenient for realization on an electronic computer, the formulas and algorithms are given for linear prognosis of meteorological elements by the statistical method.

Труды Тбилисского ордена Трудового Красного Знамени

государственного университета

თბილისის შრომის წითელი დროშის ორდენოსანი სახელმწიფო

უნივერსიტეტის შრომები

242, 1983

О СПЕКТРЕ ЧАСТОТ СОБСТВЕННЫХ КОЛЕБАНИЙ МАГНИТОСФЕРЫ ЗЕМЛИ

А.И.Гвелесиани, З.А.Кереселидзе, А.Г.Хантадзе

В настоящей работе магнитосфера Земли рассматривается в виду упругого тела, подверженного магнитогидродинамическому напору солнечного ветра. В результате этого взаимодействия магнитосфера принимает форму обтекаемого тела, границы которого формируются из-за экранировки геомагнитного поля плазмой солнечного ветра /I/. Поверхность магнитосферы можно идентифицировать с границей раздела двух сплошных сред, на которой возникают волновые возмущения, аналогичные капиллярным волнам. При этом роль коэффициента поверхностного натяжения будет играть величина $\alpha_M^* = \frac{H^2}{4\pi} L$ /2,3/, где H - напряженность магнитного поля Земли на границе магнитосферы, L - характерный размер магнитосферы.

Дневную и ночную стороны магнитосферы удобно представить в виде малого и большого вытянутых эллипсоидов вращения различной ориентации: большая полуось малого эллипсоида направлена вдоль геомагнитной оси, а большого эллипсоида – вдоль потока плазмы солнечного ветра. Таким образом, задача нахождения спектра частот собственных колебаний магнитосферы сводится к нахождению спектра частот собственных колебаний вытянутого эллипсоида вращения. Для решения этой задачи используется метод малых возмущений /4-6/ применительно к эллипсоиду вращения в сфероидальной системе координат σ, τ, φ, связанных с прямоугольными координатами x, y, z соотношениями

$$x^2 = a^2(\sigma^2-1)(1-\tau^2)\cos^2\varphi, \quad y^2 = a^2(\sigma^2-1)(1-\tau^2)\sin^2\varphi,$$
$$z = a\sigma\tau,$$

где a – половина междуфокусного расстояния эллипсоида.

Будем предполагать амплитуду колебаний ξ_0 малой по сравнению с характерным размером задачи L. Тогда, как будет показано ниже, для типичных значений параметров магнитосферы одновременно будут выполняться следующие неравенства

$$v \ll v_з, \qquad \frac{L}{v} \gg t_0 = \frac{L}{v_з}, \tag{2}$$

где v – колебательная скорость поверхности магнитосферы, $v_з$ – скорость звука, t_0 – время, в течение которого звуковой сигнал проходит характерное расстояние L.

В этих предположениях, согласно /6/, магнитосферу можно считать заполненной несжимаемой однородной средой, совершающей безвихревое движение, т.е. скорость среды подчиняется уравнениям

$$\operatorname{rot}\vec{V}=0, \quad \operatorname{div}\vec{V}=0. \tag{3}$$

Из последних уравнений следует, что движение является потенциальным, и для потенциала скорости имеем уравнение Лапласа

$$\Delta\psi=0, \tag{4}$$

где $\vec{V}=\operatorname{grad}\psi$.

В сфероидальной системе координат для потенциала скорости имеем /7/

$$a^2\left\{\frac{\partial}{\partial\sigma}\left[(\sigma^2-1)\frac{\partial\psi}{\partial\sigma}\right]+\frac{\partial}{\partial\tau}\left[(1-\tau^2)\frac{\partial\psi}{\partial\tau}\right]+\frac{\sigma^2-\tau^2}{(\sigma^2-1)(1-\tau^2)}\frac{\partial^2\psi}{\partial\varphi^2}\right\}=0 \tag{5}$$

Условие равновесия границы магнитосферы задается уравнением Лапласа /3-6/

$$P_1-P_2=\alpha_m^*\left(\frac{1}{R_1}+\frac{1}{R_2}\right)=\frac{\alpha_m^*}{a}\left(\frac{1}{\sigma_1}+\frac{1}{\sigma_2}\right), \tag{6}$$

где P_1 и P_2 - соответственно давления на внутренней и внешней границах магнитосферы, R_1 и R_2 - главные радиусы кривизны поверхности магнитосферы.

Рассмотрим случай, когда плотность окружающей магнитосферу среды равна нулю, тогда граничное условие будет иметь вид

$$P_1 = -\rho a^2 \frac{\partial \psi}{\partial t} + c(t), \tag{7}$$

где ρ - плотность магнитосферы, $c(t)$ - произвольная функция времени.

Равнство (7) представляет собой первый интеграл уравнений потенциального движения. Функция $c(t)$ может быть без ограничения общности положена равной нулю /6/.

Правая часть выражения (6) находится путем вариации площади возмущенной поверхности вытянутого эллипсоида вращения, задаваемой формулой

$$f = \iint \sqrt{1 + \frac{g_{\sigma\sigma}}{g_{\tau\tau}}\left(\frac{\partial \sigma}{\partial \tau}\right)^2 + \frac{g_{\sigma\sigma}}{g_{\varphi\varphi}}\left(\frac{\partial \sigma}{\partial \varphi}\right)^2}\ \sqrt{g_{\tau\tau} g_{\varphi\varphi}}\, d\tau d\varphi, \tag{8}$$

где

$$g_{\sigma\sigma} = a^2 \frac{\sigma^2 - \tau^2}{\sigma^2 - 1}, \quad g_{\tau\tau} = a^2 \frac{\sigma^2 - \tau^2}{1 - \tau^2},$$

$$g_{\varphi\varphi} = a^2 (\sigma^2 - 1)(1 - \tau^2)$$

- компоненты метрического тензора.

Возмущения на поверхности вытянутого эллипсоида вращения будем задавать в виде $\sigma = \sigma_0 + \xi$, где ξ -

малая величина, $\sigma_0 = const$. Учитывая малость второго и третьего членов в первом подкоренном выражении (8), получим

$$f \approx a^2 \iint \left\{ (\sigma^2-1) + \frac{1}{2}\left[(1-\tau^2)\left(\frac{\partial \xi}{\partial \tau}\right)^2 + \frac{\sigma^2-\tau^2}{(\sigma^2-1)(1-\tau^2)}\left(\frac{\partial \xi}{\partial \varphi}\right)^2 \right] \right\} \left[(\sigma^2-\tau^2)(\sigma^2-1)^{-1} \right]^{1/2} d\tau d\varphi. \tag{9}$$

Для вариации поверхности f по ξ, пренебрегая изменением дробных членов, получим

$$\delta f \approx a^2 \iint \left\{ 2\sigma \delta \xi + \left[(1-\tau^2)\frac{\partial \xi}{\partial \tau}\frac{\partial \delta \xi}{\partial \tau} + \frac{\sigma^2-\tau^2}{(\sigma^2-1)(1-\tau^2)} \times \frac{\partial \xi}{\partial \varphi}\frac{\partial \delta \xi}{\partial \varphi} \right] \right\} \left[(\sigma^2-\tau^2)(\sigma^2-1)^{-1} \right]^{1/2} d\tau d\varphi. \tag{10}$$

При интегрировании по частям в выражении в квадратных скобках (10) по τ и φ можно пренебречь членом более высокого порядка малости $O\left(\frac{\partial \xi}{\partial \tau}\tau\sqrt{\frac{\sigma^2-1}{\sigma^2-\tau^2}}\right)$, чем $O\left(\frac{\partial^2 \xi}{\partial \tau^2}\sqrt{\frac{\sigma^2-\tau^2}{\sigma^2-1}}\right)$, где $|\tau| \leq 1$, $0 \leq \varphi \leq 2\pi$.

В результате получим

$$\delta f \approx a^2 \iint \left\{ 2\sigma - \left[\frac{\partial}{\partial \tau}\left((1-\tau^2)\frac{\partial \xi}{\partial \tau} \right) + \frac{\sigma^2-\tau^2}{(\sigma^2-1)(1-\tau^2)} \frac{\partial^2 \xi}{\partial \varphi^2} \right] \right\} \times$$

$$\times \left[(\sigma^2-\tau^2)(\sigma^2-1) \right]^{1/2} (\sigma^2-1)^{-1} d\tau\, d\varphi\, \delta\xi . \tag{II}$$

Выделяя в подкоренном выражении (II) $df = \sqrt{g_{\tau\tau}\, g_{\varphi\varphi}}\, d\tau\, d\varphi$, после умножения и деления подкоренного выражения (II) на $\sigma_0(\sigma_0 + 2\xi)$ и разложения первого члена по ξ, будем иметь

$$\delta f \approx \iint \left\{ \frac{2}{\sigma_0} - \frac{2\xi}{\sigma_0^2} - \frac{1}{\sigma_0^2}\left[\frac{\partial}{\partial \tau}\left((1-\tau^2)\frac{\partial \xi}{\partial \tau} \right) + \right.\right. \tag{I2}$$

$$\left.\left. + \frac{\sigma^2-\tau^2}{(\sigma^2-1)(1-\tau^2)} \frac{\partial^2 \xi}{\partial \varphi^2} \right] \right\} \sigma_0^2 (\sigma_0^2-1)^{-1} df\, \delta\xi .$$

Условие (6) с учетом (7) и

$$\delta f = \iint \left(\frac{1}{\sigma_1} + \frac{1}{\sigma_2} \right) df\, \delta\xi$$

примет вид

$$\rho a^2 \frac{\partial \Psi}{\partial t} - \frac{\alpha_M^*}{a(\sigma_0^2-1)} \left\{ 2\xi - 2\sigma_0 + \frac{\partial}{\partial \tau}\left((1-\tau^2)\frac{\partial \xi}{\partial \tau} \right) + \right. \tag{I3}$$

$$+\frac{\sigma^2-\tau^2}{(\sigma^2-1)(1-\tau^2)}\frac{\partial^2\xi}{\partial\varphi^2}\Bigg]\Bigg\}=0.$$

Возьмем производную от (13) по t и, полагая, что скорость колебательного движения поверхности эллипсоида имеет значение $\frac{\partial\xi}{\partial t}=\frac{a}{\sqrt{g_{\sigma\sigma}}}\Big|_{\tau=\tau_0}\cdot\frac{\partial\psi}{\partial\sigma}$, соответствующее фиксированной координате $\tau=\tau_0$, получим

$$\frac{\partial^2\psi}{\partial t^2}-\frac{\alpha_M^*}{\rho a^3\left[(\sigma_0^2-1)(\sigma_0^2-\tau_0^2)\right]^{1/2}}\Bigg\{2\frac{\partial\psi}{\partial\sigma}+$$

$$+\frac{\partial}{\partial\sigma}\left[\frac{\partial}{\partial\tau}\left((1-\tau^2)\frac{\partial\psi}{\partial\tau}\right)+\frac{\sigma^2-\tau^2}{(\sigma^2-1)(1-\tau^2)}\frac{\partial^2\psi}{\partial\varphi^2}\right]\Bigg\}=0,$$

или, используя (5), граничное условие запишем окончательно в виде

$$\frac{\partial^2\psi}{\partial t^2}\Big|_{\sigma=\sigma_0}-\frac{\alpha_M^*}{\rho a^3\left[(\sigma_0^2-1)(1-\tau_0^2)\right]^{1/2}}\Bigg\{2\frac{\partial\psi}{\partial\sigma}-$$

(14)

$$-\frac{\partial}{\partial\sigma}\left[\frac{\partial}{\partial\sigma}\left((\sigma^2-1)\frac{\partial\psi}{\partial\sigma}\right)\right]\Bigg\}\Bigg|_{\sigma=\sigma_0}=0.$$

Будем искать решение в виде стоячей волны

$$\psi=F(\sigma,\tau,\varphi)e^{i\omega t}, \qquad (15)$$

где функция $F(\sigma,\tau,\varphi)$ удовлетворяет уравнению Лапласа (5). Как известно, всякое решение уравнения Лапласа может быть представлено в виде линейной комбинации объемных шаровых функций вида $F(\sigma,\tau,\varphi)=X(\sigma)\,Y(\tau)\,Z(\varphi)$, где $X(\sigma)$, $Y(\tau)$ и $Z(\varphi)$ удовлетворяют уравнениям

$$\frac{d^2 Z}{d\varphi^2}+m^2 Z=0, \tag{16}$$

$$\frac{d}{d\tau}\left[(1-\tau^2)\frac{dY}{d\tau}\right]+n(n+1)Y-\frac{m^2}{1-\tau^2}Y=0, \tag{17}$$

$$\frac{d}{d\sigma}\left[(1-\sigma^2)\frac{dX}{d\sigma}\right]+n(n+1)X-\frac{m^2}{1-\sigma^2}X=0. \tag{18}$$

Решениями последних двух уравнений в общем случае являются сферические гармоники P_n^m и Q_n^m. При предельном переходе $a\to 0$, $a\sigma\to r$, $\tau\to\cos\theta$, $\varphi\to\varphi$ уравнение для Y переходит в обычное уравнение присоединенных функций Лежандра

$$\frac{1}{\sin\theta}\frac{d}{d\theta}\left(\sin\theta\frac{dY}{d\theta}\right)+n(n+1)Y-\frac{m^2}{\sin^2\theta}Y=0,$$

а для X - радиальное уравнение Эйлера

$$r^2 \frac{d^2 X}{dr^2} + 2r \frac{dX}{dr} - n(n+1)X = 0.$$

Для внутренней задачи решением последнего уравнения служит функция вида r^n, а для внешней задачи – функция вида $r^{-(n+1)}$. Легко показать, что аналогично этому решением уравнения (18) для внутренней задачи служит функция $P_n^m(\sigma)$, которая при $a\sigma \to r$ переходит в решение r^n, а для внешней задачи – функция $Q_n^m(\sigma)$, переходящая при $a\sigma \to r$ в $r^{-(n+1)}$.

Из (14), (15) и (18) для частот собственных колебаний вытянутого эллипсоида вращения получим формулу

$$\omega^2 \simeq \frac{\alpha_m^*}{\rho a^3 \left[(\sigma_0^2 - \tau_0^2)(\sigma_0^2 - 1)\right]^{1/2}} \times \left[(n-1)(n+2) - \frac{m^2}{1-\sigma_0^2}\right] \frac{X'(\sigma_0)}{X(\sigma_0)}. \tag{19}$$

Формула (19) обобщает известные формулы /3–6/. Действительно, при $a \to 0$, $a\sigma \to r$ из (19) получаем $(r = R)$:

$$\omega^2 = \frac{\alpha_m^*}{\rho R^3} n(n-1)(n+2), \tag{20}$$

формулу для частот собственных колебаний магнитосферы сферической формы /3/.

Для численных расчетов частот собственных колебаний магнитосферы воспользуемся выражением для $\alpha_m^* = \frac{H^2}{4\pi} L$, где $L = 4cE(\varepsilon)$, $E(\varepsilon) = \int_0^{\pi/2} [1 - \varepsilon^2 \sin^2 t]^{1/2} dt$ – полный эллиптический интеграл второго рода, $\varepsilon = a/c$, c – большая полуось эллипсоида. В результате выражение (19) для внутренней задачи примет вид

$$\omega^2 = \frac{cH^2 E(\varepsilon)}{\pi \rho a^3 [(\sigma_0^2 - 1)(\sigma_0^2 - \tau_0^2)]^{1/2}} \times \tag{21}$$

$$\times \left[(n-1)(n+2) - \frac{m^2}{1 - \sigma_0^2}\right] \frac{P_n^{m'}(\sigma_0)}{P_n^m(\sigma_0)}.$$

Для характеристики спектра частот собственных колебаний магнитосферы составим отношение

$$K_n = \frac{\omega_n}{\omega_2} = \left\{ \left[\frac{(n-1)(n+2) - m^2 (1 - \sigma_0^2)^{-1}}{4 - m^2 (1 - \sigma_0^2)^{-1}} \right] \times \right. \tag{22}$$

$$\left. \times \frac{P_n^{m'}(\sigma_0)}{P_n^m(\sigma_0)} \frac{P_2^m(\sigma_0)}{P_2^{m'}(\sigma_0)} \right\}^{1/2}$$

где ω_2 – основная частота собственных колебаний ($n = 2$)[x]. Для периодов собственных колебаний магнитосферы будем иметь

---

x. Колебания с n = 0 и I не реализуются /4-6/.

$$T_n = K_n^{-1} T_a \tag{23}$$

Выражения (21)-(23) моделируют собственные колебания магнитосферы Земли без учета плотности солнечного ветра. В действительности, так как плотность солнечного ветра ρ_0 значительно превосходит плотность плазмы в магнитосфере ($\rho = 10^{-1} \div 10^{-2} \rho_0$), колебания магнитосферы подобны колебаниям газового пузыря в жидкости. Поэтому, в рассматриваемом случае, в выражениях (19) и (21) для ρ следует использовать величину плотности солнечного ветра, что видно из выражения

$$\omega^2 = \frac{a_M^*}{R^3} \frac{n(n-1)(n+1)(n+2)}{(n+1)\rho + n\rho_0}, \tag{24}$$

обобщающего (20) с учетом плотности солнечного ветра /3-5/.

Произведем расчеты основных периодов собственных осесимметричных колебаний магнитосферы ($n = 2$, $m = 0$). Например, для сильно сжатой дневной магнитосферы, когда отношение её малой полуоси к большой $b/c = 0{,}5$, т.е. $\varepsilon \cong 0{,}87$, $\sigma_0 \cong 1{,}15$ при $b = 8 R_E$ ($R_E = 6{,}4 \cdot 10^8$ см - радиус Земли), $H \cong 3 \cdot 10^{-4}$ гс, $\rho \cong \rho_0 \cong 1{,}67 \cdot 10^{-23}$ г.см$^{-3}$, из (21) при помощи $T = \frac{2\pi}{\omega}$ имеем, что для $0 \leq |\tau_0| \leq 1$ основной период собственных колебаний дневной магнитосферы находится в пределах $220 \text{ с} \leqslant T_d \leqslant \leqslant 310$ с. Отметим, что для сферической дневной магнитосферы того же объема $T_d \simeq 280$ с. Для ночной магнитосферы, полагая $b \simeq 20 R_E$, $c \simeq 90 R_E$, $\varepsilon \simeq 0{,}98$, $\sigma_0 \simeq 1{,}025$, основной период ее собственных колебаний будет меняться в пределах $540 \text{ с} \leqslant T_d \leqslant 1130$ с, а для сферической магнитосферы того же объема $T_d \simeq 900$ с.

В таблице даны результаты расчетов диапазонов периодов собственных колебаний магнитосферы по формуле (23) для $n = 2, 3, \ldots, 6$ ($m = 0$). Как видно, периоды собственных колебаний магнитосферы практически включают весь спектр геомагнитных пульсаций, что дает основание для предположения возможной связи геомагнитных пульсаций с собственными колебаниями магнитосферы.

Таблица

n		2	3	4	5	6
T_n	$b/c = 0{,}5$	220-310	110-155	65-90	50-70	35-50
	$b/c = 0{,}2$	540-1130	245-510	130-275	95-200	75-155
K_n	$b/c = 0{,}5$	1	2	3,4	4,5	5,9
	$b/c = 0{,}2$	0,2	2,2	4,1	5,6	7,3

Возвращаясь к вопросу соблюдения неравенств (2), необходимо отметить, что даже для геомагнитных пульсаций с характерным периодом $T_0 \sim 1$ с неравенства (2) выполняются.

Действительно, так как $v \sim \xi_0 / T_0$, при $\xi_0 \simeq L \cdot 10^{-4}$, $L \simeq 10^{10}$ см, $v \simeq 10^6 \text{см.с}^{-1}$, что меньше $v_з \simeq (5 \div 6) \cdot 10^6 \text{ см.с}^{-1}$ для внешней границы магнитосферы /1,8/. Для больших периодов геомагнитных пульсаций неравенства (2) существенно усиливаются.

Закономерность связи между величинами периодов собственных колебаний магнитосферы, описываемая выражениями (21) – (23) и таблицей , подсказывает путь возможной экспериментальной проверки предлагаемого механизма генерации геомагнитных пульсаций при помощи спектрального анализа магнитограмм.

Поступила 17.VI.1982

Институт геофизики
АН ГССР

ЛИТЕРАТУРА

1. В.Хесс, Радиационный пояс и магнитосфера. М.,Атомиздат, 1972.
2. Г.Альвен, К.-Г.Фельхаммар. Космическая электродинамика. М., "Мир", 1967.
3. А.И.Гвелесиани, З.А.Кереселидзе, О собственных колебаниях магнитосферы Земли. Сообщ. АН ГССР, т.101, №2,1981.
4. Дж.Релей, Теория звука, т.2, М.-Л., ОГИЗ-Гостехиздат, 1944.
5. Г.Ламб, Гидродинамика. М.-Л., ОГИЗ- Гостехиздат, 1947.
6. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц, Механика сплошных сред.М.,Гостехиздат, 1953.

7. Ф.М.Морс, Г.Фешбах, Методы теоретической физики, т.2, М., ИЛ, 1960.

8. В.Г.Пивоваров, Н.В.Еркаев, Взаимодействие солнечного ветра с магнитосферой Земли. Новосибирск,"Наука", 1978.

ა.გველესიანი, ზ.კერესელიძე, ა.ხანთაძე

დედამიწის მაგნიტოსფეროს საკუთარი რხევების სპექტრის შესახებ

რეზიუმე

ნაშრომში განხილულია მაგნიტოჰიდროდინამიკური მოდელი, რომელიც აიგივებს დედამიწის მაგნიტოსფეროს წაგრძელებულ ბრუნვით ელიფსოიდთან. მცირე შეშფოთებების მეთოდის გამოყენებით ნაპოვნია მაგნიტოსფეროს დღისა და ღამის მხარეების საკუთარ რხევათა სიხშირეების დისკრეტული სპექტრი, რომელიც მოიცავს გეომაგნიტურ პულსაციათა მთელ სიხშირულ დიაპაზონს.

A.Gvelesiani, Z.Kereselidze, A.Khantadze

ON THE SPECTRUM OF NATURAL OSCILLATIONS OF THE EARTH'S MAGNETOSPHERE

Summary

The paper discusses a hydrodynamic model of the Earth's magnetosphere, identifying it with a rotational eliptical body. In this model, the spectrum of natural frequencies of hydromechanical oscillations of the day-and night-side parts of the magnetosphere has been calculated by the method of small pertubations. This spectrum is shown to lie in the frequency range of geomagnetic pulsations.

Труды Тбилисского ордена Трудового Красного Знамени

государственного университета

თბილისის შრომის წითელი დროშის ორდენოსანი სახელმწიფო

უნივერსიტეტის შრომები

242, 1983

О ПЕРЕХОДНЫХ ОСЦИЛЛЯЦИЯХ В ДВОЙНОМ ЯДЕРНОМ РЕЗОНАНСЕ

Д.В.Малазония, М.Г.Менабде

Одним из важных достижений многоимпульсных методов ЯМР является получение спектров высокого разрешения от редких ядер в твердых телах (метод двойного ядерного резонанса /I/). В экспериментах по двойному ядерному резонансу (ДЯР) наблюдались переходные затухающие осцилляции намагниченности /I,2/. Для их теоретического описания авторы работ /2,3/ применяли обычную теорию возмущений, которая дает правильный результат для величины частоты осцилляции. Однако, как известно /4/, такой ряд теории возмущений содержит секулярные, т.е. пропорциональные t, t^2 и т.д. члены и они не пригодны для времен $t \gtrsim T_2$, где T_2 - время поперечной релаксации.

В настоящей работе, с помощью метода усреднения Крылова-Боголюбова-Митропольского /4/, который позволяет исключить секулярные члены из ряда теории возмущений, будут описаны переходные затухающие осцилляции в экспериментах по двойному ядерному резонансу на примере экспериментов

Макартура и др. /2/.

Макартур и др. проводили измерения на кристалле CaF_2, где $I = {}^{19}F$ были распространенные ядра, а $S = {}^{43}Ca$ - редкие. Систему ядерных спинов в этом эксперименте можно описать гамильтонианом /2/:

$$\mathcal{H} = -\omega_{1S} S_z + \mathcal{H}_{II}^{(0)} + \sum_{\alpha=\pm1} \mathcal{H}_{IS}^{(0)\alpha} \tag{I}$$

где $\omega_{1S} = \gamma_S H_1$, γ_S - гиромагнитное отношение спинов S, H - амплитуда РЧ поля, $\mathcal{H}_{II}^{(0)}$ - секулярная часть дипольного взаимодействия ядер I, $\mathcal{H}_{IS}^{(0)\alpha}$ - дипольное взаимодействие спинов S и I (явный вид $\mathcal{H}_{II}^{(0)}$ и $\mathcal{H}_{IS}^{(0)\alpha}$ - можно найти в /3/).

Начальная матрица плотности имеет вид /2/:

$$\rho(0) = 1 - \beta_I \mathcal{H}_{II}^{(0)}, \tag{2}$$

где β_I^{-1} - начальная температура охлажденных спинов I.

Будем исходить из уравнения Лиувилля в ВСК

$$i\frac{d\tilde{\rho}}{dt}=\left[\mathcal{H}_{b_z}(t),\tilde{\rho}(t)\right], \tag{3}$$

где

$$\tilde{\mathcal{H}}_{b_z}(t)=\mathcal{H}_{II}^{(0)}+\sum_{\alpha=\pm 1}\mathcal{H}_{IS}^{(0)\alpha}e^{-i\alpha\omega_{1S}t}, \tag{4}$$

$$\tilde{\rho}(t)=e^{-i\omega_{1S}S_z t}\rho(t)e^{i\omega_{1S}S_z t}. \tag{5}$$

Следуя работе /5/, представим решение (3) в виде

$$\tilde{\rho}(t)=\xi(t)+\rho^{(1)}(\xi,t)+\rho^{(2)}(\xi,t)+\cdots \tag{6}$$

где $\xi(t)$ – медленно меняющаяся часть $\rho(t)$,

$$\xi(t)=e^{-i\bar{\mathcal{H}}t}\,\xi(0)\,e^{i\bar{\mathcal{H}}t},$$

$$\bar{\mathcal{H}}=\mathcal{H}_{II}^{(0)}+\sum_{\alpha=\pm 1}\frac{1}{2\alpha\omega_{1S}}\left[\mathcal{H}_{IS}^{(0)\alpha},\mathcal{H}_{IS}^{(0)-\alpha}\right]$$

– эффективный гамильтониан;

$$\rho^{(1)}=-\sum_{\alpha=\pm 1}\frac{e^{i\alpha\omega_{1S}t}}{\alpha\omega_{1S}}\left[\mathcal{H}_{IS}^{(0)\alpha},\xi\right],$$

$$\rho^{(2)}=\sum_{\alpha=\pm 1}\frac{e^{i\alpha\omega_{1S}t}}{\alpha^2\omega_{1S}^2}\left[\mathcal{H}_{IS}^{(0)\alpha}\left[\mathcal{H}_{II}^{(0)},\xi\right]\right]. \tag{7}$$

С помощью формулы $\langle \mathcal{H}_{II}(t)\rangle = Sp\left(\mathcal{H}_{II}\tilde{\rho}(t)\right)$

и выражения (6),(7) и начального условия (2) получим выражение для дипольного сигнала, который измеряется на эксперименте.

$$\langle \mathcal{H}_{II}(t)\rangle = -\beta_I\Gamma_0 + 2\beta_I\frac{1}{\omega_{1S}^2}\Gamma_1(t) + \beta_I\frac{1}{\omega_{1S}^2}\Gamma_2(t)\cos\omega_{1S}t,$$

где

$$\Gamma_0 = Sp\left(\mathcal{H}_{II}^{(0)}\right)^2,$$

$$\Gamma_1 = \sum_{\alpha=\pm1} Sp\left(\left[\mathcal{H}_{II}^{(0)}(-t), \mathcal{H}_{IS}^{(0)\alpha}\right]\left[\mathcal{H}_{IS}^{(0)-\alpha}, \mathcal{H}_{II}^{(0)}\right]\right),$$

$$\Gamma_2 = \sum_{\alpha=\pm1} Sp\left(\left[\mathcal{H}_{II}^{(0)}, \mathcal{H}_{IS}^{(0)\alpha}\right]\left[\mathcal{H}_{IS}^{(0)-\alpha}, \mathcal{H}_{II}^{(0)}\right](t)\right),$$

$$X(t) = e^{-i\bar{\mathcal{H}}t}Xe^{i\bar{\mathcal{H}}t} \quad \left(X \equiv \mathcal{H}_{II}^{(0)}, \left[\mathcal{H}_{IS}^{(0)-\alpha}, \mathcal{H}_{II}^{(0)}\right]\right),$$

$\Gamma_1(t)$ и $\Gamma_2(t)$ являются затухающими функциями времени, которые могут быть аппроксимированы гауссовыми функциями

$\Gamma_1(0)\exp(-1/2 M_2^{(1)} t^2)$, $\Gamma_2(0)\exp(-1/2 M_2^{(2)} t^2)$, где

$M_2^{(1)}$ и $M_2^{(2)}$ - вторые моменты $\Gamma_1(t)$ и $\Gamma_2(t)$.

В работах /6,7/ были получены подобные функции при замене $1-at^2 \longrightarrow \exp(-at^2)$, но эта процедура имеет искусственный характер и не является математически последовательной, в то время как приведенный выше метод позволяет единым, математически последовательным образом описать переходные осцилляции намагниченности в экспериментах по ДЯР.

Поступила 20.Х.1983

Институт физики
АН ГССР

ЛИТЕРАТУРА

1. У.Хеберлен, М.Меринг, ЯМР высокого разрешения в твердых телах, М.,"Наука", 1980.

2. D.McArthur, E.Hahn, H.Walstedt, Phys. Rev., 188, 609 (1969).

3. D.Demco, U.Tegenfeld, J.Waugh, Phys. rev., B11, 4133 (1975)

4. Н.Н.Боголюбов, Ю.А.Митропольский, Асимптотические методы в теории нелинейных колебаний, "Наука", 1974.

5. Л.Л.Буишвили, М.Г.Менабде, ЖЭТФ, 77,2435 (1979).

6. R.Strombotne, E.Hahn, Phys. Rev., 133, A 1616 (1964).

7. P.Mansfield, D.Ware, Phys. Rev. 168, 318 (1968).

დ.მალაზონია, მ.მენაბდე

გარდამავალი ოსცილაციების შესახებ ორმაგ ბირთვულ რეზონანსში

რეზიუმე

კრილოვ-ბოგოლიუბოვ-მიტროპოლსკის გასაშუალების მეთოდის,რომელიც საშუალებას გვაძლევს გამოვრიცხოთ სეკულარული წევრები შეშფოთების თეორიის მწკრივიდან, გამოყენებით აღწერილი არის მილევადი ოსცილაციები ორმაგ ბირთვულ რეზონანსში.

D.Malazonia, M.Menabde

ON TRANSIENT OSCILLATIONS IN DOUBLE NUCLEAR RESONANCE

Summary

Transient oscillations in double nuclear resonance are described by the Krylov-Bogolyubov-Mitropolsky avaracing method, the latter allowing to eliminate secular terms from the perturbation theory expansion.

Труды Тбилисского ордена Трудового Красного Знамени

государственного университета

თბილისის შრომის წითელი დროშის ორდენოსანი სახელმწიფო

უნივერსიტეტის შრომები

242, 1983

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ФОРМИРОВАНИЯ МАГНИТНОГО СОСТОЯНИЯ РУД НА ОСНОВЕ НОВОЙ МОДИФИКАЦИИ МАГНИТНОГО МЕТОДА ОЦЕНКИ ТЕМПЕРАТУРЫ КРИСТАЛЛИЗАЦИИ ФЕРРОМАГНЕТИКА

В.К.Какулия

Рассматриваемый в этом разделе вопрос имеет важное значение для многих направлений исследования магнетизма горных пород. Причины этого состоят в следующем.

Температура формирования магнитного состояния чаще всего эквивалентна температуре образования естественной остаточной намагниченности магматических пород. Поэтому оценка этой температуры может одновременно означать и решение вопроса о физической природе естественной остаточной намагниченности (I_n). Вопрос этот очень важен при проведении палеомагнитных исследований.

В ряде случаев температура формирования магнитного состояния может достаточно точно соответствовать температуре кристаллизации ферромагнитного компонента или температуре, вызвавшей его фазовые или химические превращения. Оценка этой температуры обогащает сведения об условиях образования горных пород и руд.

При наличии низкотемпературного ферромагнетика и вторичного разогрева пород магнитное состояние формируется под действием температуры этого разогрева. Ее оценка оказывается полезной при определениях относительного возраста магматических пород, природы их метаморфизма, при изучении контактовых изменений пород и т.д.

Предложенный в работе /I/ температурно-чувствительный параметр / N_T /, рекомендованный для оценки температуры образования ферромагнитных минералов, $N_T = \frac{H_x}{H_o}$, где H_x - расстояние по оси абцисс между двумя дифференциальными кривыми (рис.I) нормального остаточного намагничивания (I-при исходном естественном магнитном состоянии, коэрцитивный спектр ЕС; 2-при исходном нулевом состоянии, спектр НС); H_o - значение поля, ограничивающего прямолинейный участок кривой при исходном НС. Высокотемпературное происхождение ферромагнетика и его намагниченности / $T \geq T_c$ / определяется в этом методе по значению $N_T > 0{,}25$.

Описанный метод был применен нами при изучении температуры формирования магнитного состояния ферромагнитного компонента руд месторождения Адангейского рудного поля /2/.

Проведенные нами на образцах серии Шт-I (рис.2) эксперименты с позиций требований методики отличаются наибольшей чистотой, так как НС каждый раз после лабораторного нагрева полностью воспроизводится, спектры НС не изменяются. Этот эксперимент отличается и очень хорошей разрешающей способностью по температуре, которая благодаря этому устанавливается с погрешностью не более 10°. Действительно (рис.3), температура $170^{\circ}C$ отчетливо мала, т.е. меньше, чем та, которая соответствует формированию ЕС: спектр ЕС располагается выше спектра "170-градусного состояния". Температура $210^{\circ}C$, напротив, приводит к превышению соответствующего коэрцитивного спектра над спектром ЕС. Взаимное расположение указанных кривых позволяет оценить $T_{кр.}$ как $190^{\circ}C$.

Эксперименты с образцами Шт-2 обнаружили существенные изменения спектров НС в результате нагревов образцов до температур $300^{\circ}C$. При этом, однако, точка Кюри образцов изменяется не более чем на 20°, что устанавливается по термомагнитным кривым. Типичные термомагнитные кривые и коэрцитивные спектры представлены на рис.4. Как видно из графиков, температуры Кюри основной магнитной фазы близки к 320-350°C, т.е. к характерным для пирротинов. В ряде случаев наблюдается небольшой высокотемпературный "хвост" кривой, иногда возникающий только при повторном нагреве образцов. При этом характерной особенностью серноколчеданных руд является резкое возрастание намагниченности I_{ns} в результате нагрева образцов до $300^{\circ}C$ и выше.

Таким образом, основным ферромагнитным компонентом образцов остается пирротин. Поэтому мы опробовали следующую модификацию "метода N_T".

Если в результате нагрева коэрцитивный спектр НС изменяется, производится пересчет этого спектра на исходное НС /3/. В нескольких точках участка сопоставления спектров определяется коэффициент, который мы обозначим a_T и который в общем случае может быть функцией H:

$$a_T = \frac{\left(\frac{dI_r}{dH}\right)_T^{HC}}{\left(\frac{dI_r}{dH}\right)_0^{HC}},$$

где индексом "0" отмечено значение в спектре образца, не подвергавшегося лабораторному нагреву, индексом "Т" – значение образца после его нагрева до Т. Определенный таким образом коэффициент используется для преобразования спектра термогенетического состояния (ТГС) образца после его нагрева до температуры Т:

$$\frac{1}{a_T}\left(\frac{dI_r}{dH}\right)_T^{TГC} = \left(\frac{dI_r}{dH}\right)^{TГC}$$

Преобразованный спектр (правая часть последнего равенства) сопоставляется со спектром ЕС для оценки соотношения между температурой Т и температурой формирования ЕС. Пример подобных расчетов дан в таблице для случая, когда Т лабораторного нагрева может быть принята за температуру формирования естественного (термогенетического) состояния, ЕС.

Понятно, что наилучшим условием применимости этого способа является возможность совмещения спектра НС образца после его нагрева со спектром исходного НС путем простого линейного преобразования. По-видимому, это означало бы, что изменения ферромагнетика носят "непринципиальный" характер, т.е. могут быть уподоблены простому изменению его концентрации в образце. Одной из причин таких изменений могут быть, вероятно, изменения высот энергетических барьеров, равномерно распределенные по всему исследуемому участку КС. Однако подтверждением того, что предлагаемый способ может приводить к достоверным результатам и без выполнения этого строгого условия, служит тот факт, что при некоторой температуре коэффициенты пересчета обеспечивают практическое совпадение спектра термогенетического состояния со спектром ЕС. Если бы изменения спектра НС были связаны с коренными изменениями ферромагнетика (перестройка доменной структуры, изменения в кристаллической решетке и др.), то это совпадение, т.е. сохранение определенного соотношения спектров ЕС и НС было бы чрезвычайно маловероятным.

Таким образом, для медно-пирротиновой руды $T_{кр.}$ пирротина оценивается нами как $280^{\circ}C$ (рис.5).

Полученные оценки не противоречат геологическим соображениям. Пирротины месторождения - вторичного происхождения, образовавшиеся в результате комплексного воздействия интрузивного тела на первичные рудные минералы вулканогенно-осадочной толщи. Образцы серии Шт-2 отобраны из тел, расположенных на 400 м ближе к этому интрузивному телу, чем тела, из которых взяты образцы серии Шт-I, что под-

Таблица

Магнитное состояние	Определяемая величина	T, ^{0}C лабораторного нагрева	H,Э	I2	36	60	84	I08	I32	I56	I80	204
НС	$\frac{\Delta I_n}{\Delta H}$, усл.ед.	20 (без нагрева)		2,5	8	I6	28	45	64	83	I02	II8
		280		4,5	I5,5	3I	52,5	86,5	I3I	I74	2I7	248
	a_r			I,80	I,94	I,93	I,87	I,92	2,05	2,I0	2,I2	2,I0
ТГС	$\frac{\Delta I_r^T}{\Delta H}$, усл.ед.	280		20	43	67	97	I30	I66	200	233	266
	$\frac{1}{a_r} \cdot \frac{\Delta I_r}{\Delta H}$	280		II	22	34,5	52	67,5	8I	95	II0	I27
	$\frac{\Delta I_r}{\Delta H}$	20(ЕС)		9,0	23,5	35,5	50,5	65,5	79,5	95,5	II0	I2I

тверждает достоверность соотношения полученных значений $T_{кр.}$ (190 и 280°С) и в известной мере может объяснить различие состава этих пирротинов.

То обстоятельство, что параметр N_T (и в целом - сопоставление спектров ЕС и НС для температурных оценок) больше всего находит применение при исследованиях пирротиносодержащих пород и руд, по-видимому, связано с некоторыми особенностями пирротинов.

1. Температура Кюри пирротинов не превышает 350-380°С, что делает доступным моделирование температурных воздействий ($T \leq T_c$) при минимальной вероятности разрушения образцов.

2. Пирротины, FeS_{1+x}, при $x > 0.1$ чаще всего совершенно стабильны по отношению к нагреваниям в интервале температур до точки Кюри.

3. Как правило, пирротины обладают слабой магнитной вязкостью, что обеспечивает большую устойчивость во времени их термогенетического состояния и, в частности, такого критерия этого состояния, как параметр N_T.

Предложенная здесь модификация "метода N_T" представляется достаточно обоснованной и является перспективной для решения аналогичных задач на других объектах.

Поступила 18.6.1982 Кафедра геофизики

ЛИТЕРАТУРА

I. Л.Е.Шолпо, Э.Н.Лузянина, В кн.: Магнетизм горных пород, Владивосток, 1974.

2. Л.В.Векуа, В.К.Какулия. Сообщения АН ГССР, т.97,№I, 1980.

3. В,К.Какулия, Автореф. канд.диссер., Тбилиси, 1982.

ვ.კაკულია

მადნის მაგნიტური შემადგენლობის ფორმირების ტემპერატურის განსაზღვრა ფერომაგნეტიკების კრისტალიზაციის ტემპერატურის შეფასების მაგნიტური მეთოდის ახალი მოდიფიკაციის საფუძველზე

რეზიუმე

ავტორის მიერ შემუშავებული ახალი მეთოდით დადგენილია, რომ მადანმა წარმოქმნის შემდეგ განიცადა მეორადი ტემპერატურის გავლენა.

V.Kakulia

TEMPERATURE DETERMINATION OF THE FORMATION OF ORE MAGNETIC COMPOSITION ON THE BASIS OF A NEW MODIFICATION OF THE MAGNETIC METHOD OF THE TEMPERATURE EVALUATION OF THE CRYSTALLIZATION OF FERROMAGNETICS

Summary

The use of a new method devoloped by the author, has shown that following its formatio : ore suffered the influence of secondary temperature.

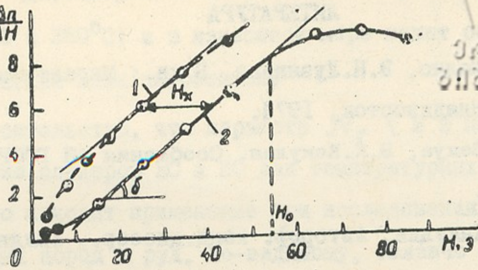


Рис.I. Коэрцитивные спектры, построенные по экспериментальным данным. Исходное состояние:

I – естественное;

2 – нулевое.

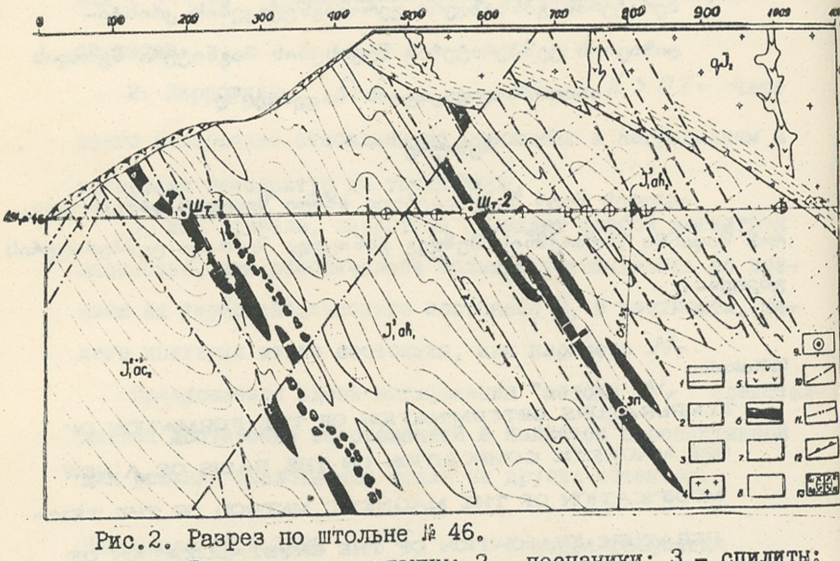


Рис.2. Разрез по штольне № 46.

I – глинистые сланцы; 2 – песчаники; 3 – спилиты; 4 – граниты; 5 – диабазы; 6 – стратиформные рудные тела; 7 – зоны прожилково-вкрапленных руд; 8 – милониты; 9 – место взятия образцов; IO – разрыв; II – зона рассланцевания; I2 – главный надвиг; I3 – распределение элементов в подземных водах.

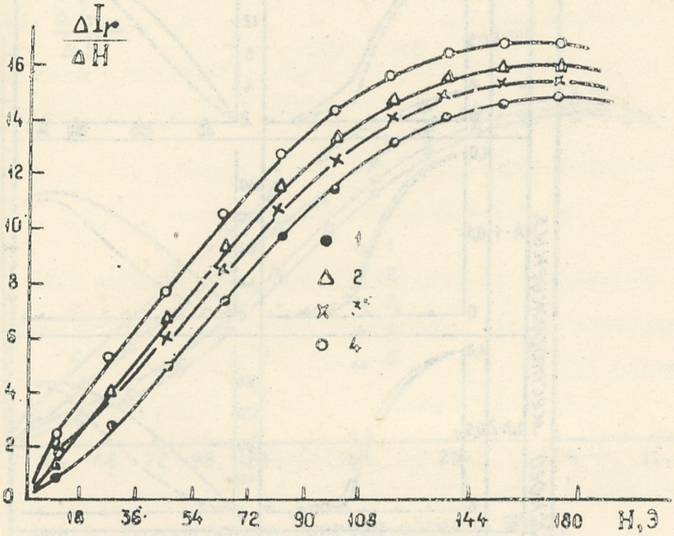


Рис.3. Коэрцитивные спектры образца ШТ-I.
Магнитные состояния: I – нулевое; 2 – естественное; 3,4 – созданные в результате воздействия на нулевые температуры I70°C /3/ и 2I0°C /4/.

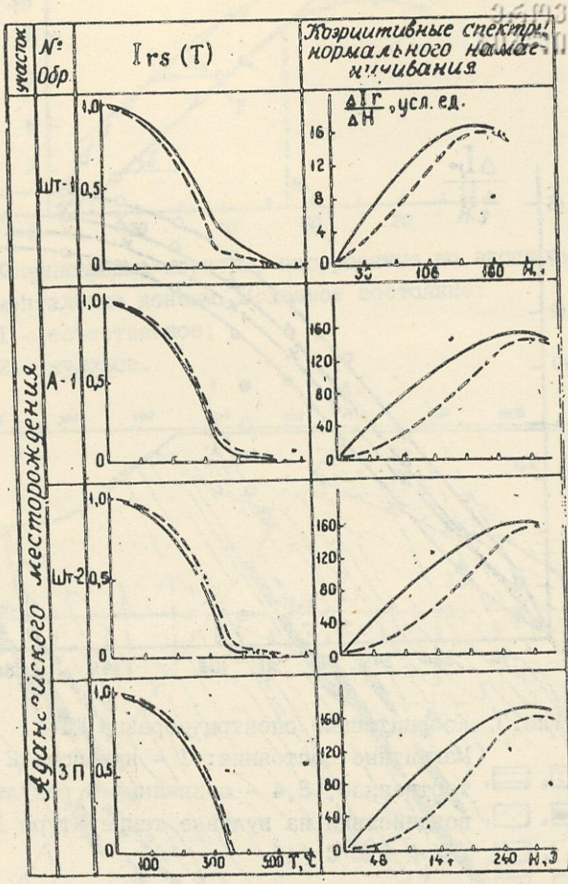


Рис.4. Кривые температурного разрушения I_{rs} /T/ и коэрцитивные спектры образцов руд Адангейского месторождения. Сплошные кривые - первый нагрев и КС естественного состояния, пунктир - второй нагрев и КС нулевого состояния.

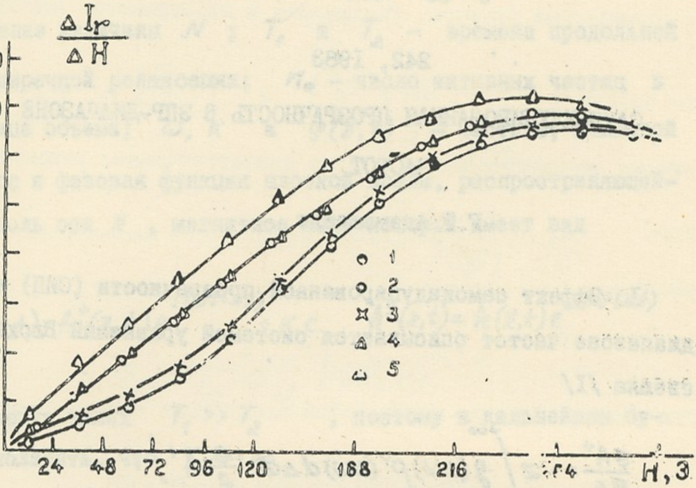


Рис.5. Коэрцитивные спектры образца ШТ-2. Магнитные состояния: I - нулевое; 2 - естественное; 3,4,5 - созданные в результате воздействия на НС температуры I70°C /3/, 280°C /4/ и 380°C /5/.

Труды Тбилисского ордена Трудового Красного Знамени
государственного университета

თბილისის შრომის წითელი დროშის ორდენოსანი სახელმწიფო
უნივერსიტეტის შრომები

242, 1983

САМОИНДУЦИРОВАННАЯ ПРОЗРАЧНОСТЬ В ЭПР-ДИАПАЗОНЕ ЧАСТОТ

Г.Т.Адамашвили

I. Эффект самоиндуцированной прозрачности (СИП) в ЭПР-диапазоне частот описывается системой уравнений Блоха-Максвелла /I/

$$\frac{\partial h^+}{\partial x} = -æ\int_{-\infty}^{+\infty} g(\Delta\omega)\rho^+(\Delta\omega)\,d\Delta\omega - \frac{\sigma}{2}h^+, \qquad (1)$$

$$\frac{\partial \rho^+}{\partial \tau} = i\Delta\omega\rho^+ - \gamma h^+ N - \frac{\rho^+}{T_2},$$
$$\frac{\partial N}{\partial \tau} = \frac{\gamma}{2}\left(h^+\rho^- + h^-\rho^+\right) - \frac{N-N_0}{T_1}, \qquad (2)$$

где

$$æ = \frac{2\pi n_0 \hbar \gamma \varepsilon \omega^2}{k c^2}, \quad \Delta\omega = \omega_0 - \omega, \quad \omega_0 = \gamma H_0, \quad \rho^+ = (\rho^-)^*,$$

$$\langle S^+\rangle = i\rho^+ e^{i(\omega t - kx)}, \quad \langle S^z\rangle = N, \quad S^+ = S^x + iS^y, \quad n = \sqrt{\varepsilon}, \quad \tau = t - \frac{n}{c}x$$

$g(\Delta\omega)$ – нормированная функция неоднородного уширения линии ЭПР; линейный член – $\frac{\sigma}{2}h^+$ учитывает эффект рассеяния; H_0 – постоянное магнитное поле, направленное вдоль оси x; $\gamma=-\gamma_e$ – гиромагнитное отношение электронного спина $S=\frac{1}{2}$ парамагнитной примеси; ε – диэлектрическая проницаемость среды; N_0 – равновесное значение величины N; T_1 и T_2 – времена продольной и поперечной релаксации; n_0 – число активных частиц в единице объема; ω, k и $\varphi(z,t)$ – частота, волновой вектор и фазовая функция плоской волны, распространяющейся вдоль оси z, магнитное поле которой имеет вид

$$H(z,t)=h^{+}(z,t)e^{i(\omega t-kz)}+к.с.,\quad h^{\pm}(z,t)=h(z,t)e^{\pm i\varphi(z,t)}.$$

В твердых телах $T_1 \gg T_2$, поэтому в дальнейшем будем полагать, что $T_1\longrightarrow\infty$.

2. К уравнениям СИП (при $\sigma=0$, $T_2\longrightarrow\infty$) применим метод обратной задачи рассеяния (МОЗР). На основе этого метода можно развить теорию возмущений, с помощью которой становится возможным рассмотреть влияние эффектов поперечной релаксации и рассеяния на параметры 2π-импульса. Ввиду того, что МОЗР подробно обсуждается в работах /2,3/, приведем основные её свойства без доказательств.

Известно, что в МОЗР важную роль играют уравнения Захарова-Шабата (ЗШ)

$$\frac{\partial u_1}{\partial \tau}=-i\xi u_1-\frac{\gamma}{2}h^{-}u_2,\quad \frac{\partial u_2}{\partial \tau}=i\xi u_2+\frac{\gamma}{2}h^{+}u_1, \qquad (3)$$

$$\int_{-\infty}^{+\infty} |h^{\pm}| d\tau < \infty .$$

При каждом вещественном система (3) имеет два линейно независимых решения. Рассмотрим в пространстве решений два базиса $\Phi = \begin{pmatrix} \phi_1 \\ \phi_2 \end{pmatrix}$, $\bar{\Phi} = \begin{pmatrix} \phi_2^* \\ -\phi_1^* \end{pmatrix}$ и $\Psi = \begin{pmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \end{pmatrix}$, $\bar{\Psi} = \begin{pmatrix} \psi_2^* \\ -\psi_1^* \end{pmatrix}$, которые удовлетворяют следующим асимптотическим условиям:

$$\Phi \longrightarrow \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} e^{-i\xi\tau}, \quad \tau \longrightarrow -\infty,$$

$$\Psi \longrightarrow \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} e^{i\xi\tau}, \quad \tau \longrightarrow +\infty .$$

Эти решения связаны между собой следующими соотношениями

$$\Phi = a\bar{\Psi} + b\Psi, \quad \bar{\Phi} = -a^*\Psi + b^*\bar{\Psi}, \quad aa^* + bb^* = 1 .$$

Величины a, b, a^*, b^* являются данными рассеяния. Функцию a можно аналитически продолжить в верхнюю полуплоскость ξ, нули которой $\xi_j = \xi_j + i\eta_j$ $(a(\xi_j) = 0,$ $j = 1, 2, \ldots, m)$ совпадают с дискретным спектром собственных значений уравнений З-Ш. Для этих значений ξ_j имеем $\Phi(\xi_j) = b(\xi_j)\Psi(\xi_j)$.

В дальнейшем мы будем интересоваться солитонным решением уравнений СИП. В этом случае совокупность данных рассеяния, необходимых для определения величины h, имеют вид

$$S = \left[\left(\frac{\bar{b}}{a}, \xi - \text{вещественна} \right), \xi_1, D_1 \right],$$

где

$$D_1 = -\frac{1}{a_1' b(\xi_1)}, \quad a_1' = \left(\frac{\partial a}{\partial \xi} \right)_{\xi = \xi_1}.$$

Пренебрегая непрерывным спектром $\left(\frac{b}{a} = 0 \right)$, можно показать, что для данных рассеяния справедливы уравнения

$$\xi_{1t} = -\frac{1}{(a_1')^2 D_1} I(\psi, \psi), \tag{4}$$

$$D_{1t} = \frac{a_1''}{(a_1')^3} I(\psi, \psi) - \frac{1}{(a_1')^2} J(\psi, \psi),$$

где

$$I(\psi, \psi) = \frac{\gamma}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} \left(h_x^+ \psi_1^2 + h_x^- \psi_2^2 \right) d\tau,$$

$$J(\psi, \psi) = \frac{\gamma}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} \left[h_x^+ \left(\frac{\partial \psi_1^2}{\partial \xi} \right)_{\xi = \xi_1} + h_x^- \left(\frac{\partial \psi_2^2}{\partial \xi} \right)_{\xi = \xi_1} \right] d\tau. \tag{5}$$

Величину h^+ можно выразить через данные рассеяния S и квадраты собственных функций уравнений З–Ш

$$h^+ = \frac{4i}{\gamma}\left(\mathcal{D}_1 \Phi_2^2 - \bar{\mathcal{D}}_1 \bar{\Phi}_2^2\right). \tag{6}$$

Собственные функции уравнений (3) определяются из полной системы уравнений обратной задачи $(j=1)$

$$\bar{\psi}(\xi) e^{i\xi\tau} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} + \frac{b(\xi_1)\psi(\xi_1) e^{i\xi_1\tau}}{a_1'(\xi-\xi_1)}, \tag{7}$$

$$\bar{\bar{\psi}}(\xi) = -\psi(\xi).$$

Аналогично определяются величины Φ и $\bar{\Phi}$.

3. Учитывая, что $\rho^+ = \Phi_1^* \Phi_2 \Big/_{\xi=\frac{\Delta\omega}{2}}$, $N = \frac{1}{2}\left(|\Phi_2|^2 - |\Phi_1|^2\right)\Big/_{\xi=\frac{\Delta\omega}{2}}$, $\mathcal{D}_1 = 2\eta_1 e^{i\beta_1 - 2\eta_1\tau_{01}}$, из соотношений (4–6) получаем

$$\xi_{1z} = \frac{B_2}{3\eta_1 T_2}, \tag{8}$$

$$\eta_{1z} = -6\eta_1 - \frac{1}{6\eta_1 T_2}\left(3A_1 - 2A_2\right), \tag{9}$$

$$\beta_{1z} = \frac{B_1}{2\eta_1} + \frac{1}{3\eta_1^2 T_2}\left(2B_3 - 3B_2 + 2\eta_1\tau_{01} B_2\right), \tag{10}$$

$$(\tau_{01})_z = \frac{A_1}{4\eta_1^2} + \frac{1}{6\eta_1^3 T_2}\left(2A_3 - 3A_2\right), \tag{11}$$

$$h^+ = \frac{4\eta_1}{\gamma} e^{i\beta_1 + 2i\xi_1\tau} \operatorname{sech} 2\eta_1(\tau - \tau_{01}), \qquad (12)$$

где

$$A_n = \frac{\gamma^2}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{g(\Delta\omega)\, d\Delta\omega}{\left[\left(\frac{\Delta\omega - 2\xi_1}{2\eta_1}\right)^2 + 1\right]^n},$$

$$B_n = \frac{2\gamma}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{g(\Delta\omega)\, \frac{\Delta\omega - 2\xi_1}{2\eta_1}}{\left[\left(\frac{\Delta\omega - 2\xi_1}{2\eta_1}\right)^2 + 1\right]^n}.$$

Из этих выражений следует, что величины $4\eta_1/\gamma$, $1/2\eta_1$, τ_{01} представляют собой амплитуду, ширину и задержку 2π - импульса, соответственно.

В случае, когда $\eta_1 T_2^* \ll 1$, получаем:

$$\eta_1(z) = \left[\eta_1(0) + \frac{\alpha_0}{3\sigma T_2}\right] e^{-\sigma z} - \frac{\alpha_0}{3\sigma T_2},$$

$$\tau_{01}(z) = \tau_{01}(0) + \frac{3}{4} T_2 \left\{ \left(1 + \frac{3\sigma}{\alpha_0}\right) \ln \frac{\eta_1(0)}{\eta_1(z) e^{\sigma z}} - \frac{1}{T_2}\left[\frac{1}{\eta_1(z)} - \frac{1}{\eta_1(0)}\right] \right\},$$

где

$\alpha_0 = \gamma\pi\varkappa g(\Delta\omega)$ - коэффициент резонансного акустического поглощения.

Влияние непрерывного спектра на СИП можно рассмотреть аналогично работе /4/.

Поступила 17.IУ.1983

Институт
прикладной математики
ТГУ

ЛИТЕРАТУРА

1. S.Grossman, E.Hahn, Phys. rev., <u>14</u> A, 1976, 2206.

2. В.Е.Захаров, С.В.Манаков, С.П.Новиков, Л.П.Питаевский, Теория солитонов: метод обратной задачи, М., 1980.

3. D.Kaup, Phys. Rev., <u>16</u> A, 1977, 704.

4. M.Ablowitz, D.Kaup, A.Newell, J.Math. Phys., <u>15</u>, 1974, 1852.

ვ. ადამაშვილი

თვითინდუცირებული გამჭვირვალობა სიხშირის ეპრ-დიაპაზონში

რეზიუმე

გაბნევის შებრუნებული ამოცანის მეთოდით განიხილება თვითინდუცირებული გამჭვირვალობის ეფექტი სიხშირის ეპრ დიაპაზონში. განისაზღვრება 2π-იმპულსის მახასიათებელი პარამეტრები.

G.Adamashvili

SELF-INDUCED TRANSPARENCY IN EPR-REGION FREQUENCIES

Summary

Self-induced transparency in microwave region frequencies has been investigated by inverce scattering transform. The parameters of the 2π -pulse are determined.

Труды Тбилисского ордена Трудового Красного Знамени
государственного университета

თბილისის შრომის წითელი დროშის ორდენოსანი სახელმწიფო
უნივერსიტეტის შრომები

ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА УСРЕДНЕНИЯ К НЕКОТОРЫМ ВОПРОСАМ МАГНИТНОГО РЕЗОНАНСА

М.Э.Гумберидзе, О.В.Суменко

В последнее время большое внимание уделяется изучению динамики спиновых систем при воздействии сильных РЧ полей. Для анализа такого рода задач использовалась теория среднего гамильтониана Уо, основанная на разложении Магнуса /I/. Однако эта теория приводит к появлению несекулярных членов в высших приближениях среднего гамильтониана, как показано в /2/, что делает её неприменимой для интерпретации ряда экспериментов /2,3/. Строго обоснованный математический метод Крылова-Боголюбова-Митропольского /4/ дает возможность корректного рассмотрения задач ЯМР высокого разрешения с любой наперед заданной точностью /2,5/. В данной статье этот метод применен при нахождении внерезонансного сдвига Блоха-Зигерта, а также для анализа поведения системы, содержащей два сорта спинов, при воздействии РЧ поля.

I) Внерезонансный сдвиг Блоха-Зигерта

Наличие стационарного РЧ поля, резонансного или внерезонансного со спиновой системой, вызывает во втором порядке сдвиг резонансной частоты – сдвиг Блоха-Зигерта /6,7/. Этот эффект можно описать методом усреднения Крылова-Боголюбова-Митропольского.

Гамильтониан системы (считаем $\hbar = 1$)

$$H = \omega_0 I_z + 2\omega_1 I_x \cos\omega t, \tag{1}$$

где первое слагаемое представляет собой зеемановский гамильтониан спина I в постоянном магнитном поле (0, 0, B_z), ω_0 – ларморова частота спина I ; второе слагаемое – воздействие линейно-поляризованного РЧ поля B_1 , причем $\omega_1 = \gamma_I B_1$.

Рассмотрим случай, когда $\omega_1, \left|\frac{\omega_0-\omega}{\omega_0}\right| << 1$. Перейдем в систему координат, вращающуюся с частотой ω ; гамильтониан примет вид

$$\tilde{H} = (\omega_0 - \omega) I_z + \omega_1 I_x + \frac{\omega_1}{2} I^+ e^{2i\omega t} + \frac{\omega_1}{2} I^- e^{-2i\omega t} \tag{2}$$

Средний гамильтониан вычислим по формуле

$$\bar{H} = H_0 + \sum_{n \neq 0} \frac{1}{2\omega_n} [H_n, H_{-n}], \tag{3}$$

полученной методом усреднения Крылова-Боголюбова-Митропольского в работе /2/. Из выражения (2) видно, что

$$H_0 = (\omega_0 - \omega) I_z + \omega_1 I_x ,$$

$$H_2 = \frac{\omega_1}{2} I^+ , \quad H_{-2} = \frac{\omega_1}{2} I^- . \tag{4}$$

Подставляя (4) в уравнение для среднего гамильтониана (3) находим:

$$\overline{H} = \left(\omega_0 - \omega + \frac{\omega_1^2}{4\omega} \right) I_z + \omega_1 I_x \tag{5}$$

В случае $\omega = \omega_0$ выражение для среднего гамильтониана (5) совпадает с выражением, полученным ранее в работе /2/. Наличие в гамильтониане (5) члена $\omega_0 - \omega$ почти не влияет на величину сдвига, сдвиг линии почти такой же, как и в резонансном случае.

В случае $\left| \frac{\omega_0 - \omega}{\omega_0} \right| \gg 1$ необходимо перейти в систему координат, вращающуюся с частотой ω_0. Применяя метод усреднения Крылова-Боголюбова-Митропольского, легко видеть, что в данном случае $H_0 = 0$, в связи с чем, из-за отсутствия несекулярных членов в среднем гамильтониане /2/, результаты, полученные методом усреднения и методом среднего гамильтониана Уо /I/, совпадают.

2) Гетероядерное подавление при линейно-поляризованном РЧ воздействии

Гетероядерное подавление служит для получения спектров высокого разрешения от образцов, содержащих два типа спинов: редкие наблюдаемые I и распространенные S. Оно заключается в приложении РЧ поля B_1 на ларморовской частоте распространенных спинов S или вблизи от нэё с целью подавления взаимодействия распространенных спинов с редкими, уширяющего линию ЯМР наблюдаемых спинов I.

Рассматриваемая система характеризуется гамильтонианом

$$H = \omega_s S_z + \omega_1 I_z + 2\omega_1^s S_x \cos\omega t + \sum_{i,k} A_{ik} I_z^i S_z^k, \qquad (6)$$

где первое и второе слагаемые - зеемановские гамильтонианы спинов S и I в постоянном магнитном поле (0, 0, B_z), третье описывает воздействие поля B_1 на спины S, четвертое - секулярную часть спин-спинового взаимодействия $I-S$, причем

$$\omega_1 = \gamma_I B_z, \quad \omega_s = \gamma_s B_z, \quad \omega_1^s = \gamma_s B_1,$$

$$S_z = \sum_k S_z^k, \quad I_z = \sum_i I_z^i,$$

индекс k пробегает по всем спинам S, i - по всем I, константа спин-спинового взаимодействия A_{ik} хорошо известна /8/. В гамильтониан не включены члены, описывающие диполь-дипольные взаимодействия спинов S друг с другом, спинов I друг с другом, квадрупольное взаимодействие спинов S с градиентом электрического поля при $S \geq 1$, в связи с тем, что ω_1^S много больше всех констант взаимодействия, вклад этих членов приводит к хорошо известному явлению саморазрядки /I/.

Если перейти в дважды вращающуюся наклонную систему координат DTR, определяемую унитарным преобразованием

$$DTR = exp(i\Omega_s S_z t) exp(iS_y\theta) exp(i(J_I I_z + \omega S_z)t),$$

$$\sin\theta = \frac{\omega_1^S}{\Omega_s}, \quad \Omega_s^2 = (\omega_s - \omega)^2 + (\omega_1^S)^2, \tag{7}$$

то эффективный гамильтониан, удовлетворяющий уравнению Лиувилля в DTR - системе примет вид:

$$H_{DTR,\text{эфф}} = \cos\theta \sum_{i,k} A_{ik} I_z^i S_z^k -$$

$$-\frac{1}{2}\sin\theta e^{i\Omega_s t} \sum_{ik} A_{ik} I_z^i S^{+k} -$$

$$-\frac{1}{2}\sin\theta e^{-i\Omega_s t} \sum_{i,k} A_{ik} I_z^i S^{-k}$$

Поскольку $H_{DTR,\text{эфф}}$ - периодическая функция времени с периодом $t_c = \frac{2\pi}{\Omega_s}$, то при $A_{ik}^2 \ll \Omega_s^2$ система эволюционирует как бы под воздействием усредненного, не зависящего явно от времени гамильтониана $H_{эфф}$, который, в соответствии с /5/ с точностью до третьего порядка имеет вид

$$H_{эфф} = H_0 + \sum_{\omega_n \neq 0} \frac{1}{2\omega_n} [H_n, H_{-n}] -$$

$$- \frac{1}{3} \sum_{\omega_n \neq 0} \frac{1}{\omega_m \omega_{m+k}} [H_{-m-k}, [H_m, H_k]] - \tag{8}$$

$$- \frac{1}{2} \sum_{\omega_n \neq 0} \frac{1}{\omega_n^2} [H_n, [H_{-n}, H_0]],$$

где H_n - коэффициенты разложения $H_{DTR, эфф}$ в ряд Фурье

$$H_{DTR, эфф} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} H_n e^{i\omega_n t}, \tag{9}$$

$$\omega_n = \frac{2\pi}{t_c} n.$$

В данном случае

$$H_{эфф} = \sum_{i,k} A_{ik} I_z^i S_z^k \cos\theta +$$

$$+ \frac{\sin^2\theta}{2\Omega_s} \sum_{i,k,m} A_{ik} A_{mk} I_z^i I_z^m S_z^k - \tag{10}$$

$$- \frac{5}{6} \frac{\sin^2\theta \cos\theta}{\Omega_s^2} \sum_{i,k,m,l} A_{ik} A_{mk} A_{lk} I_z^i I_z^m I_z^l S_z^k,$$

где для фиксированного i суммирование проводится по всем остальным спинам m, l системы спинов I и по всем k системы спинов S.

Итак, в отсутствие развязки $\omega_1^s = 0$ получаются хорошо известные /8/ результаты:

$$H_{эфф} = \sum_{i,k} A_{ik} I_z^i S_z^k$$

При резонансной развязке $\omega_1^s \neq 0$, $\Delta\omega = 0$ в $H_{эфф}$ остается только второе слагаемое, соответствующее второму приближению, в отличие от рассчитанного на основании теории Уо, где остается еще и третье приближение. При $I = \frac{1}{2}$, что имеет место фактически во всех случаях, представляющих практический интерес (^{13}C, ^{15}N, ^{1}H, ^{19}F и т.д.), и $i = m$ имеем $I_z^i I_z^m = (I_z^i)^2 = \frac{1}{4}$ независимо от представления, то есть член $i = m$ суммы $\sum_{i,k,m}$ не оказывает влияния на спектр спинов I. Таким образом первые три приближения не дают вклада в ширину линии, и разрешимость определяется высшими приближениями, в то время как по теории Уо /I/ предел разрешимости определяется третьим приближением. При $i \neq m$, поскольку основная часть A_{ik} пропорциональна r_{ik}^{-3}, а r_{mk} обычно гораздо больше r_{ik}, можно считать, что второе слагаемое слабо влияет на ширину линии.

При внерезонансной развязке $\omega_1^s \neq 0$, $\Delta\omega \neq 0$ в $H_{эфф}$ сохраняются все члены, и подавление значительно слабее, чем резонансное. При $\Delta\omega < \left(\frac{\omega_1^s}{\Omega_s}\right)^2 A$ вклад от максимального первого приближения становится меньше резонансной ширины, определяемой вторым приближением и характеризующей сужение линии более, чем в $10\,\frac{\omega_1^s}{A}$ раз, что при условии $\Delta\omega \ll \omega_1^s$ сводится к $\Delta\omega < A$. Практически этого следует добиваться увеличением ω_1^s.

Поступила 21.У.1983

Кафедра
квантовой радиофизики

ЛИТЕРАТУРА

1. У. Хеберлен, М. Меринг, ЯМР высокого разрешения в твердых телах, "Мир", 1980.
2. Л.Л.Буишвили, М.Г.Менабде, ЖЭТФ, 77,2435,1979.
3. W.K.Rhim, D.P.Burum, D.D.Elleman, Phys. Rev. Lett., 37, 1764, 1976; Л.Н.Ерофеев, В.А.Шумм, Письма в ЖЭТФ, 27, 101, 1978.
4. Н.Н.Боголюбов, Ю.А.Митропольский, Асимптотические методы в теории нелинейных колебаний, "Наука", 1974.
5. Л.Л.Буишвили, М.Г.Менабде, Е.Б.Волжан, ТМФ, 46,251,1981.
6. F. Bloch, A.Siegert, Phys. Rev., 57, 552, 1940.
7. А.Леше, Ядерная индукция, Москва, 1963.
8. А.Абрагам, Ядерный магнетизм, ИИЛ. 1963.

მ. გუმბერიძე, ო. სუმენკო

გასაშუალების მეთოდის გამოყენება მაგნიტური რეზონანსის ზოგიერთ საკითხში

რეზიუმე

შრომაში კრილოვ-ბოგოლუბოვ-მიტროპოლსკის მეთოდით განხილება ბლოხ-ზიგერტის წანაცვლება არარეზონანსულ შემთხვევაში გეტერობირთვული სისტემის გაგანიერების ჩახშობა წრფივად-პოლარიზებული რადიოსიხშირული ველით.

მიღებული შედეგები განსხვავდება უოს თეორიის საფუძველზე დადგენილი შედეგებისაგან, რომელშიაც საშუალო ჰამილტონის მაღალ მიახლოებაში მიიღება არასეკულარული წევრები, რასაც მთელ რიგ შემთხვევაში მივყევართ არასწორ ფიზიკურ შედეგებამდე.

M. Gumberidze, O. Sumenko

APPLICATION OF THE AVERAGING METHOD IN PROBLEMS OF NUCLEAR MAGNETIC RESONANCE

Summary

Bloch-Siegert's out-of-resonance shift and heteronuclear suppression under linear polarized RF-power have been studied by Kryiov-Bogolybov-Mitropolsky method.

The results differ from those obtained on the basis of Waugh theory leading to the appearance of nonsecular members in higher orders of the mean Hamiltonian, resulting in a number of erroneous physical results.

Труды Тбилисского ордена Трудового Красного Знамени
государственного университета

თბილისის შრომის წითელი დროშის ორდენოსანი სახელმწიფო
უნივერსიტეტის შრომები

242, 1983

ДИФРАКЦИЯ ВОЛНЫ H_{10} НА ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ СТУПЕНЬКЕ КОНЕЧНОЙ ДЛИНЫ

Ф.Г.Богданов, Г.Ш.Кеванишвили

Проблема дифракции волны H_{10} на полубесконечной диэлектрической ступеньке исследовалась многими авторами /1-6/. Было обнаружено /4,6/ наличие изломов дифракционных зависимостей в точках возникновения высших незатухающих типов волн. В работе /4/ аналогичная проблема распространена на случай ступеньки конечной длины. В настоящей работе показано, что наличие конечной длины ступеньки приводит к резонансным явлениям полного прохождения и полного отражения падающей волны, обнаруженным ранее для других структур /7-9/.

Пусть имеем бесконечный прямоугольный волновод с диэлектрической ступенькой конечной длины (рис.I). Предположим, что на ступеньку в положительном направлении оси z падает волна H_{10} с компонентой

$$E_y = \sin\frac{\pi x}{a}\exp(-ik_1 z) \qquad (\mathrm{Im}\, h_1<0) \qquad (\mathrm{I})$$

(зависимость от времени берем в виде $e^{i\omega t}$) и поставим задачу о нахождении дифракционного спектра рассеянной волны.

Составляющие поля рассеянной волны будем искать в виде:

$$E_{y1}=E_y+\sum_{m=1}^{\infty}A_m \sin\frac{\pi x m}{a}\exp(ih_m z) \quad (z\leq 0), \tag{2}$$

$$E_{y2}=\sum_{m=1}^{\infty}\Big\{C_m\exp(-ih'_m z)+ D_m\exp\left[ih'_m(z-l)\right]\Big\}\Phi_{c,1}(x) \quad (0\leq z\leq l), \tag{3}$$

$$E_{y3}=\sum_{m=1}^{\infty}B_m \sin\frac{\pi m x}{a}\exp\left[-ih_m(z-l)\right] \quad (z\geq l) \tag{4}$$

где $h_m=\sqrt{k_0^2-(\pi m/a)^2}$, k_0 - волновое число свободного пространства, h'_m - продольное волновое число волны H_{m0} в волноводе с диэлектриком, являющееся решением трансцендентного уравнения /6/

$$\frac{tg\left(\sqrt{k^2-h'^2_m}\,d\right)}{\sqrt{k^2-h'^2_m}}+\frac{tg\left[(a-d)\sqrt{k_0^2-h'^2_m}\right]}{\sqrt{k^2-h'^2_m}}=0 \tag{5}$$

$$\Phi_m(x)=\begin{cases}\sin q_m d\,\dfrac{\sin p_m(a-x)}{\sin p_m(a-d)} & (d\le x\le a)\\ \sin q_m x & (0\le x\le d)\end{cases},\tag{6}$$

$$q_m=(k^2-h_m'^2)^{1/2},\quad p_m=(k_0^2-h_m'^2)^{1/2},\quad k=\omega\sqrt{\varepsilon\mu_0}$$

Комплексные амплитуды A_m и B_m дифракционного спектра рассеянной волны подлежат определению.

Используя условия сшивания полей в граничных плоскостях $z=0$ и $z=\ell$, получим систему функциональных уравнений относительно коэффициентов A_m, B_m, C_m и D_m:

$$\sum_{m=1}^{\infty}\left\{A_m\sin\frac{\pi m x}{a}-(C_m+\hat{D}_m)\Phi_m(x)\right\}=-\sin\frac{\pi x}{a},$$

$$\sum_{m=1}^{\infty}\left\{A_m h_m\sin\frac{\pi m x}{a}+(C_m-\hat{D}_m)h_m'\Phi_m(x)\right\}=h_1\sin\frac{\pi x}{a},\tag{7}$$

$$\sum_{m=1}^{\infty}\left\{B_m\sin\frac{\pi m x}{a}-(\hat{C}_m+D_m)\Phi_m(x)\right\}=0,$$

$$\sum_{m=1}^{\infty}\left\{B_m h_m\sin\frac{\pi m x}{a}-(\hat{C}_m-D_m)h_m'\Phi_m(x)\right\}=0,$$

где введены обозначения:

$$\hat{C}_m=C_m\exp(-ih_m'\ell),\qquad \hat{D}_m=D_m\exp(-ih_m'\ell).\tag{8}$$

Используя условия ортогональности для поперечных собственных функций $\Phi_m(x)$ /6/ и вводя новые переменные x_m и y_m /7/

$$x_m = A_m + B_m, \qquad y_m = A_m - B_m, \tag{9}$$

из системы (7) после несложных преобразований получим бесконечные системы алгебраических уравнений относительно неизвестных x_m и y_m:

$$\sum_{m=1}^{\infty} x_m \left(h_m + i h_n' \, tg\, h_n' \frac{l}{2}\right) T_{nm} = \left(h_1 - i h_n' \, tg\, h_n' \frac{l}{2}\right) T_{n1}, \tag{10}$$

$$\sum_{m=1}^{\infty} y_m \left(h_m \, tg\, h_n' \frac{l}{2} - i h_n'\right) T_{nm} = \left(h_1 \, tg\, h_n' \frac{l}{2} + i h_n'\right) T_{n1} \tag{11}$$

$$(n = 1, 2, 3, \ldots),$$

где

$$T_{nm} = \frac{2}{a} \int_0^a \Phi_n(x) \sin \frac{\pi m x}{a} \, dx. \tag{12}$$

Искомые неизвестные находятся после решения систем уравнений (10) и (11) с помощью формул (9).

Независимые системы алгебраических уравнений 1-го рода (10) и (11) могут быть переписаны в виде эквивалентных систем 2-го рода, причем нетрудно показать, что они являются системами фредгольмовского типа и, следовательно, имеют единственное решение в классе l_2 ограниченных последовательностей, и это решение может быть найдено методом редукции при любых параметрах волновода с любой степенью точности /8/.

Численный анализ систем (I0) и (II), проведенный при различных параметрах волновода $s=d/a$, $q=2a/\lambda$, ℓ/a и $\varepsilon_\eta=\varepsilon/\varepsilon_0$, показал, что для получения решения с точностью 0,I % достаточно ограничиться шагом редукции N = 5-7.

Некоторые результаты численного анализа изображены на рис. 2-5, на которых построены зависимости модуля $|B_1|$ коэффициента прохождения и фазы коэффициентов прохождения φ_B (сплошные кривые) и отражения φ_R (пунктирные кривые) от параметров волновода. Пунктирные кривые на рис. 2-4 соответствуют ε_η=2,I (тефлон), а сплошные - ε_η= = 5,4 (слюда). Черточками на кривых рис.2 и 3 отмечены точки возникновения высших распространяющихся типов волн.

Анализ численных результатов показывает, что распространение волны H_{10} в волноводе с диэлектрической ступенькой конечной длины имеет резонансный характер. При определенных параметрах диэлектрика имеет место полное прохождение и полное отражение падающей волны. Характерно, что полное отражение наблюдается лишь в многоволновой области, когда в волноводе с диэлектриком появляются незатухающие гармоники основной волны.

Из рис. 2-4 следует, что частота резонансов возрастает с ростом параметров s, q, ℓ и ε_η. Это связано с увеличением эффективных размеров диэлектрика и возбуждением новых распространяющихся типов волн.

При малых заполнениях $S \lesssim 0,25$ возрастает четкость минимумов и пологость максимумов коэффициента прохождения. При заполнениях $S \gtrsim 0,75$ возрастает четкость обоих резонансов, так что в отдельных случаях изменения параметров порядка 10^{-4} приводит к изменению $|B_1|$ от 0 до I. При заполнениях $S \sim 0,5$ резонансы становятся двугорбыми. Указанные особенности связаны с поперечной структурой полей падающей и возбужденной волн и перераспределением энергии между гармониками.

Из рис.5 следует, что фазы коэффициентов прохождения и отражения монотонно убывают с ростом эффективных размеров диэлектрика при постоянном сдвиге фаз между ними, равном $\pi/2$. В точках полного отражения скорость этого убывания резко возрастает.

Поступила 5.07.1982 Кафедра радиофизики

ЛИТЕРАТУРА

I. C.Angulo, IRE Trans., MTT-5, N 1, p. 68, 1957.

2. R.Collin, R.Vaillancourt, IRE Trans., MTT-5, N 2, p. 177, 1957.

3. R.Collin, Field Theory of Guided Waves. McGraw Hill, BC, 1960.

4. E.Royer, R.Mittra, IEEE Trans., MTT-20, N 4, p. 273, 1972.

5. Л.Левин, Теория волноводов, М., "Радио и связь", 1981.

6. Ф.Г.Богданов, Г.Ш.Кеванишвили, Изв.вузов, Радиофизика,

23, №2, 213 (1980).

7. С.А.Масалов, Ю.Т.Репа, сб."Радиотехника",вып.20.Изд-во ХГУ, Харьков, 1972.

8. В.П.Шестопалов, Л.Н.Литвиненко, С.А.Масалов, В.Г.Сологуб, Дифракция волн на решетках. Изд-во ХГУ,Харьков, 1973.

9. Т.Г.Хроменко,сб."Радиотехника",вып.10,Изд-во ХГУ, Харьков, 1969

ფ.ბოგდანოვი, გ.ქევანიშვილი

H_{10} ტალღის დიფრაქცია სასრული სიგრძის დიელექტრიკულ საფეხურზე

რეზიუმე

მიღებულია მართკუთხა ტალღგამტარის ძირითადი ტალღის სასრული სიგრძის დიელექტრიკულ საფეხურზე დიფრაქციის ამოცანის მკაცრი ამოხსნა. შეინიშნება რეზონანსული მოვლენები, როდესაც ადგილი აქვს დაცემული ტალღის ან მთლიან გავლას ან მთლიან არეკვლას.

F.Bogdanov, G.Kevanishvili

DIFFRACTION OF H_{10} WAVE BY A DIELECTRIC STEP OF FINITE LENGTH

Summary

The resonance phenomena of absolute transmission and absolute reflection of the incident wave are discovered for the problem of diffraction of the principal wave of a rectangular waveguide by a dielectric step of finite length.

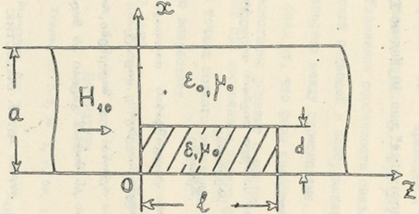


Рис.I. Диэлектрическая ступенька в прямоугольном волноводе.

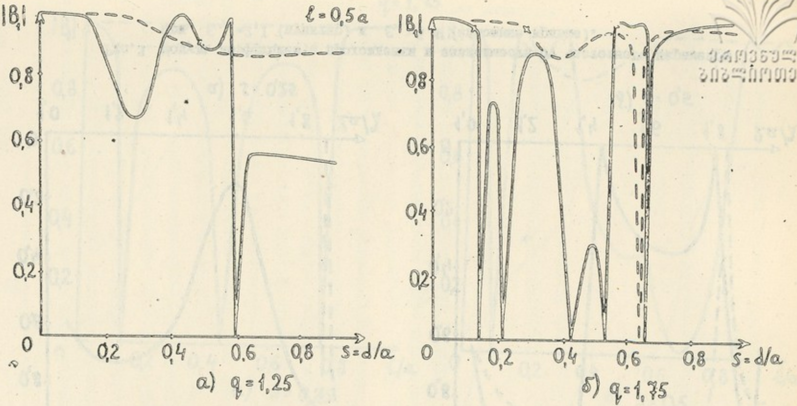


Рис.2. Модуль коэффициента прохождения в зависимости от коэффициента заполнения волновода диэлектриком при ε_r =2,I (пунктир) и ε_r =5,4 (сплошные кривые).

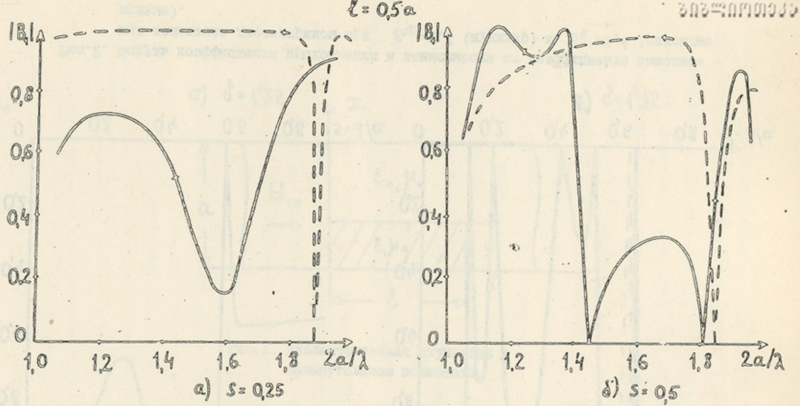


Рис.3. Модуль коэффициента прохождения в зависимости от частотного параметра при $\varepsilon_{\eta} = 2,1$ (пунктир) и $\varepsilon_{\eta} = 5,4$ (сплошные кривые).

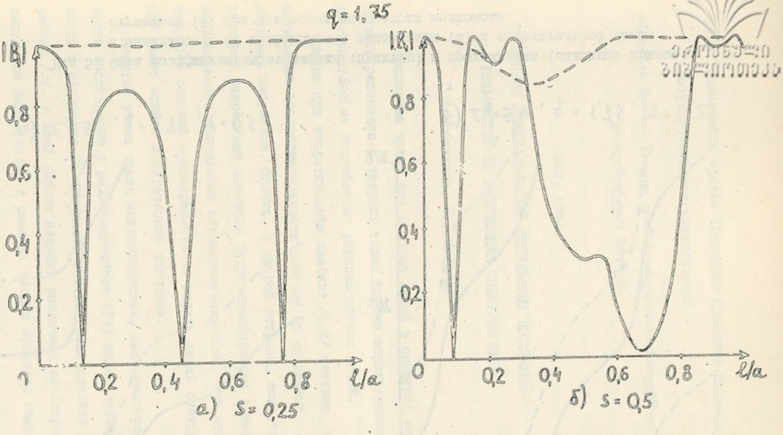
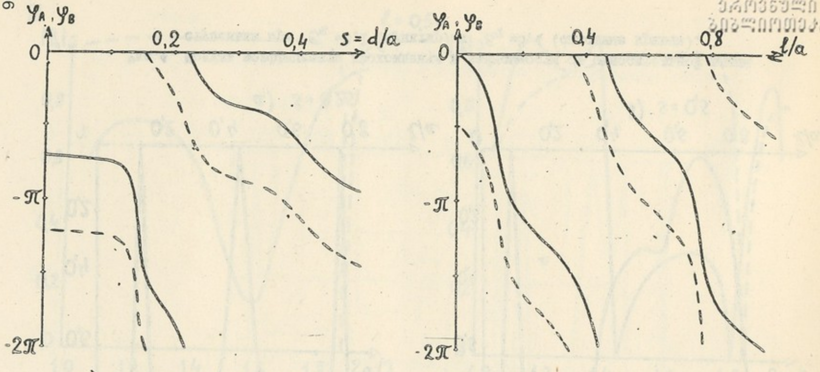


Рис.4. Модуль коэффициента прохождения в зависимости от относительной длины ступеньки при ε_{r_2} =2,I (пунктир) и ε_{r_2} =5,4 (сплошные кривые).



а) $\varepsilon_ч = 5,4$, $q = 1,75$, $\ell = 0,5a$

б) $\varepsilon_ч = 5,4$, $q = 1,75$, $s = 0,25$

Рис.5. Фаза коэффициентов отражения (пунктир) и прохождения (сплошные кривые) в зависимости от коэффициента заполнения (а) и относительной длины ступеньки (б) при некоторых параметрах волновода.

Труды Тбилисского ордена Трудового Красного Знамени
государственного университета

თბილისის შრომის წითელი დროშის ორდენოსანი სახელმწ-ო
უნივერსიტეტის შრომები

242, 1983

О ВЛИЯНИИ НЕИДЕАЛЬНОСТЕЙ ИМПУЛЬСНЫХ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТЕЙ НА РАЗРЕШЕНИЕ СПЕКТРОВ ЯМР

Г.В.Кобахидзе, М.Г.Менабде

В последнее время для сужения линий в спектрах магнитного резонанса в твердых телах широко используются многоимпульсные воздействия радиочастотных полей.

Обычно при теоретическом анализе /I,2/ считают, что импульсные последовательности состоят из идеальных δ-образных импульсов. Однако, о другой стороны, ясно, что величину разрешения спектров будут лимитировать именно неидеальности импульсных последовательностей. Так что вопрос о влиянии несовершенств на ширину линий спектров ЯМР имеет важное практическое значение.

Попытка учета таких неидеальностей, как неоднородность постоянного и радиочастотного (РЧ) поля, неточность в настройке РЧ импульсов и т.д., была сделана в работе /3/. В этой работе влияние различных несовершенств импульсов было учтено в рамках теории среднего гамильтониана Уо /I,2/.

Однако, как было показано в дальнейшем /4/, выражение для среднего гамильтониана Уо является несекулярным уже во втором порядке теории возмущений и приводит в ряде случаев к неверным результатам. Так как реально эксперименты проводятся в неидеальных условиях, то корректный учет вкладов этих неидеальностей в ширину линии может оказаться весьма существенным при их постановке.

В данной работе на основе результатов работы /4/ мы заново вычислим вклады различных несовершенств в ширину линии и сравним их с результатами, полученными в работе /3/.

Следуя работе /3/, предположим, что несовершенства малы в том смысле, что гамильтониан РЧ поля $\mathcal{H}_1(t)$ можно разделить на главный член $\mathcal{H}_1^{(0)}(t)$, представляющий "идеальную" часть РЧ импульса, и малый член $\mathcal{H}_1^{(1)}(t)$, характризующий "неидеальную" часть $\mathcal{H}_1(t)$, т.е.

$$\mathcal{H}_1(t)=\mathcal{H}_1^{(0)}(t)+\mathcal{H}_1^{(1)}(t), \tag{I}$$

$$\left\|\mathcal{H}_1^{(0)}\right\| \gg \left\|\mathcal{H}_1^{(1)}\right\| \tag{2}$$

($\|\mathcal{H}\|$ означает "величину" гамильтониана в единицах частоты). При выполнении условия (2) $\mathcal{H}_1^{(1)}(t)$ можно объединить с гамильтонианом спиновых взаимодействий $\mathcal{H}(t)$ и к суммарному гамильтониану $\mathcal{H}(t)+\mathcal{H}_1^{(1)}(t)$ применить теорию когерентного усреднения. Гамильтониан импульса, действующего, например, вдоль оси x, запишем так /3/:

$$\mathcal{H}_1(t) = -\omega_1 I_x - \sum_i \frac{\varepsilon_i}{t_w} I_{x_i} - \frac{\delta_x}{t_w} I_x - \qquad (3)$$

$$- \omega_1 \Phi_x I_y - \omega_I(t) I_x + \omega_T(t) I_y ,$$

где $-\omega_1 I_x$ – "идеальная часть импульса",

t_w – длительность импульса,

ε_i – неоднородность РЧ поля,

$\omega_I(t), \omega_T(t)$ – фазовые переходные процессы,

Φ_x – неточность в настройке фазы,

δ_x – ошибка в настройке длительности t_w РЧ импульса.

Рассмотрим подробнее один пример. Пусть на спиновую систему действует импульсная последовательность $MW\text{-}2\left(-\tau-P_x-2\tau-P_{-x}-\tau\right)_n$, где, например, P_x обозначает РЧ импульс, направленный во вращающейся системе координат вдоль оси x и поворачивающий спины на 90 градусов. Вычислим перекрестный член $\bar{\mathcal{H}}^{(2)}_{\varepsilon 0}$ (0 означает расстройку от резонанса) второго порядка среднего гамильтониана. Используя выражение (3), гамильтониан, промодулированный "идеальной" частью импульсной последовательности $MW-2$, запишем так

$$\tilde{\mathcal{H}}(t)=\tilde{\mathcal{H}}_0(t)+\tilde{\mathcal{H}}_\varepsilon(t),$$

где

$$\tilde{\mathcal{H}}_0(t)=$$

$$=\begin{cases} \Delta\omega\cdot I_z & 0\le t<\tau-t_w/2 \\ \Delta\omega\cdot\exp[-i\omega_1(t-\tau+t_w/2)I_x]I_z\exp[i\omega_1(t-\tau+t_w/2)I_x] & \tau-t_w/2\le t<\tau+t_w/2 \\ -\Delta\omega\cdot I_y & \tau+t_w/2\le t<3\tau-t_w/2 \\ \Delta\omega\cdot\exp[-i\omega_1(t-3\tau+t_w/2)I_x]I_z\exp[i\omega_1(t-3\tau+t_w/2)I_x] & 3\tau-t_w/2\le t<3\tau+t_w/2 \\ \Delta\omega\cdot I_z & 3\tau+t_w/2\le t<4\tau \end{cases} \quad (4)$$

($\Delta\omega$ - расстройка от резонанса)

и

$$\tilde{\mathcal{H}}_\varepsilon(t)=\begin{cases} 0 & 0\le t<\tau-t_w/2 \\ -\frac{1}{t_w}\sum_i\varepsilon_i I_{x_i} & \tau-t_w/2\le t<\tau+t_w/2 \\ 0 & \tau+t_w/2\le t<3\tau-t_w/2 \\ \frac{1}{t_w}\sum_i\varepsilon_i I_{x_i} & 3\tau-t_w/2\le t<3\tau+t_w/2 \\ 0 & 3\tau+t_w/2\le t<4\tau \end{cases} \quad (5)$$

(Время продолжительности импульсов $t_w\ll\tau$)

Для вычисления $\overline{\tilde{\mathcal{H}}}^{(2)}_{\varepsilon 0}$ используем выражение для среднего гамильтониана, полученное в работе /4/ .

$$\overline{\mathcal{H}}^{(2)} = -\frac{i}{2t_c}\int_0^{t_c} dt_2 \int_0^{t_2} dt_1 \left[\tilde{\mathcal{H}}(t_2), \tilde{\mathcal{H}}(t_1)\right] + \tag{6}$$

$$+\frac{i}{t_c^2}\int_0^{t_c} dt_2 \int_0^{t_2} dt_1 (t_2 - t_1)\left[\tilde{\mathcal{H}}(t_2), \tilde{\mathcal{H}}(t_1)\right]$$

(t_c - период следования импульсов).

Подставим (4) и (5) в выражение (6). При вычислении учтем только перекрестные члены вида $\left[\tilde{\mathcal{H}}_o, \tilde{\mathcal{H}}_\varepsilon\right]$. Получим

$$\overline{\mathcal{H}}^{(2)}_{\varepsilon o} = -\frac{1}{4}\Delta\omega \sum_i \varepsilon_i \left(I_{z_i} - I_{y_i}\right), \tag{7}$$

в то время как в работе /3/ получено

$$\overline{\mathcal{H}}^{(2)}_{\varepsilon o} = -\frac{1}{2}\Delta\omega \sum_i \varepsilon_i I_{z_i} \tag{8}$$

Остальные вычисления проводятся аналогичным образом. Ниже в таблице мы приводим выражения для средних гамильтонианов, отличающиеся от соответствующих выражений, полученных в работе /./

Вклад этих гамильтонианов в ширину линии, очевидно, пропорционален квадратному корню от второго момента $\delta \sim \sqrt{M_2}$. Так как $M_2 \sim Sp\left\{\left[\overline{\mathcal{H}}, I_x\right]^2\right\}$, то, как

Средние гамильтонианы взаимодействия для многоимпульсных экспериментов по сужению линий и настройки циклов

Таблица

MW-4: $(-\tau-P_x-2\tau-P_x-2\tau-P_x-2\tau-P_x-\tau)_n$	MW-2: $(-\tau-P_x-2\tau-P_{-x}-\tau)_n$
$\bar{\mathcal{H}}^{(2)}_{\delta 0}=0$ $\bar{\mathcal{H}}^{(2)}_{\varepsilon 0}=0$	$\bar{\mathcal{H}}^{(2)}_{\delta 0}=-\frac{1}{8}\Delta\omega(\delta_x+\delta_{-x})(I_x-I_y)$ $\bar{\mathcal{H}}^{(2)}_{\varepsilon 0}=-\frac{1}{4}\Delta\omega\sum_i \varepsilon_i(I_{zi}-I_{yi})$ $\bar{\mathcal{H}}^{(2)}_{P0}=0$ $\bar{\mathcal{H}}^{(2)}_{T0}=0$
WHH-4: $(-\tau-P_{-x}-\tau-P_x-2\tau-P_{-y}-\tau-P_y-\tau)_n$	MREV-8: $(-\tau-P_x-\tau-P_y-2\tau-P_{-y}-\tau-P_{-x}-2\tau-P_{-x}-\tau-P_y-2\tau-P_{-y}-\tau-P_x-\tau)_n$
$\bar{\mathcal{H}}^{(2)}_{\delta 0}=-\frac{1}{18}\sum_i(\Delta\omega+\omega_0\sigma_{zzi})\left[(\delta_x+\delta_{-x})\times(2I_{yi}+I_{zi})+(\delta_y+\delta_{-y})(I_{xi}+2I_{yi})\right]$ $\bar{\mathcal{H}}^{(2)}_{\varepsilon 0}=-\frac{1}{9}\sum_i(\Delta\omega+\omega_0\sigma_{zzi})(I_{xi}+4I_{yi}+I_{zi})$ $\bar{\mathcal{H}}^{(2)}_{P0}=\frac{1}{18}(\phi_x+\phi_{-x}-\phi_y-\phi_{-y})\times\sum_i(\Delta\omega+\omega_0\sigma_{zzi})(I_{xi}+I_{yi}+I_{zi})$ $\bar{\mathcal{H}}^{(2)}_{T0}=0$	$\bar{\mathcal{H}}^{(2)}_{\delta 0}=-\frac{1}{6}(\delta_x+\delta_{-x})\sum_i(\Delta\omega+\omega_0\sigma_{zzi})I_{zi}$ $\bar{\mathcal{H}}^{(2)}_{P0}=\frac{1}{18}(\phi_x+\phi_{-x}-\phi_y-\phi_{-y})\times\sum_i(\Delta\omega+\omega_0\sigma_{zzi})I_{yi}$ $\bar{\mathcal{H}}^{(2)}_{T0}=0$

P – ошибка в регулировке фазы,

T – импульсные переходные процессы,

$\omega_0\sigma_{zzi}$ – химический сдвиг.

легко видеть, член (8) дает вклад в ширину линии в $\sqrt{2}$ раза больше, чем (7). Отметим также, что, как видно из таблицы, некоторые выражения для средних гамильтонианов обращаются в нуль, и, следовательно, не дают вклада в ширину линии, в то время как соответствующие выражения в теории Уо отличны от нуля. Существенны также различия и в остальных выражениях. При оценке экспериментов можно воспользоваться конкретными выражениями, данными в таблице.

Поступила 8.У.1983

Институт
физики АН ГССР

ЛИТЕРАТУРА

1. U. Haeberlen, J. Waugh, Phys. Rev., 175, 453 (1968)
2. У. Хеберлен, М. Меринг, "ЯМР высокого разрешения в твердых телах", "Мир", 1980.
3. W. Rhim, D. Elleman, L. Schreiber, R. Vaughan, Journ. Chem. Phys., 60, 4595 (1974).
4. Л.Л. Буишвили, М.Г. Менабде, ЖЭТФ, 77, 2435 (1979).

ქობახიძე, მ. მენაბდე

თანამიმდევარი იმპულსების არაიდეალურობის გავლენის შესახებ ბმრ სპექტრების გარჩევითობაზე

რეზიუმე

გასაშუალების მეთოდის საფუძველზე განხილულია თანამიმდევარი იმპულსების სხვადასხვა არასრულყოფილების გავლენა ბმრ სპექტრების გარჩევითობაზე. მიღებული შედეგები შედარებულია უოს საშუალო ჰამილტონიანის თეორიის საფუძველზე მიღებულ შედეგებთან.

G. Kobakhidze, M. Menabde

THE INFLUENCE OF PULSE SEQUENCE NONIDEALITY ON THE RESOLVING POWER OF THE NMR SPECTRA

Summary

The effect of different imperfections of pulse sequences on the resolving power of the NMR spectra is considered on the basis of the averaging method. The obtained results are compared with those obtained earlier within the Waugh-Hamiltonian theory.

Труды Тбилисского ордена Трудового Красного Знамени
государственного университета

თბილისის შრომის წითელი დროშის ორდენოსანი სახელმწიფო
უნივერსიტეტის შრომები

242, 1983

ИЗУЧЕНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ СПЕКТАТОРНЫХ ФРАГМЕНТОВ ^{3}He ВО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ЯДЕР ^{4}He С ЯДРАМИ ^{6}Li И ^{12}C В ПЕРЕМЕННЫХ "СВЕТОВОГО ФРОНТА"

Г.Л.Варденга *, В.Р.Гарсеванишвили **, М.А.Деспоташвили, Т.Д.Джобава, Е.С.Кузнецова *, З.Р.Ментешашвили, Т.Г.Останевич *, И.И.Тулиани, Л.В.Чхаидзе

ВВЕДЕНИЕ

При изучении взаимодействия релятивистских ядер экспериментально установлен ряд закономерностей, которые не удается удовлетворительно объяснить в рамках представлений о ядрах, как о системах квазинезависимых нерелятивистских нуклонов /I-6/. Поэтому становится весьма актуальной проблема описания ядер существенно релятивистским образом.

В работе экспериментальные данные, полученные во вза-

---

* Объединенный институт ядерных исследований, Дубна.

** Институт математики АН ГССР

имодействиях ядер ^4He с импульсом $P_{^4He}$ =17.8 ГэВ/с с ядрами ^6Li и ^{12}C в двухметровой стримерной камере "СКМ-200", сравниваются с расчетами, полученными в квазипотенциальном подходе в переменных "светового фронта".

Этот подход был ранее применен для описания процесса выбивания нуклона из ядра и построения релятивистских волновых функций ядер при столкновении (рассеянии) ядер ^4He с импульсом Р=8.56 ГэВ/с с водородом /15/.

ИЗУЧЕНИЕ ПРОЦЕССА ФРАГМЕНТАЦИИ $^4He+A \to {}^3He+X$ В РАМКАХ КВАЗИПОТЕНЦИАЛЬНОГО ПОДХОДА

Одним из теоретических методов изучения процессов взаимодействия релятивистских составных систем является многочастичный квазипотенциальный формализм квантовой теории поля в переменных "светового фронта" /9-11/. Применительно к взаимодействию релятивистских ядер он был развит в работах /12-13/. Идея метода восходит к квазипотенциальному подходу в квантовой теории поля /14/.

Характерной особенностью этого метода является то, что "продольное движение" составляющих объектов внутри многочастичных релятивистских систем (ядер) параметризуется с помощью масштабно-инвариантных переменных:

$$X_i^{(A)} = \frac{P_{i,0}+P_{i,3}}{P_{A,0}+P_{A,3}}. \qquad (1)$$

где $P_{i,\mu}$ (μ =0,1,2,3 лоренцовский индекс) и $P_{A,\mu}$ - 4 импульсы i-го нуклона ядра и полный 4 импульс ядра, соответственно. Переменные $x_i^{(A)}$, $\vec{P}_{i,\perp}$ удовлетворяют следующим соотношениям:

$$\sum_{i=1}^{A} x_i^{(A)} = 1; \quad 0 < x_i^{(A)} < 1; \quad \sum_{i=1}^{A} \vec{P}_{i,\perp} = P_{A,\perp} \tag{2}$$

Мы будем считать, что в достаточно хорошем приближении ядро можно рассматривать как систему релятивистских "квазичастиц" - нуклонов, распределения которых описываются с помощью релятивистских волновых функций

$$\Phi\left(\left[x_i^{(A)}; \vec{P}_{i,\perp}\right]\right) \quad /9\text{-}12/.$$

Процессы, характеризующиеся наличием в конечном состоянии спектаторных фрагментов налетающего ядра, позволяют извлекать непосредственную информацию о релятивистских волновых функциях ядер. Рассмотрим процесс взаимодействия релятивистского ядра A с мишенью, сопровождающийся выходом спектаторного фрагмента (A-1) и системы адронов.

В импульсном приближении инвариантное распределение фрагментов-спектаторов в системе покоя мишени (падающее ядро движется вдоль оси z) имеет вид /13,15/:

$$E_{sp}\frac{d\sigma}{d\vec{P}_{sp}}\sim \tag{3}$$

$$\sim\frac{\lambda^{1/2}(S_{NN},m_N^2,m_N^2)}{\lambda^{1/2}(S,M_A^2,m_N^2)}\sigma_{NN}(S_{NN})\left|\frac{I(X_{sp},\vec{P}_{1,sp})}{1-\alpha X_{sp}}\right|^2$$

где

$$\lambda(x,y,z)=(x-y-z)^2-4yz,$$

$$\alpha=1+\frac{m_N}{E_A+P_{A,3}},\quad X_{sp}=\frac{E_{sp}+P_{1,sp}}{P_{1,A}+E_A+m_N},$$

P_A, E_A и P_{sp}, E_{sp} - импульс и энергия падающего ядра и спектаторного фрагмента, соответственно;

S - обычная мандельстамовская переменная;

S_{NN} - аналогичная переменная для активного нуклона из ядра A и нуклона мишени; $\sigma_{NN}(S_{NN})$ - сечение взаимодействия активного нуклона из ядра A с мишенью, сопровождающееся рождением системы адронов X_N.

Закон сохранения энергии приводит к следующему соотношению между S_{NN} и S:

$$S_{NN}=S(1-X_{sp})+M_{sp}^2-\left(\vec{P}^2_{1,sp}+M_{sp}^2\right)/X_{sp}, \tag{4}$$

$I(X_{sp},\vec{P}_{1,sp})$ - интеграл перекрытия релятивистских волновых функций падающего ядра и фрагмента-спектатора.

При использовании релятивистских волновых функций

$$\Phi^{(A)}\left(\left[x_i^{(A)}, \vec{P}_{i,\perp}\right]\right) = \tag{5}$$

$$C_A \exp\left(-a_A^R \sum_{i=1}^{A}\left[\left(\vec{P}^2_{i,\perp}+m_i^2\right)/x_i^{(A)}\right]\right)$$

интеграл перекрытия имеет следующий аналитический вид /15/:

$$I\left(x_{sp}, \vec{P}_{\perp,sp}\right) = (8\pi)^{3/4} m_N^{1/2}\, 2^{3A/2} A^{\frac{3(A-1)+1}{4}} \times$$

$$\times (A-1)^{\frac{-3(A-2)+1}{4}} \, a_A^{R\,\frac{3(A-1)}{4}} \, a_{A-1}^{R\,\frac{3(A-2)}{4}} \times$$

$$\times \left(a^R_{A-1} + \frac{a^R_A}{\alpha x_{sp}}\right)^{-\frac{3(A-2)}{2}} \exp\left[\frac{-a_A^R \vec{P}^2_{\perp,sp}}{\alpha x_{sp}(1-\alpha x_{sp})}\right] \times \tag{6}$$

$$\times \exp\left\{\frac{-a_A^R m_N^2 \left[\alpha A x_{sp}-(A-1)\right]^2}{\alpha x_{sp}(1-\alpha x_{sp})}\right\}.$$

В этих формулах C_A – нормировочный коэффициент;

a_A^R и a_{A-1}^R – варьируемые параметры.

Приведенная выше волновая функция была применена для описания распределений ^3He фрагментов-спектаторов в реакциях:

$$^4He + {}^6Li \to {}^3He + X, \tag{7}$$

$$^4He + {}^{12}C \to {}^3He + X \tag{8}$$

при импульсе $P_{^4He}$ = 17.8 ГэВ/с.

СРАВНЕНИЕ С ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМИ ДАННЫМИ

Эксперимент выполнен в пучке ядер ^{4}He, ускоренных на синхрофазотроне ОИЯИ. Экспериментальная установка состояла из двухметровой стримерной камеры (200х100х60 см^3), помещенной в магнитное поле напряженностью 0,8 Т и системы очетчиков. Камера использовалась как детектор и позволяла регистрировать все заряженные частицы в 4π-геометрии.

Фрагменты налетающего ядра (^{1}H, ^{2}H, ^{3}H, ^{3}He), состоящие из двух или более нуклонов, в большинстве случаев были идентифицированы по импульсу (близкому к $\frac{P_{нал}}{4} A_{фр}$) и угловым характеристикам.

^{3}He отбирались в конусе с углом $\theta \leq 2^\circ$, в импульсном интервале 5.0 ГэВ/с $\leq P/Z \leq$ 8.0 ГэВ/с с привлечением дополнительной информации об ионизации. Более детальное описание экспериментальной установки и идентификации фрагментов налетающего ядра в эксперименте СКМ-200 можно найти в работах /7-8/.

Фрагменты ^{3}He, регистрируемые в узком переднем конусе, могут испускаться в трех различных механизмах /18/: 1) упругая фрагментация, когда ядро ^{4}He разваливается на ^{3}He и нейтрон, а ядро мишени остается в основном состоянии; 2) "спектаторная фрагментация", когда только нейтрон из ^4He неупруго взаимодействует с ядром мишени, а ^3He не принимает участия во взаимодействии; 3) "реакция выбивания", когда ^3He из ядра ^4He неупруго взаимодействуют с мишенью.

Изложенное теоретическое рассмотрение учитывает вклад первых двух механизмов и применимо к спектаторным фрагментам ^3He.

Экспериментальные распределения по переменной X_{sp}, по поперечному импульсу и полному импульсу спектатора в лабораторной системе в реакциях (7) и (8) сравнивались с вышеизложенными теоретическими расчетами /15/.

Для анализа было использовано 260 событий реакции (7) и 150 событий реакции (8).

В рассматриваемом интервале энергий полное сечение σ_{NN} приблизительно постоянно и равно 42 мб /17/.

Распределения $\frac{d\sigma}{dX_{sp}}$, $\frac{d\sigma}{dP_{\perp,sp}}$ и $\frac{d\sigma}{dP_{sp}}$ связаны с инвариантным дифференциальным сечением (3) следующим образом:

$$\frac{d\sigma}{dX_{sp}\, dP_{\perp,sp}} = 2\pi \frac{P_{\perp,sp}}{X_{sp}} \frac{d\sigma}{d\vec{P}_{sp}/E_{sp}}, \qquad (9)$$

$$\frac{d\sigma}{dX_{sp}} = \int_0^{(P_{\perp,sp})^{max}} \frac{d\sigma}{dX_{sp}\, dP_{\perp,sp}}\, dP_{\perp,sp}, \qquad (10)$$

$$\frac{d\sigma}{dP_{\perp,sp}} = \int_{X_{sp}^{min}}^{X_{sp}^{max}} \frac{d\sigma}{dX_{sp}\, dP_{\perp,sp}} dX_{sp}, \tag{11}$$

$$\frac{d\sigma}{dP_{sp}} = \int_{0.9942}^{1} \frac{d\sigma}{dP_{sp}\, d\cos\theta_{sp}} d(\cos\theta_{sp}). \tag{12}$$

Пределы интегрирования X_{sp}^{min} и X_{sp}^{max} в (II) мы брали из соответствующего распределения по X_{sp}. Их численные значения равны:

$X_{sp}^{min} = 0.61$; $X_{sp}^{max} = 0.83$ для реакции (7)

$X_{sp}^{min} = 0.64$; $X_{sp}^{max} = 0.82$ для реакции (8)

Верхний предел $P_{\perp,sp}$ в (I0) является кинематической границей и имеет следующий вид:

$$\left(P_{\perp,sp}^{2}\right)^{max} = \left(S X_{sp} - M_{sp}^{2}\right)\left(1 - X_{sp}\right) - 4m_N^2 X_{sp}$$

В формуле (I2) граница интегрирования соответствует экспериментально выбранному пределу $\theta \leq 2^\circ$.

Результаты совместного анализа распределений по X_{sp}, $P_{\perp,sp}$, P_{sp} для ^{3}He спектаторных фрагментов в реакциях (7) и (8) приведены в таблице.

Параметр волновой функции ^{3}He при фитировании данных определялся с весьма большой ошибкой, и, поэтому мы фиксировали значением $a_3^R = 8(\text{ГэВ/с})^{-2}$ из соображений корректного перехода релятивистской волновой функции (5) в нерелятивистском пределе в известную волновую функцию гауссовского типа /15/.

Экспериментальные и теоретические распределения фрагментов в реакциях (7) и (8) показаны на рис. I-6. Теоретические кривые соответствуют значениям параметров a_3^R и a_4^R, приведенным в таблице.

Отметим, что характерной особенностью распределения по X_{sp} является положение максимума в точке:

$$\tilde{X}_{sp} = \frac{A-1}{A\left[1+m_N/(P_A+E_{A,3})\right]} \qquad (13)$$

При импульсе

$$P_{^4He} = 17.8 \text{ ГэВ/с} \qquad \tilde{X}_{sp} = 0{,}73$$

Как видно из рис. I и 2, положение максимума в распределениях по X_{sp} совпадает со значением, предсказанным соотношением (I3).

Из рис. I-6 видно, что теоретические кривые удовлетворительно описывают экспериментальные распределения фрагментов-спектаторов в реакциях (7) и (8).

Как было отмечено во введении, вышеизложенные теоретические расчеты впервые были применены для описания спектаторных фрагментов /15/ в реакциях $^4He + P \to {}^3He + P + n$ при импульсе $P_{^4He} = 8.56$ ГэВ/с. Значение параметра $a_4^R = 5.8$ (ГэВ/с)$^{-2}$ для этой реакции отличается от значения параметра a_4^R, полученного нами ($a_4^R = 2.26$ (ГэВ/с)$^{-2}$). Так как в нашем случае ядро гелия ^4He сталкивается с ядрами ^6Li, ^{12}C, а не с протоном, экспериментальные распределения фрагментов-спектаторов шире, чем в случае протона, что, по-видимому, является следствием примеси неспектаторных фрагментов, рождающихся в механизме "выбивания"; поэтому уменьшение значения параметра в нашем случае кажется естественным.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе проведен анализ распределений ^3He спектаторных фрагментов в реакциях $^4He + {}^6Li \longrightarrow {}^3He + X$ и $^4He + {}^{12}C \longrightarrow {}^3He + X$ при импульсе $P_{^4He} = 17.8$ ГэВ/с, в рамках многочастичного квазипотенциального формализма в переменных "светового фронта". Использованная простейшая параметризация релятивистских волновых функций ядер (^4He, ^3He) дает качественное описание экспериментальных данных. Получено значение параметра волновой функции гелия $a_4^R = 2.26 \pm 0.22$.

Поступила 7.У.1982

Институт физики высоких энергий

Таблица

Реакция	a_3^R (ГэВ/с)$^{-2}$	a_4^R (ГэВ/с)$^{-2}$	$\chi^2/N_p\left(\frac{d\sigma}{dX_{sp}}\right)$	$\chi^2/N_p\left(\frac{d\sigma}{dP_{sp}}\right)$	$\chi^2/N_p\left(\frac{d\sigma}{dP_{\perp,sp}}\right)$
$^4HE + {}^6Li \to {}^3He + x$	8 фиксир.	2.26± 0.22	I2.I8/I2	I7.46/I2	8.4/9
$^4He + {}^{12}C \to {}^3He + x$	8 фиксир.	2.26±0.22	8.I7/7	I0.07/7	2.4I/7

ЛИТЕРАТУРА

1. А.А.Балдин, С.Б.Герасимов и др. Лекция в школе по физике высоких энергий. Сухуми,1972, Р2-6867, Дубна,1972.
2. H.Heckman, In: Proc. Inter. Conf. High Energy Physics and Nuclear Structure, Upsalla, 1973.
3. H.Steiner, In: Proc. of the Topical Meeting on High Energy Collisions Involving Nuclei, Trieste, 1974.
4. H.Steiner, In: Proc. Inter. Conf. High Energy Physics and Nuclear Structure, Zurich, 1977; Preprint LBL-6756, Berkeley, 1977.
5. А.М.Балдин. ЭЧАЯ, 1977, т.8, вып.3, стр.429
6. P.Zielinski, Talk at the XVIII Inter. Conf. High Energy Physics, Tbilisi, 1976, JINR, D1- 2-10400, Dubna, 1979.
7. A.Abdurakhimov, et al. JINR, E1-12730. Dubna, 1979.
8. V.Aksinenko et al. JINR, E1-12472, Dubna, 1979.
9. В.Р.Гарсеванишвили, А.Н.Квинихидзе, В.А.Матвеев, А.Н.Тавхелидзе, Р.Н.Фаустов. ТМФ, 1975, 23, стр.310.
10. В.Р.Гарсеванишвили, В.А.Матвеев. ТМФ, 1975, 24, стр.3.
11. V.Garsevanishvili, In: "Recent Development in Relativistic Quantum Field Theory and Its Applications". Lectures at the XIII International School of Theoretical Physics. Karpacz. February, 1976
12. В.Р.Гарсеванишвили, Д.Г.Мирианашвили, М.С.Ниорадзе. ОИЯИ, Р2-9859, Дубна, 1976.
13. В.Р.Гарсеванишвили, З.Р.Ментешашвили, Д.Г.Мирианашвили, М.С.Ниорадзе. ТМФ, 1977, 33, стр.276.
14. A.Logunov, A.Tavkhelidze, Nuovo Cimento, 1963, 29, p. 380;

. В.Г.Кадышевский, А.Н.Тавхелидзе. В сб. "Проблемы теоретической физики", посвящённом Н.Н.Боголюбову в связи с его 60-летием, М.,1969.

15. B.Aladashvili, et al. CRN/HE 80-1, Strasburg, 1980; JINR, E1-80-243, Dubna, 1980; ЯФ, 1981, т.34, стр.1063.

16. G.Jacob, Th.Maris, Rev Mod. Phys., 1973, 45, p -

17. J.Hansen et al. CERN-HERA, A compilation, 70-2, 1970; O.Benary et al. 'UCRL 20000 NN, A compilation, 1970.

18. T.Fujita, J.Hufner, Nucl. Phys., 1980, A343, p.493.

ვ.ვარდენგა, ვ.გარსევანიშვილი, მ.დესპოტაშვილი, თ.ჯობავა, ე.კუზნეცოვა, ზ.მენთეშაშვილი, თ.ოსტანევიჩი, ი.თულიანი, ლ.ჩხაიძე

^3He სპექტატორული ფრაგმენტების განაწილებების შესწავლა „სინათლის ფრონტის" ცვლადებში ^4He ბირთვების ^6Li და ^{12}C ბირთვებთან ურთიერთქმედების დროს

რეზიუმე

განხილულია ^4He ბირთვების ბირთვულ სამიზნეებთან (^6Li, ^{12}C) დაჯახებისას დამცემი ბირთვიდან ნუკლონის ამოგდების პროცესი კვაზიპოტენციალურ ფორმალიზმში „სინათლის ფრონტის" ცვლადებში. თეორიული გამოთვლების შედეგები შედარებულია ექსპერიმენტულ მონაცემებთან, რომლებიც მიღებულია სტრიმერულ კამერაში (СКМ-200) რეაქციებისათვის $^4He + ^6Li \to ^3He + X$, $^4He + ^{12}C \to ^3He + X$, $P_{^4He}$ = 14,8 გევ/c იმპულსის დროს. დაკვირვებულია დამაკმაყოფილებელი თანხვედრა ექსპერიმენტთან.

G. Vardenga, V. Garsevanishvili, M. Despotashvili, T. Jobava, E. Kuznetsova, Z. Menteshashvili, T. Ostanevich, I. Tuliani, L. Chkaidze

STUDY OF THE ^{3}He SPECTATOR-FRAGMENT DISTRIBUTIONS IN THE "LIGHT FRONT" VARIABLES IN THE ^{4}He NUCLEI COLLISIONS WITH ^{6}Li AND ^{12}C NUCLEI

Summary

The process of nucleon knock-out from relativistic nucleus in nucleus-nucleus interactions is considered in the framework of the quasipotential formalism in the "light front" variables. The results of the theoretical calculations are compared with experimental data obtained on streamer chamber /SKM-200/ for the reactions $^{4}He+{}^{6}Li \to {}^{3}He+X$; $^{4}He+{}^{12}C \to {}^{3}He+X$ at $P_{^{4}He}=17.8$ Gev/c. A satisfactory agreement with experiment is observed.

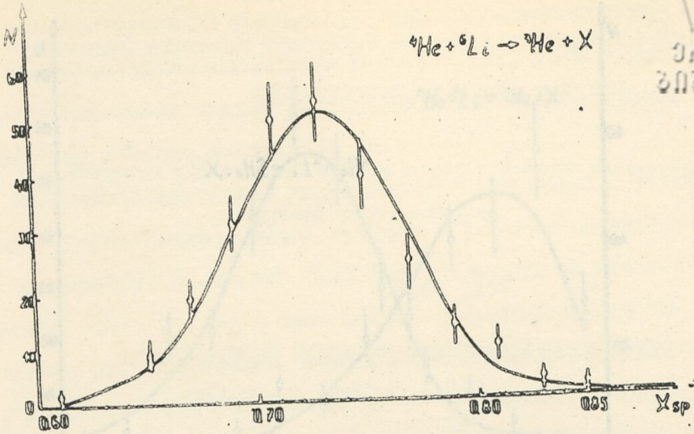


Рис.I. Распределение по переменной X_{sp} в реакции $^4He + ^6Li \longrightarrow ^3He + X$.

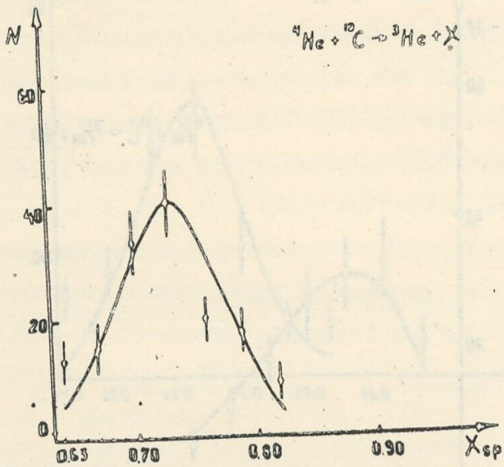


Рис.2. Распределение по переменной X_{sp} в реакции $^4He + ^{12}C \longrightarrow ^3He + X$.

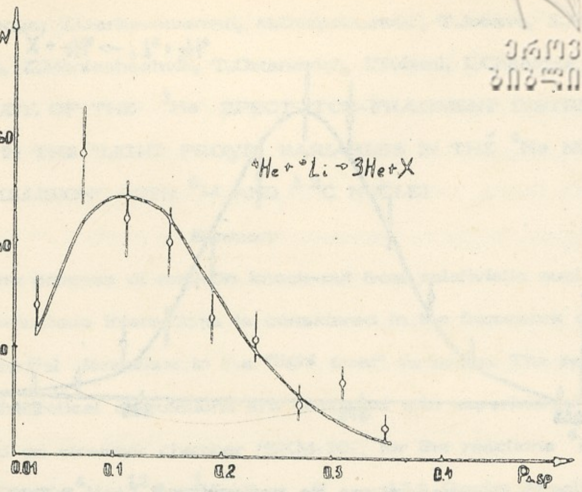


Рис.3. Распределение по поперечному импульсу $P_{\perp sp}$
в реакции $^4He+^6Li \to {}^3He+X$

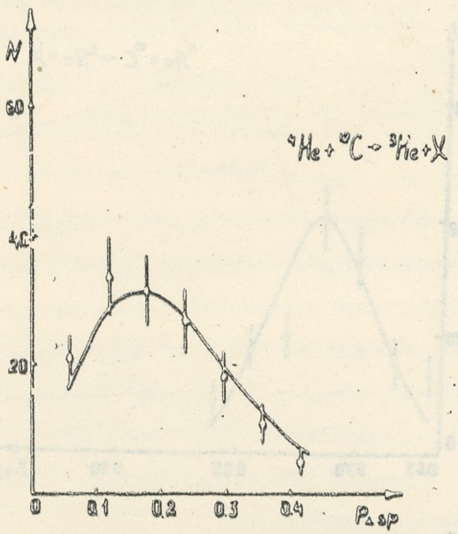


Рис.4. Распределение по поперечному импуль-
су $P_{\perp sp}$ в реакции $^4He+^{12}C \to {}^3He+X$

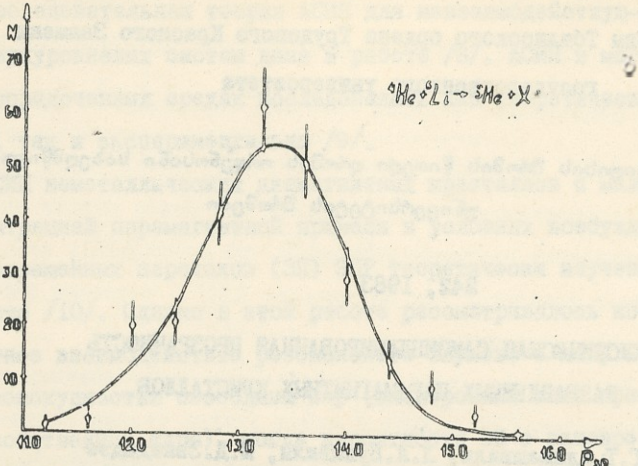


Рис.5. Распределение по импульсу P_{sp} в реакции $^4He + ^6Li \longrightarrow ^3He + X$.

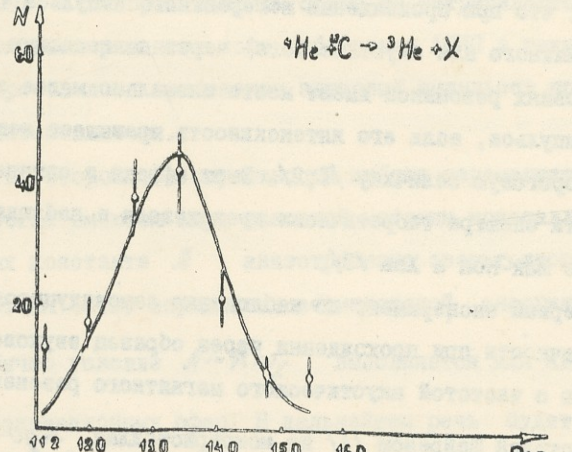


Рис.6. Распределение по импульсу P_{sp} в реакции $^4He + ^{12}C \longrightarrow ^3He + X$

Труды Тбилисского ордена Трудового Красного Знамени
государственного университета

თბილისის შრომის წითელი დროშის ორდენოსანი სახელმწიფო
უნივერსიტეტის შრომები

242, 1983

АКУСТИЧЕСКАЯ САМОИНДУЦИРОВАННАЯ ПРОЗРАЧНОСТЬ РАЗБАВЛЕННЫХ ПАРАМАГНИТНЫХ КРИСТАЛЛОВ

Г.Т.Адамашвили, Л.Л.Буишвили, М.Д.Звиададзе

Явление самоиндуцированной прозрачности заключается в том, что при прохождении когерентного импульса (электромагнитного или акустического) через поглощающую среду в условиях резонанса имеет место аномально малое затухание импульса, если его интенсивность превышает некоторую пороговую величину /1,2/. Этот эффект в оптической области спектра теоретически предсказали и наблюдали на рубине Мак-Кол и Хан /3/.

Первый эксперимент по наблюдению самоиндуцированной прозрачности при прохождении через образец звукового импульса с частотой акустического магнитного резонанса был осуществлен Шайреном /4/ на монокристаллах MgO, активированных ионами Ni^{2+} и Fe^{2+}. Позднее экспериментальное изучение акустической самоиндуцированной прозрачности (АСИП) было продолжено в Казани /5/.

Последовательная теория АСИП для невзаимодействующих двухуровневых систем дана в работе /6/. АСИП в магнитоупорядоченных средах исследовалась как теоретически /7,8/, так и экспериментально /9/.

АСИП неметаллических диамагнитных кристаллов с малой концентрацией парамагнитной примеси в условиях возбуждения запрещенных переходов (ЗП) ЭПР теоретически изучена в работе /10/. Однако в этой работе рассматривалось когерентное взаимодействие резонансного звукового импульса с совокупностью свободных пар (электронный спин примеси-собственное ядро), когда вероятности ЗП с одновременной переориентацией электронных и ядерных спинов обычно значительно меньше вероятностей разрешенных переходов (РП) ЭПР, в которых ядерные спины не затрагиваются. Поэтому для экспериментального наблюдения АСИП в таких условиях требовалось применение звуковых импульсов повышенной интенсивности.

С другой стороны, в окрестности любого парамагнитного иона всегда имеются ядра основной матрицы кристалла, для которых константа A анизотропного сверхтонкого взаимодействия (СТВ) порядка их зеемановской энергии $\hbar\omega_I$ (обычно условие $A\sim\hbar\omega_I$ выполняется для ядер первых координационных сфер. В дальнейшем речь будет идти только о таких ядрах).

Как хорошо известно /11,12/, вероятности ЗП с участием этих ядер одного порядка с вероятностями РП, что приводит к таким интересным явлениям, как дискретное /12/ и радиочастотное дискретное насыщение /13/ ЭПР.

Представляет интерес изучение проявлений ядер с $A \sim \hbar\omega_I$ в АСИП. В силу сказанного выше, можно ожидать осуществления этого эффекта при более низких интенсивностях звуковых импульсов по сравнению с теми, которые требуются для наблюдения АСИП с участием собственных ядер примеси.

Исследование АСИП в разбавленных парамагнитных кристаллах важно не только с точки зрения теории нелинейных волн, но и может существенно увеличить возможности изучения физических свойств материалов, широко используемых в квантовой электронике и ядерной физике.

2. Рассмотрим диамагнитный кристалл кубической симметрии, содержащий небольшую концентрацию парамагнитной примеси с эффективным спином $S=\frac{1}{2}$, помещенный в постоянное магнитное поле $\vec{H}_0 \uparrow\uparrow z$. Примером могут служить кристаллы MgO с примесью ионов Ni^{2+} и Fe^{2+} /4/, $Al_2O_3:Cr^{3+}$, $CaF_2:U^{4+}$ и т.п. Предположим, что звуковой импульс поперечной поляризации с частотой ω и волновым вектором k распространяется вдоль одной из осей четвертого порядка (ось z).

В качестве простой модели, позволяющей адекватно описать взаимодействие когерентного звукового импульса с электронно-ядерной спиновой системой (СС) образца, рассмотрим совокупность N эквивалентных пар (электронный спин примеси – ядерный спин основной решетки) со спинами $I = S = \frac{1}{2}$. Ввиду малой концентрации примеси, взаимодействием между парами пренебрегаем.

Гамильтониан системы запишем в виде:

$$\mathcal{H} = \sum_n \mathcal{H}_n = \sum_n \left(\mathcal{H}_{0n} + \mathcal{H}'_n\right),$$

$$\mathcal{H}_{0n} = \hbar\omega_S S_{nz} - \hbar\omega_I I_{nz} + S_{nz}\left[A I_{nz} + \frac{1}{2}\left(B I_n^+ + B^* I_n^-\right)\right], \quad (1)$$

$$\mathcal{H}'_n = \frac{\mathcal{L}}{2}\left(S_n^+ \varepsilon^- + S_n^- \varepsilon^+\right),$$

$$\varepsilon^{\pm} = \varepsilon_{xz} \pm i\varepsilon_{yz} = \varepsilon(z,t)\, e^{\pm i(\omega t - kz + \ldots)} \quad (2)$$

Здесь $\mathcal{H}_{0n}$ –гамильтониан n -ой пары, $\sum_n \mathcal{H}'_n$ – взаимодействие СС с поперечным звуковым импульсом с частотой ω, волновым вектором k и фазой $\Phi = \Phi(z,t)$; $v_\perp$ – скорость звука; $\omega_S = \gamma_S H_0$, $\omega_I = \gamma_I H_0$ – электронная и ядерная зеемановские частоты, $S_n^{\pm} = S_{nx} \pm i S_{ny}$, $I_n^{\pm} = I_{nx} \pm i I_{ny}$ – спиновые операторы; A, B – константы анизотропного СТВ; $\mathcal{L} = 2\beta H_0 F$, $F = F_{xzxz} = F_{xzzx} = F_{yzyz} = F_{yzzy}$ и $\varepsilon_{xz}, \varepsilon_{yz}$ – компоненты тензоров спин-фононной связи и деформации соответственно;

β - магнетон Бора.

В пределе сильных постоянных полей $\hbar\omega_s \gg A, |B|$ и электронные спины квантуются вдоль $\vec{H}_0$ (ради простоты считаем g - фактор примеси изотропным). В то же время ядерные спины квантуются на направление эффективного поля $\vec{H}_M$, которое является суммой $\vec{H}_0$ и поля, создаваемого на ядре парамагнитным ионом благодаря СТВ. $M = \pm\frac{1}{2}$ - проекция электронного спина на направление $\vec{H}_0$. Из вида $\mathcal{H}_{0M}$ ясно, что $H_M = |\vec{H}_M|$ и угол θ_M между $\vec{H}_M$ и осью z определяются соотношениями

$$\cos\theta_M = \frac{\omega_I - M\frac{A}{\hbar}}{\omega_I^M}, \quad \sin\theta_M = \frac{|B|}{2\hbar\omega_I^M}, \tag{3}$$

$$\omega_I^M = \gamma_I H_M = \sqrt{\left(\omega_I - \frac{MA}{\hbar}\right)^2 + \frac{|B|^2}{4\hbar^2}}$$

Согласно (3), величина и направление эффективного поля зависят от M. Если при индуцируемом звуком электронном переходе $M \longleftrightarrow -M$ происходит существенное изменение направления $\vec{H}_M$, т.е. меняется ориентация оси квантования ядерных спинов, то вероятность ЗП, происходящего с одновременным изменением M и проекции $m = \pm\frac{1}{2}$ ядерного спина на $\vec{H}_M$, как показывается ниже, будет одного порядка с вероятностью РП, при котором m не меняется.

Обозначим через E_{Mm} и $|Mm\rangle$ собственные значения и собственные функции гамильтониана пары $\mathcal{H}_{on}$. Легко показать, что

$$E_{Mm}=\hbar\omega_s M-\hbar\omega_I^M m, \quad |Mm\rangle=\chi_M \varphi_{Mm}.$$

$$\chi_M=\begin{pmatrix}\delta_{M,\frac{1}{2}}\\ \delta_{M,-\frac{1}{2}}\end{pmatrix}, \quad \varphi_{Mm}=\begin{pmatrix}\alpha_{Mm}\\ \beta_{Mm}\end{pmatrix}, \tag{4}$$

$$\alpha_{Mm}=\left(\cos\frac{\theta_M}{2}\right)^{\frac{1+2m}{2}}\left(\sin\frac{\theta_M}{2}\right)^{\frac{1-2m}{2}}, \quad \beta_{Mm}=-\frac{B^{\circ}M}{4m\hbar\omega_I^M}\left(\alpha_{Mm}\right)^{-1},$$

φ_{Mm} - собственная функция оператора $\mathcal{H}_{on}-\hbar\omega_s S_{nz}$, в котором оператор S_{nz} заменен на M, $S_{nz}\chi_M=M\chi_M$.

Таким образом, энергетический спектр пары содержит четыре неэквидистантных уровня. В дальнейшем предполагается, что различные переходы в спиновой системе не перекрываются, т.е. возможно возбуждение любого из них независимо от остальных. Это означает, что ядерные частоты $\omega_I^{\pm\frac{1}{2}}$ значительно больше акустических ширин РП и ЗП.

3. Волновая функция n-ой пары может быть представлена в виде

$$|\psi(t)\rangle = \sum_{Mm} C_{Mm}(t) e^{-\frac{i}{\hbar} E_{Mm} t} |Mm\rangle, \tag{5}$$

где $C_{Mm}(t)$ – амплитуда вероятности состояния $|Mm\rangle$.

Как следует из нестационарного уравнения Шредингера, записанного для n-ой пары, величины $C_{Mm}(t)$ удовлетворяют системе уравнений

$$i\hbar \frac{dC_{Mm}(t)}{dt} = \sum_{m'} C_{Mm'}(t) e^{\frac{i}{\hbar}(E_{Mm} - E_{-Mm'})t} \langle -Mm'|\mathcal{H}'_n(t)|Mm\rangle. \tag{6}$$

Используя (2) и (4), легко находим значения матричных элементов, входящих в (6):

$$\langle -Mm|\mathcal{H}'_n(t)|Mm\rangle = \frac{\mathcal{J}}{2}\left(\varepsilon^- \delta_{M,-\frac{1}{2}} + \varepsilon^+ \delta_{M,\frac{1}{2}}\right) P_m,$$

$$P_m = (-1)^{\frac{1-2m}{2}} \cos\frac{\theta_m + \theta_{-m}}{2},$$

$$\langle -M,-m|\mathcal{H}'_n(t)Mm\rangle = \frac{\mathcal{J}}{2}\left(\varepsilon^- \delta_{M,-\frac{1}{2}} + \varepsilon^+ \delta_{M,\frac{1}{2}}\right) q,$$

$$q = \sin\frac{\theta_m + \theta_{-m}}{2}.$$

Система (6) принимает вид:

$$i\hbar\frac{dC_{mm}(t)}{dt}=\frac{\mathcal{K}\varepsilon}{2}\Big\{P_m\Big[\delta_{M,-\frac{1}{2}}e^{-i(\Delta_s^m t+kz-\phi)}+$$

$$+\delta_{M,\frac{1}{2}}e^{i(\Delta_s^m t+kz-\phi)}\Big]C_{-Mm}(t)+q\Big[\delta_{M,-\frac{1}{2}}e^{-i(\Delta_{sI}^{2m}t+kz-\phi)}+$$

$$+\delta_{M,\frac{1}{2}}e^{i(\Delta_{sI}^{2m}t+kz-\phi)}\Big]C_{-M,-m}(t)\Big\}, \qquad (7)$$

$$\Delta_s^m=\omega_s^m-\omega,\quad \Delta_{sI}^{2m}=\omega_{sI}^{2m}-\omega,\quad \omega_s^m=\omega_s+m\Big(\omega_I^{-\frac{1}{2}}-\omega_I^{+\frac{1}{2}}\Big),$$

$$\omega_{sI}^{2m}=\omega_s+m\Big(\omega_I^{-\frac{1}{2}}+\omega_I^{+\frac{1}{2}}\Big)$$

Частоты ω_s^m и ω_{sI}^{2m} соответствуют РП и ЗП.

Поскольку звуковой импульс определенной частоты возбуждает только один переход, задача сводится к взаимодействию импульса с двухуровневой системой.

Формализм введения матрицы плотности $\hat{\sigma}$ и эффективного спина $\hat{\eta}$ в случае двухуровневой системы с зеемановской частотой Ω изложен в монографии /I4/, поэтому воспользуемся окончательными результатами

$$\bar{\eta}^{+}=Sp\,\hat{\sigma}\hat{\eta}^{+}=C_1^{*}C_2\,e^{i\Omega t}, \qquad (8)$$

$$\bar{\eta}_z=Sp\,\hat{\sigma}\hat{\eta}_z=\frac{1}{2}\Big(|C_1|^2-|C_2|^2\Big),$$

где C_1, C_2 - амплитуды вероятностей состояний $|1\rangle$ и $|2\rangle$, соответствующих проекциям $\eta_z=+\frac{1}{2}$ и $\eta_z=-\frac{1}{2}$, $|C_1|^2+|C_2|^2=1$, $\bar{\eta}^{+}$, $\bar{\eta}_z$ – средние значения эффективного спина с компонентами

$$\hat{\eta}^{+} = |1\rangle\langle 2| , \quad \hat{\eta}^{-} = |2\rangle\langle 1| ,$$

$$\hat{\eta}_z = \frac{1}{2}\left(|1\rangle\langle 1| - |2\rangle\langle 2|\right). \qquad (9)$$

4. Предположим, что с рассматриваемой спиновой системой взаимодействует звуковой импульс частоты $\omega \approx \omega_{SI}^{2m}$ вызывающий ЗП между состояниями $|1\rangle \equiv \left|\frac{1}{2}, -m\right\rangle$ и $|2\rangle \equiv \left|-\frac{1}{2}, m\right\rangle$. Система уравнений (7) в этом случае принимает вид:

$$i\hbar \frac{dC_{1,-m}(t)}{dt} = q\frac{\mathcal{L}}{2}\varepsilon e^{i\left(\Delta_{SI}^{2m}t + kz - \phi\right)} C_{2,m}(t) \qquad (10)$$

$$i\hbar \frac{dC_{2,m}(t)}{dt} = q\frac{\mathcal{L}}{2}\varepsilon e^{-i\left(\Delta_{SI}^{2m}t + kz - \phi\right)} C_{1,-m}(t)$$

где

$$C_{1,-m} = C_{\frac{1}{2},-m} , \qquad C_{2,m} = C_{-\frac{1}{2},m}$$

Согласно (8), средние значения эффективного спина в условиях возбуждения ЗП имеют вид:

$$\bar{\eta}_m^{+} = C_{1,-m}^{*} C_{2,m} e^{i\omega_{SI}^{2m}t} , \quad \bar{\eta}_m^{z} = \frac{1}{2}\left(|C_{1,-m}|^2 - |C_{2,m}|^2\right) \qquad (11)$$

и удовлетворяют, в силу (10), системе уравнений

$$\frac{d\bar{\eta}_m^+}{dt} = i\omega_{s1}^{2m}\bar{\eta}_m^+ - iq\frac{\mathcal{L}}{\hbar}\varepsilon e^{i(\omega t-kz+\phi)}\bar{\eta}_m^z,$$

$$\frac{d\bar{\eta}_m^z}{dt} = -iq\frac{\mathcal{L}}{\hbar}\varepsilon\left\{e^{-i(\omega t-kz+\phi)}\bar{\eta}_m^+ - e^{i(\omega t-kz+\phi)}\bar{\eta}_m^-\right\}. \qquad (12)$$

Если в формулах (9)-(11) положить $\omega \approx \omega_s^m$, $|1\rangle \equiv |\frac{1}{2}, m\rangle$, $|2\rangle \equiv |-\frac{1}{2}, m\rangle$, получим уравнения для средних значений эффективного спина, соответствующих возбуждению звуком РП, которая отличается от системы (12) только заменами

$\omega_{s1}^{2m} \to \omega_s^m$, $q \to P_m$.

5. Перейдем к выводу волнового уравнения для звукового импульса, возбуждающего ЗП на частоте ω_{s1}^{2m}.

С учетом (2), (9) и соотношений $\langle 1|S_n^+|2\rangle = \langle 2|S_n^-|1\rangle = q$ можно получить следующие выражения для отличных от нуля компонент тензора упругих напряжений:

$$\sigma_{iz} = 2\rho v_I^2 \varepsilon_{iz} + q\mathcal{L}\bar{\eta}_m^i, \quad i = x, y, \qquad (13)$$

ρ - плотность кристалла.

Исходя из (13), легко получить искомое волновое уравнение

$$\frac{\partial^2 \mathcal{E}^+}{\partial t^2} - V_1^2 \frac{\partial^2 \mathcal{E}^+}{\partial z^2} = \frac{N_0 q \mathcal{L}}{2\rho} \frac{\partial^2 \bar{\eta}_m^+}{\partial z^2}, \qquad (14)$$

где N_0 – число активных пар.

Поскольку длительность импульса τ_u значительно меньше времени необратимой релаксации T_2, т.е. $\tau_u \ll T_2$ (T_2 – время спин-спиновой релаксации), необходимо учесть неоднородное уширение.

Обозначим, для кратности, $\omega_{SI}^{2m} \equiv \omega_0$ и введем нормированную функцию $g(\omega_0' - \omega_0)$, описывающую распределение резонансных частот ω_0' в области шириной порядка $\frac{2}{T_2^*}$ с центром ω_0 ($\frac{2}{T_2^*}$ – неоднородная ширина линии поглощения; предполагается, конечно, что $\frac{2}{T_2^*} \ll \omega_I^{x\frac{1}{2}}$). Пусть $\Delta = \omega_0' - \omega$ – текущее значение расстройки резонанса, $\Delta_0 = \omega_0 - \omega$. Очевидно,

$$g(\omega_0' - \omega) \equiv g(\Delta - \Delta_0),$$

$$\int_{-\infty}^{+\infty} g(\omega_0' - \omega_0)\, d\omega_0' \equiv \int_{-\infty}^{+\infty} g(\Delta - \Delta_0)\, d\Delta = 1.$$

Среднее значение эффективного спина с учетом неоднородного уширения есть

$$\bar{n}_m^{+,z}(z,t)=\int\limits_{-\infty}^{+\infty} g(\Delta-\Delta_0)\,\bar{n}_m^{+,z}(\Delta,z,t)\,d\Delta .$$

Предположим, что амплитуда $\mathcal{E}$ и фаза Φ слабо меняются на расстояниях порядка длины звуковой волны и времени порядка её периода. Тогда можно перейти к "медленным" переменным, используя преобразования

$$\bar{n}_m^{\pm}=\int\limits_{-\infty}^{+\infty} g(\Delta-\Delta_0)\left[u(\Delta,z,t)\pm i v(\Delta,z,t)\right]^{\pm i(\omega t-\kappa z+\Phi)} d\Delta,$$

$$\bar{n}_m^{z}=\int\limits_{-\infty}^{+\infty} g(\Delta-\Delta_0)\,n(\Delta,z,t)\,d\Delta . \tag{I5}$$

Подставляя (I5) в (I2) и (I4) и оставляя во второй производной $\frac{\partial^2 \bar{n}_m^{+}}{\partial z^2}$ только основной член $-\kappa^2 \bar{n}_m^{+}$, получим следующую систему "укороченных" уравнений /6/:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t}+V_1\frac{\partial}{\partial z}\right)\mathcal{E}(z,t)=$$

$$=-\frac{N_0 \mathcal{Z} q\omega}{4\rho V_1^2}\int\limits_{-\infty}^{+\infty} v(\Delta,z,t)\,g(\Delta-\Delta_0)\,d\Delta , \tag{I6а}$$

$$\left(\frac{\partial\Phi}{\partial t}+V_1\frac{\partial\Phi}{\partial t}\right)\mathcal{E}(z,t)= \tag{I6б}$$

$$=\frac{N_0 \mathcal{Z} q\omega}{4\rho V_1^2}\int\limits_{-\infty}^{+\infty} u(\Delta,z,t)\,g(\Delta-\Delta_0)\,d\Delta ,$$

$$\dot{u} = -\Delta v + v\dot{\phi}, \quad \dot{v} = \Delta u \; u\dot{\phi} - \frac{\varkappa}{\hbar} q n \varepsilon,$$

$$\dot{n} = \frac{\varkappa}{\hbar} q v \varepsilon. \tag{17}$$

6. В настоящей работе нас интересует решение системы уравнений (I6) и (I7) в виде стационарного импульса. Простейший способ обеспечить стационарность состоит в требовании, чтобы огибающие звукового поля и намагниченности зависели от временных и пространственных координат только через "локальное время" $\tau = t - \frac{z}{V_0}$, где V_0 - скорость импульса. При этом в уравнениях (I6) и (I7) частные производные превращаются в полные производные по τ : $\frac{\partial}{\partial t} \longrightarrow \frac{d}{d\tau}$, $\frac{\partial}{\partial z} \longrightarrow -\frac{1}{V_0}\frac{d}{d\tau}$.

Для простоты, будем пренебрегать неоднородным уширением и фазовой модуляцией $\left(g(\Delta-\Delta_0)=\delta(\Delta-\Delta_0), \phi=0\right)$. В условиях точного резонанса $\omega=\omega_{s1}^{2m}$ $(\omega=\omega_s^m)$ и в предположении $u(-\infty)=v(-\infty)=0$, $n(-\infty)=-\frac{1}{2}$ получим уравнение /I5/

$$\frac{d^2\psi}{d\tau^2} = T^{-2}\psi, \tag{18}$$

где

$$T^{-2} = \frac{N_0(\varkappa q)^2\omega}{8\rho v_s^2\left(\frac{v_s^2}{v_0^2}-1\right)\hbar}; \quad \psi = \frac{\varkappa q}{\hbar}\int_{-\infty}^{t}\varepsilon(z,t')\,dt', \tag{19}$$

τ - ширина импульса. Решение уравнения (18) можно получить аналогично работе /15/

$$\varepsilon(\tau)=\frac{2\hbar}{q\mathcal{Z}T}\,\mathrm{sech}\,\frac{\tau}{T}.$$

Это хорошо известный 2π - импульс Мак-Кола и Хана.

При наличии неоднородного уширения линии ЭПР можно показать, что время задержки 2π -импульса на длине ℓ равно.

$$\Delta t=\frac{\ell}{V_0}-\frac{\ell}{V_1}=\frac{T}{2}(\alpha,\ell), \tag{20}$$

где

$$\alpha=\frac{\pi(q\mathcal{Z})^2\omega N_0}{4\rho V_1^3\hbar}\,g(0)$$ - коэффициент резонансного акустического поглощения.

7. Перейдем к обсуждению полученных результатов. Величины $\rho_m^2=\cos^2\frac{\theta_M+\theta_{-M}}{2}$ и $q^2=\sin^2\frac{\theta_M+\theta_{-M}}{2}$ являются относительными вероятностями РП и ЗП соответственно. В определенных условиях (например, при $\left|\frac{\Omega}{2}-\hbar\omega_I\right|\ll\frac{|B|}{2}\ll\hbar\omega_I$) эти величины одного порядка, $\rho^2\sim q^2\sim\frac{1}{2}$. поэтому для достижения порога АСИП $\psi(t\to\infty)>\pi$, в от-

личие от случая ЗП, рассмотренного в работе /IO/, не требуется применение звуковых импульсов с очень большими амплитудами, что, несомненно, облегчает экспериментальное наблюдение АСИП.

В разбавленных парамагнитных кристаллах АСИП имеет место не только на зеемановской частоте электронных спинов /6/, но и при частотах $\omega \approx \omega_{SI}^{2m}$, ω_S^m, т.е. расширяется спектр частот, на которых можно наблюдать эффект АСИП, что, безусловно, увеличивает возможности исследования этого явления в указанных системах.

Приведенное рассмотрение когерентного акустического возбуждения ЗП и РП между уровнями электронно-ядерной СС имеет и методический интерес. Как следует из соотношения (20), измерение времени задержки импульса Δt позволяет определить величины q и P_m, из которых можно получить значения констант СТВ.

Сочетание информации, получаемой с помощью эффекта АСИП и методами дискретного и радиочастотного дискретного насыщения ЭПР, несомненно, будет способствовать более глубокому изучению физический свойств твердых тел.

Поступила 20.X.1982 Кафедра радиофизики

ЛИТЕРАТУРА

1. А.Аллен, Дж.Эберли, Оптический резонанс и двухуровневые атомы. М., "Мир", 1978.

2. В.А.Голенищев-Кутузов, В.В.Самарцев, Н.К.Соловаров,

Б.Н.Хабибуллин, Магнитная квантовая акустика, М., "Наука", 1977.

3. S. McCall, E.Hahn, Phys. Rev., 183, 457, 1969.

4. N.Shiren, Phys. Rev., 2B, 2471, 1970.

5. В.В.Самарцев, Б.П.Смоляков, Р.З.Шарипов, Письма в ЖЭТФ 20, 644, 1974.

6. Г.А.Ценисенков, ЖЭТФ 60, 2270, 1971.

7. В.П.Лукомский, ФТТ 20, 2797, 1978;
УФЖ 24, 975, 1979.

8. Г.Т.Адамашвили, Препринт ИС АН СССР, 1980; G.T.Adamashvili, Sol. St. commun., 40, 623, 1981.

9. Х.Г.Богданова, Ф.С.Валанова, В.А.Голенищев-Кутузов и др. В кн.: Всесоюзная конференция по физике магнитных явлений (Баку, сент.,1975г.): Тез.докл., Баку:ЭЛМ, 1975, с.159.

10. G.Adamashvili, Phys. Letters, 86A, 487, 1981.

11. A.Clogston, T.Gordon, V.Taccarino, M.Peter, L.Walker, Phys. Rev., 117, 1222, 1966

12. Т.И.Санадзе, Г.Р.Хуцишвили, ЖЭТФ, 56, 454, 1969;
59, 753, 1970.

13. Т.А.Абрамовская, Б.Г.Берулава, Т.И.Санадзе, ЖЭТФ, 66, 306, 1974.

14. У.Луиселл, Излучение и шумы в квантовой электронике. М.,"Наука", 1972.

15. И.А.Полуэктов, Ю.Н.Попов, В.С.Ронтберг, УФН, 114, 97, 1974.

გ.ადამაშვილი, ლ.ბუიშვილი, მ.ზვიადაძე

განზავებული პარამაგნიტური კრისტალების აკუსტიკური თვითინდუცირებული გამჭვირვალობა

რეზიუმე

თეორიულად გამოკვლეულია ბგერითი იმპულსის კოგერენტული ურთიერთქმედება ელექტრონულ-ბირთვულ სპინურ სისტემასთან განზავებულ პარამაგნიტურ კრისტალებში ეპრ-ის აკრძალული და დაშვებული გადასვლების პირობებში. გამოთვლილია 2π-იმპულსის მახასიათებელი პარამეტრები, როდესაც აკრძალული და დაშვებული გადასვლები ერთი რიგისაა.

G. Adamashvili, L.Buishvili, M.Zviadadze

ACOUSTIC SELF-INDUCED TRANSPARENCY OF DILUTE PARAMAGNETIC CRYSTALS

Summary

Coherent interaction of the sound pulse with the electron-nuclear spin system in a dilute paramagnetic crystal is studied in the case when permitted and forbidden ESR transitions are excited. The conditions for realization of the McCall and Hahn 2π-pulse are derived and characteristic parameters of this pulse are calculated in the case when the probabilities of permitted and forbidden transitions are of the same order. The feasibility of studing the hyperfine interactions by measuring the stationary pulse parameters is pointed out.

Труды Тбилисского ордена Трудового Красного Знамени
государственного университета

თბილისის შრომის წითელი დროშის ორდენოსანი სახელმწიფო
უნივერსიტეტის შრომები

242, 1983

უმაღლეს სასწავლებლებში თეორიული ფიზიკის სწავლების კურსში ფაზური დიაგრამების მეთოდის გამოყენების შესახებ

გ. ჭონიშვილი

როგორც წესი, უმაღლეს სასწავლებლებში, მათ შორის უნივერსიტეტის ფიზიკურ ფაკულტეტებზე და პედაგოგიურ ინსტიტუტებში პრაქტიკულად არ გამოიყენება მექანიკის დინამიკური ამოცანების ანალიზის ისეთი მნიშვნელოვანი მეთოდი, როგორიცაა ფაზური დიაგრამების მეთოდი. მართლაც, კლასიკური მექანიკის ისეთ სპეციალურ სახელმძღვანელოებშიც კი, როგორებიცაა ხაიკინის /I/, გოლსტეინის /2/, ლანდაუს და ლიფშიცის /3/ წიგნები, პრაქტიკულად არ არსებობს ფაზურ სივრცეში დიაგრამების ანალიზი. იშვიათ გამონაკლისს წარმოადგენს მექანიკის ზოგიერთი ახალი წიგნი, რომელთაგან უწინარეს ყოვლისა, აღსანიშნავია აიზერმანის კლასიკური მექანიკის კურსი /4/. იგი დაწერილია მოსკოვის ფიზიკო-ტექნიკურ ინსტიტუტში წაკითხული ლექციების საფუძველზე. კლასიკური მექანიკის გადმოცემა ფაზურ სივრცეში დიაგრამების ანალიზის საფუძველზე წარმოდგენილია არნოლდის წიგნში /5/. სამწუხაროდ, ეს წიგნი შეიძლება რეკომენდებულ იქნას მხოლოდ ფიზიკური ფაკულტეტების თეორიული ჯგუფებისათვის, რადგანაც იგი დაწერილია საკმაოდ მაღალ მათემატიკურ დონეზე, და არ შეიძლება რეკომენდებულ იქნეს უმაღლესი ტექნიკური სასწავლებლებისა და პედაგოგიური ინსტიტუტებისათვის.

ჩვენის აზრით, როგორც ფიზიკურ, ასევე სხვა ტექნიკურ უმაღლეს სასწავლებლებში მექანიკის პროგრამაში ფაზური ფორმალიზმის მეთოდის შეტანა მეტად სასარგებლო იქნება, ვინაიდან, ერთის მხრივ, იგი წარმოდგენისათვის მეტად თვალსაჩინოა, რაც ერთად საინტერესოა მეთოდოლოგიური თვალსაზრისით, ხოლო, მეორე მხრივ, მისი გამოყენებით ზოგიერთი, როგორც ფიზიკური, ასევე ტექნიკური ამოცანების რაოდენობრივი ამოხსნა მნიშვნელოვნად იოლია. მეთოდოლოგიის მხრივ აღსანიშნავია, რომ ფაზური სივრცის ცნება გამოიყენება არა მხოლოდ კლასიკურ მექანიკაში და ელექტროდინამიკაში, არამედ მნიშვნელოვან როლს ასრულებს, აგრეთვე, სტატისტიკურ ფიზიკასა და კვანტურ მექანიკაში. როდესაც ვლაპარაკობთ ტექნიკურ ამოცანებზე, ჩვენ, პირველ ყოვლისა, მხედველობაში გვაქვს ამოცანები, რომლებიც დაკავშირებულნი არიან მდგრადობასთან მექანიკურ და ელექტრომაგნიტურ სისტემებში.

ქვემოთ განვიხილავთ ზოგიერთ საკითხს, რომლებიც, ჩვენის აზრით, განხილულ უნდა იქნას კლასიკურ მექანიკის, ელექტროდინამიკის სტატისტიკური ფიზიკის და კვანტური მექანიკის კურსების პროგრამებში.

კლასიკური მექანიკის კურსში შემოაქვთ ფაზური სივრცის ცნება, როგორც კოორდინატებით $\{x_i\}$ და იმპულსებით $\{P_i\}$ (ან სიჩქარეებით $\{\dot{x}_i\}$) შექმნილი სივრცე. არაკონსერვატული სისტემებისათვის, ე.ი. სისტემებისათვის, რომლებიც მოთავსებულნი არიან გარე ცვლად პოტენციურ ველში, ან სისტემებისათვის რომლებზეც მოქმედებს ხახუნის ძალა, სასარგებლოა შემოვიტანოთ აგრეთვე გაფართოებული ფაზური სივრცე, სადაც კოორდინატებსა და იმპულსებს ემატება დრო. თვალსაჩინოების მიზნით ჩვენ ყველაფერს განვიხილავთ ერთგანზომილებიანი სისტემებისათვის, რომელთათვისაც ფაზური სივრცე გარდაიქმნება ფაზურ სიბრტყედ. შევჩერდეთ ფაზურ სიბრტყეზე [illegible] ზოგიერთ უმნიშვნელოვანეს თვისებებზე.

ფაზური წერტილები, ე.ი. წერტილები ფაზურ სიბრტყეზე აღწერენ სისტემის მდგომარეობას დროის გარკვეული მომენტისთვის. დროში სისტემის ევოლუციას შეესაბამება ფაზური დიაგრამა. ერთგანზომილებიანი შემთხვევისთვის მოძრაობის თვისობრივი ანალიზი შეიძლება მივიღოთ იმ ენერგიის წირების განხილვით, რომლებიც აკმაყოფილებენ განტოლებას

$$H(p,x)=E \quad \text{ანუ} \quad \frac{p^2}{2m}+U(x)=E. \qquad (1)$$

ამ განტოლების ამოხსნით იმპულსის მიმართ მიიღება

$$p=\pm\sqrt{\frac{2}{m}\left[E-U(x)\right]} \qquad (2)$$

უკანასკნელ განტოლებაში ნიშანი შეირჩევა ნაწილაკის მოძრაობის მიმართულების მიხედვით. ამრიგად, ერთგანზომილებიანი კონსერვატული სისტემებისათვის ფაზური დიაგრამის მისაღებად საკმარისია მხოლოდ პოტენციური მრუდის ფორმის ცოდნა.

სხვადასხვა კონსერვატული სისტემის ფაზური დიაგრამები მოყვანილია 1,2,3,4 ნახაზებზე. კერძოდ, 1 ნახაზზე მოცემულია თავისუფალი ნაწილაკის ფაზური დიაგრამები, სადაც ისრებით აღნიშნულია ნაწილაკის მოძრაობის მიმართულება. თუ ფაზური დიაგრამა ჩაკეტილი არაა, მაშინ ის აღწერს ნაწილაკის ინფინიტურ მოძრაობას $-\infty$-დან $+\infty$-მდე ან საწინააღმდეგო მიმართულებით. ამას შეესაბამება ნაწილაკის ენერგია $E>U(x)$ (ენერგიის E_1 და E_2 მნიშვნელობები 2 ნახაზზე). მობრუნების წერტილებში, სადაც $E=U(x)$ (ენერგიის E_3 მნიშვნელობა 2 ნახაზზე), იმპულსი ნულს უტოლდება და მოძრაობა ხდება ფინიტური ცალი მხრიდან. სრულიად ფინიტურ მოძრაობას შეესაბამება ჩაკეტილი ფაზური დიაგრამები, მაგალითად, გამოსახული 3 ნახაზზე. ისინი გამოსახავენ ჰარმონიული ოს-

ცილატორის ფაზურ დიაგრამებს, როდესაც პოტენციურ ენერგიას აქვს სახე $U(x)=\frac{kx^2}{2}$ ამ შემთხვევაში ფაზური დიაგრამები წარმოადგენენ კონცენტრულ ელიფსებს $\sqrt{mE}$ და $\sqrt{\frac{E}{k}}$ ნახევარღერძებით. როგორც 2 განტოლებიდან ჩანს, ფაზური დიაგრამები სიმეტრიულნი არიან X ღერძის მიმართ. ფინიტური მოძრაობის შემთხვევაში ერთ-ერთ დიაგრამას წარმოადგენს წერტილი. ამასთან, ეს წერტილი მიიღება, როდესაც ენერგია გაუტოლდება პოტენციური ენერგიის მინიმუმს. ამ წერტილში $p=0$ და $x=x_{min}$.

და ბოლოს, განვიხილოთ პოტენციური მრუდი, გამოსახული 4 ნახაზზე, რომელსაც გააჩნია ორი მინიმუმი. მინიმუმის წერტილებს ფაზურ სიბრტყეზე შეესაბამებათ ე.წ. ცენტრები, რომლებიც აღწერენ მდგრადი წონასწორობის მდგომარეობებს. ამას გარდა, ენერგიებისათვის პოტენციური ენერგიის მაქსიმუმზე ნაკლები მნიშვნელობებით არსებობს ორი ჩაკეტილი ფაზური დიაგრამა. როდესაც $E=U_{max}$ არსებობს სამი დიაგრამა: ერთი შეესაბამება მოძრაობას მარცხენა ორმოში, მეორე - მარჯვენა ორმოში, ხოლო მესამე შეესაბამება უძრავ მდგომარეობას x_{max} წერტილში. ეს უკანასკნელი აღწერს არამდგრადი წონასწორობის მდგომარეობას.

მართლაც, ეს საკითხი ზოგად შემთხვევაში შეიძლება შემდეგნაირად გამოვიკვლიოთ: პოტენციური ენერგია x_{max} წერტილის მახლობლობაში წარმოვიდგენთ პარაბოლის სახით

$$U\approx-\frac{k}{2}\left(x-x_{max}\right)^2, \quad x\longrightarrow x_{max} \tag{3}$$

ტრაექტორია განისაზღვრება ფორმულიდან

$$t=-\sqrt{\frac{m}{2}}\int_{x_0}^{x}\frac{dx}{\sqrt{E-U(x)}}, \tag{4}$$

სადაც $x(t=0)\equiv x_0$ წერტილია, რომელშიც იმყოფებოდა ნაწილაკი

მომენტში, ხოლო ნიშანი ისეა შერჩეული, რომ ნაწილაკი როგორც მარცხნიდან ($x_0 < x_{max}$), ასევე მარჯვნიდან ($x_0 > x_{max}$) მოძრაობდეს x_{max} წერტილისაკენ. მაშინ /3/ ფორმულის გამოყენებით /4/ -ს ინტეგრება გვაძლევს

$$x - x_{max} = (x_0 - x_{max})\, e^{-\sqrt{\frac{k}{m}}\, t}, \qquad (5)$$

ე.ი. ნაწილაკი უსასრულოდ დიდხანს, ექსპონენციალურად კლებადი სიჩქარით დაიწყებს მიახლოვებას მაქსიმუმის წერტილისაკენ, მაგრამ ვერ მიაღწევს მას. თუ საწყისი პირობა იქნება $x_0 = x_{max}$ ნაწილაკი უძრავი იქნება, ვინაიდან x_{max} წერტილში ძალა ნულის ტოლია. ფაზური დიაგრამის ნორმალური გამოსახვისას ამ ენერგიას შეესაბამება ორი ურთიერთგადამკვეთი მრუდი. სინამდვილეში, როგორც ზემოთ იყო ნაჩვენები, ეს დიაგრამა შედგება სამი მრუდისაგან. ეს საკითხი მეტად მნიშვნელოვანია მეთოდოლოგიურად, ვინაიდან არ შეიძლება არსებობდეს ურთიერთგადამკვეთი ფაზური დიაგრამები, რაც გამომდინარეობს ნიუტონის განტოლების ერთადერთობის თეორემიდან. ისეთ ფაზურ დიაგრამას, რომელიც წერტილში იყოფა რამოდენიმე შტოდ, სეპარატრისას უწოდებენ, ხოლო არამდგრადი წონასწორობის წერტილს, რომელზედაც გადის სეპარატრისა, უწოდებენ უნაგირს.

ზემოთ მოყვანილი სიტუაცია არ შეიცვლება, თუ პოტენციური ენერგიის მწკრივად გაშლისას x_{max} წერტილის მახლობლობაში ნულისაგან განსხვავდება არა კვადრატული, არამედ უფრო მაღალი ხარისხის წევრი, ე.ი. /3/ ფორმულის მაგიერ ადგილი აქვს გამოსახულებას

$$U \approx -A(x - x_{max})^{2n}, \quad n > 1. \qquad (6)$$

ამ შემთხვევაში /5/ ფორმულის ადგილას მიიღება:

$$x - x_{max} = \left[(x_0 - x_{max})^{1-n} - (n-1)\sqrt{\frac{2A}{m}}\, t\right]^{-\frac{1}{n-1}} \qquad (7)$$

ზემოთ მოყვანილი მაგალითები გვიჩვენებენ, რომ ფაზურ სიბრტყეზე მრუდების ანალიზი საშუალებას იძლევა ვიპოვოთ ფიზიკურად ყველაზე უფრო საინტერესო წერტილები, ისეთები, როგორიცაა მდგრადი და არამდგრადი წონასწორობის წერტილები.

საჭიროა აღინიშნოს, რომ ფაზური დიაგრამების ანალიზისათვის არაა აუცილებელი დიფერენციული განტოლებების ამოხსნა, როგორიცაა, მაგალითად ნიუტონის განტოლება.

განვიხილოთ არაკონსერვატული სისტემები. ზოგიერთი ასეთი სისტემის მაგალითი შეიძლება მოვიყვანოთ როგორც მექანიკიდან, ასევე ელექტრული წრედებიდან და რადიოტექნიკიდან. კონსერვატული სისტემებისგან განსხვავებით, ამ შემთხვევაში ამოცანის რაოდენობრივი ანალიზისათვის, საჭიროა დიფერენციალური განტოლების ამოხსნა. ამასთან, ფაზური დიაგრამების განსაზღვრის ფორმალური მეთოდიკა ასეთია: დიფერენციალური განტოლების ამოხსნით ვპოულობთ $x=f(t)$ და $\dot{x}=\dot{f}(t)$ დამოკიდებულებებს. პირველის ამოხსნით t-ს მიმართ ვპოულობთ $t=\phi(x)$ და ვსვამთ მეორეში. ვიღებთ

$$\dot{x}=\dot{f}\left[\phi(x)\right]=F(x). \qquad (8)$$

უნდა აღინიშნოს, რომ მოძრაობის განტოლება რჩება წრფივი მხოლოდ უმარტივესი მოდელური სისტემებისათვის. წრფივი განტოლების ყველაზე უფრო აღსანიშნავი მაგალითია შემთხვევა, როდესაც სისტემაზე მოქმედებს ხახუნის ძალა $F_T=k\dot{x}$.

დიფერენციალური განტოლებების თეორიის შედეგების გამოყენება საშუალებას იძლევა ზოგიერთ შემთხვევებში ჩატარდეს დინამიური სისტემების თვისობრივი ანალიზი ფაზურ სიბრტყეზე. ხახუნის ძალის არსებობისას ფაზურ სიბრტყეზე ჩაკეტილი დიაგრამების ნაცვლად (აღწერდა კონსერვატული სისტემის რხევას), არაკონსერვატული სისტემებისათვის მიიღება სპირალები. ამასთან, მდგრადი წონასწორობის მახლობლად არაკონსერვატულ სისტემებში რხევები მი-

ლევადია და ცდილობს წონასწორულ მდგომარეობაში დაბრუნებას (ნახ. 5ა). თუ ადგილი აქვს არამდგრადობას, სისტემა ასრულებს რხევებს ზრდადი ამპლიტუდით და უსაზღვროდ შორდება წონასწორობის მდგომარეობას (ნახ.5 ბ). ამ ნახაზებზე აღნიშნულ განსაკუთრებულ წერტილებს უწოდებენ ფოკუსებს (მდგრადს და არამდგრადს). აღსანიშნავია, რომ მდგრადი ფოკუსის შემთხვევაში წრფივი დიფერენციალური განტოლების მიახლოვება შეიძლება კორექტული აღმოჩნდეს ყველა დროებისათვის, მაშინ როცა არამდგრადი ფოკუსის შემთხვევაში დიდი დროებისთვის, სისტემა აუცილებლად გადავა ისეთ მდგომარეობაში, რომ მისი ქცევა აუცილებელია აღიწეროს არაწრფივი განტოლების საშუალებით.

არაკონსერვატული სისტემის განსაკუთრებულ შემთხვევას განეკუთვნებიან ისეთი სისტემები, რომლებზეც მოქმედებს დროზე დამოკიდებული გარე ძალა. ასეთი სისტემების ერთ-ერთი ყველაზე უფრო მნიშვნელოვანი მაგალითია მიულევადი რხევები მილაკიან გენერატორში. ამ შემთხვევაში სისტემის აღსაწერად პრინციპულად მიუღებელია წრფივი დიფერენციალური განტოლების გამოყენება. თუმცა მათი გამოყენებით შესაძლებელია გადაწყდეს მდგრადი და არამდგრ... წონასწორობის საკითხები. ყველაზე უფრო მნიშვნელოვან საკითხზე, სადამდე მივა ზრდადი რხევები, როგორი ამპლიტუდა დამყარდება, წრფივი დიფერენციალური განტოლების საფუძველზე, არაფრის თქმა არ შეიძლება. რას შეიძლება მოველოდეთ, თუ წონასწორული მდგომარეობა არამდგრადია? შესაძლებელია, ფაზურ სიბრტყეზე სისტემის გამომსახველი წერტილი წავიდეს უსასრულობისაკენ. შესაძლებელია, წავიდეს სხვა მდგრადი წონასწორული მდგომარეობისაკენ. ბოლოს, -და ეს ფიზიკის თვალსაზრისით ყველაზე საინტერესოა, - შესაძლებელია მისწრაფება ჩაკეტილი წირისაკენ, ე.ი. მისწრაფება პერიოდულ რეჟიმისაკენ. ყოველ მიულევად რხევით პროცესს შეესაბამება ი[illegible]ირებული

ჩაკეტილი წირი (ნახ.6), რომლისკენაც მიისწრაფიან მეზობელი ფაზური დიაგრამები. ასეთი მრუდი შეუთავსებელია წრფივ განტოლებებთან და მას უწოდებენ პუანკარეს ზღვრულ ციკლს.

მექანიკის კურსში ფაზური დიაგრამების მეთოდი, როგორც ზემოთაც იყო აღნიშნული , გამოყენებული უნდა იყოს, უპირველეს ყოვლისა, ტრაექტორიების ანალიზის დროს რთულ პოტენციალებში, როდესაც დიფერენციული განტოლების გამოხსნა ძნელია. კერძოდ, ეს ეხება შემთხვევას,როდესაც პოტენციურ ენერგიას გააჩნია რამოდენიმე მინიმუმი .

ფაზური დიაგრამების ანალიზი მნიშვნელოვან როლს ასრულებს კვანტურ მექანიკაში და სტატისტიკურ ფიზიკაში. კვანტურ მექანიკაში განუსაზღვრელობის პრინციპის თანახმად კოორდინატი და სიჩქარე არ შეიძლება გაზომილ იქნან ერთდროულად. მიუხედავად ამისა, კვაზიკლასიკურ მიახლოებაში ისმება საკითხი ტალღური ფუნქციის ფაზის გამოთვლის შესახებ, რომელიც კლასიკურ ფაზურ დიაგრამებზე განისაზღვრება დიაგრამის ქვედა ფართობით. კვანტურ მექანიკაში ფა ფაზური დიაგრამების მეორე მაგალითია ტრაექტორიებზე ინტეგრირების მეთოდი, რომელიც შემუშავებულია ფეინმანის მიერ. (ეს მეთოდი დაწვრილებით მოყვანილია /6/ ნაშრომში).

სტატისტიკურ ფიზიკაში ფაზური დიაგრამების გამოკვლევის მაგალითებს შორის უნდა აღინიშნოს ორი: I) მდგომარეობის რიცხვის გამოთვლა კვაზიკლასიკურ მიახლოებაში, 2)განაწილების კვანტურ-სტატისტიკური ფუნქციების განსაზღვრა შერეულ-ვიგნერულ წარმოდგენაში /7/ .

შემოსულია I7.VIII.1983

თელავის ი.გოგებაშვილის სახელობ
სახელმწიფო პედაგოგიური ინსტიტ

ლიტერატურა

1. С.Е.Хайкин, Механика, ОГИЗ ГИТТЛ, М.-Л., 1947.
2. Г.Голдстейн, Классическая механика, ГИТТЛ, М.,1957.
3. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц, Механика, М.,"Наука",1973.
4. М.А.Айзерман, Классическая механика, "Наука", 1980.
5. В.И.Арнольд. Математические методы классической механики, М., "Наука", 1974.
6. Р.Фейнман, Статистическая механика, М.,"Мир", 1975.
7. Р.Кубо. Статистическая механика, М.,"Мир", 1967.

Г.М.Чонишвили

ОБ ИСПОЛЬЗОВАНИИ МЕТОДА ФАЗОВЫХ ДИАГРАММ В КУРСЕ ОБУЧЕНИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКЕ В ВУЗ-ах

Резюме

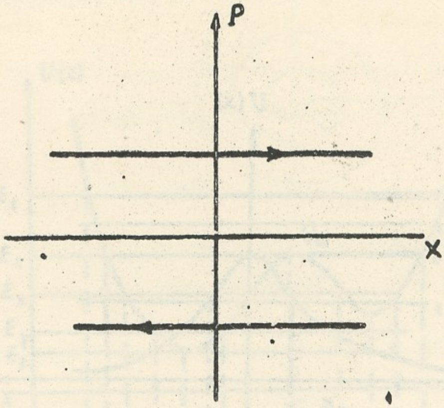
В работе показано, что в процессе обучения теоретической физике важное значение имеет изложение метода фазовых диаграмм. Прослежена связь анализа фазовых диаграмм в классической механике, электродинамике, квантовой механике и статистической физике.

G.Chonishvili

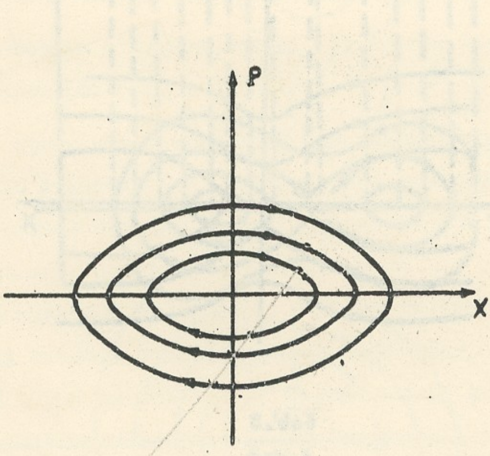
ON THE APPLICATION OF THE PHASE DIAGRAM METHOD IN HIGH-SCHOOL AND UNIVERSITY COURSES OF THEORETICAL PHYSICS

Summary

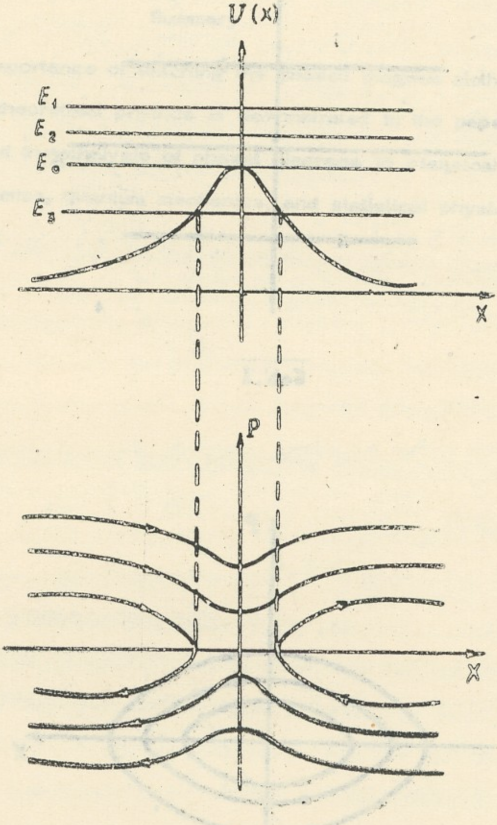
The importance of teaching the phased diagram method in the course of theoretical physics is demonstrated in the paper. A relationship of the analysis of phasal diagrams in classical mechanics electrodynamics, quantum mechanics, and statistical physics has been established.



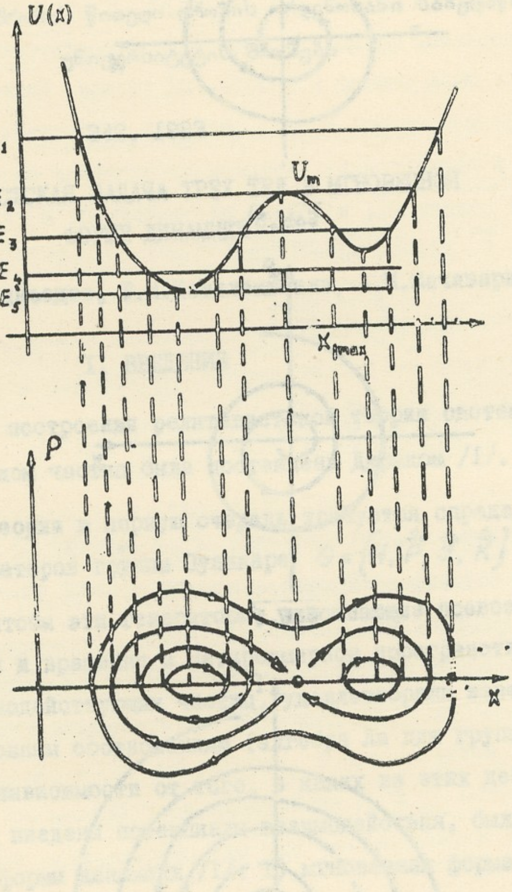
ნახ.1



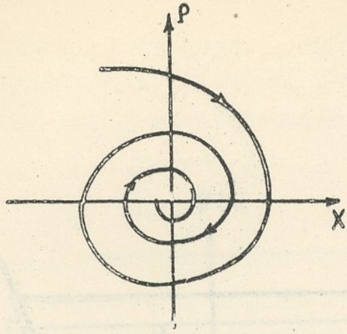
ნახ.2



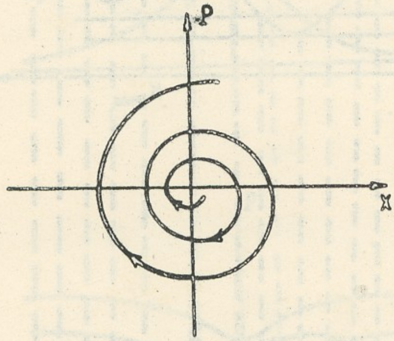
ნახ.3



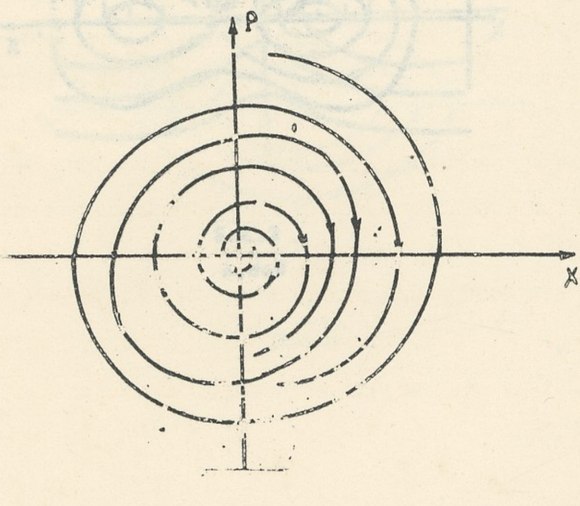
ნახ.4



ნახ. 5ა



ნახ. 5ბ



Труды Тбилисского ордена Трудового Красного Знамени государственного университета

ბილისის შრომის წითელი დროშის ორდენოსანი სახელმწიფო უნივერსიტეტის შრომები

242, 1983

РЕЛЯТИВИСТСКАЯ ЗАДАЧА ТРЕХ ТЕЛ В МГНОВЕННОЙ ФОРМЕ ДИНАМИКИ

П.И.Гудавадзе, Т.И.Копалеишвили, А.И.Мачавариани

I. ВВЕДЕНИЕ

Задача построения релятивистской теории системы с заданным числом частиц была поставлена Дираком /I/. Для построения теории в первую очередь требуется определить десять генераторов группы Пуанкаре $G=\{H,\hat{\vec{P}},\hat{\vec{\mathcal{J}}},\hat{\vec{K}}\}$ таким образом, чтобы эти генераторы, описывающие всевозможные трансляции и вращения в четырехмерном пространстве системы взаимодействующих частиц, удовлетворяли известным коммутационным соотношениям (алгебра Ли для группы Пуанкаре). В зависимости от того, в каких из этих десяти генераторах введены потенциалы взаимодействия, были предложены три формы динамики /I/: I) мгновенная форма динамики, где потенциал взаимодействия вводится в гамильтониан H и в генераторы собственных преобразований Лоренца (бутса) $\vec{K}$; 2) точечная форма динамики, где от взаимодействия зависит оператор полного четырех-импульса системы $\hat{P} = (H, \hat{\vec{P}})$, и 3) фронтовая форма динамики, где потенциалы включены в генераторы $\hat{P}_+ = H + \hat{P}_3$; $\hat{M}_{1+} = \hat{K}_1 + \hat{\mathcal{J}}_2$ и $\hat{M}_{2-} = \hat{K}_2 - \hat{\mathcal{J}}_1$.

В мгновенной форме динамики задача построения генераторов G была решена в работе /2/ (модель Бакамжана – Томаса или сокращенно Б.-Т.), где все взаимодействия включены в гамильтониан внутреннего движения системы $\mathcal{H}$ (массовый оператор), а полный гамильтониан H и операторы бутса $\hat{\vec{K}}$ даются выражениями

$$H = \sqrt{\mathcal{H}^2 + \hat{\vec{P}}^2}, \tag{1}$$

$$\hat{\vec{K}} = \frac{1}{2}\left(\hat{\vec{X}}H + H\hat{\vec{X}}\right) - \left(\hat{\vec{\mathcal{J}}} - \hat{\vec{X}} \times \hat{\vec{P}}\right) \times \hat{\vec{P}} / (\mathcal{H} + H), \tag{2}$$

где генераторы полного импульса $\hat{\vec{P}}$ и момента $\hat{\vec{\mathcal{J}}}$, не зависящие от взаимодействия, являются суммой соответствующих операторов подсистем.

Оператор $\mathcal{H}$ является суммой массового оператора невзаимодействующих частиц $\mathcal{H}_0$ и оператора взаимодействия V:

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_0 + V, \tag{3}$$

а $\hat{\vec{X}}$ – оператор положения, канонически сопряженный к оператору $\hat{\vec{P}}$; он выражается через генераторы системы взаимодействующих частиц (обозначенные индексом "0").

$$\hat{\vec{X}} = \hat{\vec{X}}_0 = \frac{1}{2}\left(H_0^{-1}\hat{\vec{K}}_0 + \hat{\vec{K}}_0 H_0^{-1}\right) - \frac{\hat{\vec{P}} \times \left(H_0 \hat{\vec{J}} + \hat{\vec{P}} \times \hat{\vec{K}}_0\right)}{\mathcal{H}_0 H_0 \left(H_0 + \mathcal{H}_0\right)} \tag{4}$$

при условии, что оператор V коммутирует с $\hat{\vec{X}}$, $\hat{\vec{P}}$ и $\hat{\vec{J}}$. Как было отмечено в работе /3/, гамильтониан H и, тем более, $\hat{\vec{K}}$ (2) при числе частиц $N > 2$ в общем случае не обладают т.н. свойством разделимости (сепарабельности или кластерности), согласно которому при произвольном разделении системы частиц на подсистемы и бесконечном удалении этих подсистем друг от друга любой из десяти генераторов G системы частиц должен перейти в сумму соответствующих генераторов подсистем, зависящих исключительно от собственных динамических переменных. Такое требование, необходимое для формулировки задачи рассеяния многочастичной системы, нужно в первую очередь для определения ассимптотических состояний. В мгновенной форме динамики свойство разделимости не очевидно для H и $\hat{\vec{K}}$ операторов, а что касается не зависящих от взаимодействия аддитивных $\hat{\vec{P}}$ и $\hat{\vec{J}}$ операторов, то условие разделимости для них автоматически удовлетворяется.

Многочастичная задача рассеяния релятивистских частиц в точечной форме динамики была изучена в работах /4,5/, а в фронтовой форме динамики – в работах /6/. Во всех этих моделях взаимодействие вводится так же, как и в модели Б.-Т., в массовый оператор $\mathcal{H}$, на основе которого строятся остальные зависящие от взаимодействия операторы. А в работе /7/ доказана S-матричная эквивалентность этих динамических моделей с моделью Б.-Т.

В данной работе рассматривается системы трех релятивистских, взаимодействующих частиц в мгновенной форме динамики. Ниже будет показано, что если потенциалы парных взаимодействий в произвольной системе отсчета определить согласно работе /8/, а гамильтониан системы трех частиц в собственной с.ц.м. $\mathcal{H}$ взять согласно работе /9/, то тогда гамильтониан модели Б.-Т. H (I) в асимптотической области будет унитарно эквивалентным разделимым каналовым гамильтонианом. Далее, на основе такого гамильтониана с учетом трехчастичных сил и при помощи теории Фаддеева/10/, будет дана замкнутая формулировка задачи тел в мгновенной форме динамики теории прямого взаимодействия.

Целесообразность построения релятивистской потенциальной теории трех частиц связана, например, с задачей пион-дейтронного рассеяния в области средних энергий, где с самого начала требуется учесть релятивизм пиона хотя бы в кинематическом отношении. В работах /II,12/ такой учет релятивизма производился в рамках трехчастичных квазипотенциальных уравнений. В подходе, используемом в работе /II/, утеряны т.н. кластерные свойства трехчастичной системы (подробности см. в обзорах /I3/). Уравнения, использованные в работе /I2/ (полученные на основе квазипотенциального подхода Логунова-Тавхелидзе /I4/), таким недостатком не обладают из-за линейности пропагаторов. В практических расчетах квазипотенциал парного взаимодействия обычно определяется феноменологически и берется не зависящим от энергии. Тем самым теряется связь с теорией поля. Естественно, возникает задача такого релятивистского обобщения уравнений Фаддеева, которое с самого начала было бы основано на введении в теорию явно не зависящих от энергий потенциалов. Релятивистская теория прямого взаимодействия, обсуждаемая выше, основана на введении именно таких потенциалов.

2. ГЕНЕРАТОРЫ ГРУППЫ ПУАНКАРЕ И ЗАДАЧА РАССЕЯНИЯ

При формулировке задачи трех тел будем основываться на результатах работы /8/, где в рамках модели Б.-Т. дана теория рассеяния двух взаимодействующих частиц в мгновенной форме динамики. Согласно этой работе, потенциал взаимодействия любой двухчастичной jK подсистемы частиц (i, jK = I,23; 2,3I; 3,I2) в произвольно выбранной системе отсчета можно определить в виде разности гамильтониана взаимодействующих частиц H_{jK} и гамильтониана невзаимодействующих частиц H_{ojK}

$$V_{jK} = H_{jK}\left(\hat{\vec{P}}_{jK}\right) - H_{ojK}\left(\hat{\vec{P}}_{jK}\right) =$$

$$= \sqrt{h^2_{jK}\left(\hat{\vec{q}}_{jK}\right) - \hat{\vec{P}}^2_{jK}} - \sqrt{h^2_{ojK}\left(\hat{\vec{q}}_{jK}\right) + \hat{\vec{P}}^2_{jK}} \,, \tag{5}$$

$$h_{jk}(\hat{\vec{q}}_{jk}) = h_{ojk}(\hat{\vec{q}}_{jk}) + v_{jk}(\hat{\vec{q}}_{jk}), \quad (7^{б})$$

где h_{ojk} и h_{jk} - гамильтонианы соответственно невзаимодействующей и взаимодействующей jk пар в их системе ц.м., v_{jk} - нелокальный эрмитовый оператор взаимодействия частиц j и k в этой системе отсчета, который зависит исключительно от относительных импульсов $\hat{\vec{q}}_{jk}$ /8/.

$$\hat{\vec{q}}_{jk} = \frac{\hat{\varepsilon}_k \hat{\vec{P}}_j - \hat{\varepsilon}_j \hat{\vec{P}}_k}{\hat{\varepsilon}_j + \hat{\varepsilon}_k}, \quad (7^{а})$$

$$\hat{\varepsilon}_{j(k)} = \frac{1}{2}\left[h_{j(k)}(\hat{\vec{P}}_{j(k)}) + h_{i(k)}(\hat{\vec{q}}_{jk})\right], \quad (7^{б})$$

$$h_{j(k)}(\vec{P}_{j(k)}) = \sqrt{M^2_{j(k)} + \hat{\vec{P}}^2_{j(k)}}, \quad (7^{в})$$

а

$$\hat{\vec{P}}_{jk} = \hat{\vec{P}}_j + \hat{\vec{P}}_k \quad . \quad (7^{г})$$

- оператор полного импульса jk пары частиц.

Выпишем в явном виде гамильтонианы двух- и трехфрагментных каналов в произвольно выбранной системе отсчета, т.е. H^i гамильтонианы (i = 1,2,3) в случае наличия взаимодействия jk пары частиц (i, jk = 1,23; 2,31;

3,12) и H° гамильтониан трех невзаимодействующих частиц.

Согласно модели Б.-Т. имеем:

$$H^{i}=\sqrt{(\mathcal{H}^{i})^{2}+\hat{\vec{P}}^{2}}, \tag{8}$$

$$H^{\circ}=\sqrt{(\mathcal{H}^{\circ})^{2}+\hat{\vec{P}}^{2}}. \tag{9}$$

Здесь $\hat{\vec{P}}$ - оператор полного импульса трехчастичной системы, а $\mathcal{H}^{i}$ и $\mathcal{H}^{\circ}$ - гамильтонианы двух- и трехфрагментных каналов в трехчастичной с.ц.м.

$$\mathcal{H}^{i}=H_{jk}\left(\hat{\vec{Q}}_{jk}\right)+h_{i}\left(\hat{\vec{Q}}_{jk}\right), \tag{10}$$

$$\mathcal{H}^{\circ}=\sum_{\ell=1}^{3}h_{\ell}\left(\hat{\vec{q}}_{\ell}\right)=H_{0jk}\left(\hat{\vec{Q}}_{jk}\right)+h_{i}\left(\hat{\vec{Q}}_{jk}\right), \tag{11}$$

где $\hat{\vec{q}}_{\ell}$ - оператор импульса ℓ-той свободной частицы, а $\hat{\vec{Q}}_{jk}$ - оператор относительного импульса jk пары и i-ой частицы в с.ц.м. трех частиц и определен по формулам

$$\vec{Q}_{jk}=\frac{\hat{\varepsilon}_{jk}\hat{\vec{P}}_{i}-\hat{\varepsilon}_{i}\hat{\vec{P}}_{jk}}{\hat{\varepsilon}_{jk}+\hat{\varepsilon}_{i}}, \tag{12^a}$$

$$\hat{\varepsilon}_{jk} = \frac{1}{2}\left[H_{0jk}\left(\hat{\vec{P}}_{jk}\right) + H_{0jk}\left(\hat{\vec{Q}}_{jk}\right)\right], \tag{12б}$$

$$\hat{\varepsilon}_{i} = \frac{1}{2}\left[h_{i}\left(\hat{\vec{P}}_{i}\right) + h_{i}\left(\hat{\vec{Q}}_{jk}\right)\right]. \tag{12в}$$

Вводя для общности не зависящий от $\vec{P}$ потенциал трехчастичного взаимодействия V_4, гамильтониан трех взаимодействующих частиц в собственной системе отсчета, согласно работе /9/, представим в следующем виде:

$$\mathcal{H} = \sum_{i=1}^{3} \mathcal{H}^{i} - 2\mathcal{H}^{0} + V_4 = \tag{13}$$

$$= \mathcal{H}^{0} + \sum_{i=1}^{3} V_i\left(\hat{\vec{Q}}_{jk}\right) + V_4 .$$

Определенные таким образом $\mathcal{H}$, $\mathcal{H}^i$ и $\mathcal{H}^0$ гамильтонианы (массовые операторы) в с.ц.м. трех частиц, входящие в выражения (I), (8) и (9) для соответствующих гамильтонианов H, H^i и H^0 в выбранной системе отсчета, удовлетворяют всем условиям модели Б.-Т., т.е. зависят лишь от "внутренних" переменных $\hat{\vec{Q}}_{jk}$, $\hat{\vec{q}}_{jk}$ и, следовательно, коммутируют с оператором полного импульса $\hat{\vec{P}}$.

Естественно предположить, что при бесконечном удалении любой i-той частицы, при произвольном заданном расположении остальных двух jk частиц, взаимодействие между ij и ki парами частиц (а также трехчастичное V_4 взаимодействие) исчезает (при этом считаем, что потенциалы являются достаточно гладкими, квадратично-интегрируемыми функциями импульсов, убывающими на бесконечности нужным образом). В этом случае ясно, что полный гамильтониан H (I) перейдет в каналовые гамильтонианы H^i (8). Если же в бесконечности удалить независимо две частицы, тогда гамильтониан H перейдет в гамильтониан невзаимодействующих частиц H^0 (9), т.е. гамильтониан в асимптотической области переходит в каналовые гамильтонианы H^i и H^0.

Таким образом, пробелма разделимости полного гамильтониана трехчастичной системы H сводится к разделимости каналовых гамильтонианов. Рассмотрим двухфрагментный каналовый гамильтониан H^i. Его собственный вектор состояния можно представить в двух разных видах:

$$\begin{aligned} \left|\Psi^i_{\vec{P}\vec{Q}_{jk}}\right\rangle &= \left|\vec{P}\right\rangle \left|\vec{Q}_{jk}\right\rangle \left|\varphi_{jk}\right\rangle = \\ &= \mathcal{J}^{1/2}\left(\vec{P}_i, \vec{P}_{jk}\right) \left|\vec{P}_{jk}\right\rangle \left|\vec{P}_i\right\rangle \left|\varphi_{jk}\right\rangle = \\ &= \mathcal{J}^{1/2}\left(\vec{P}_i, \vec{P}_{jk}\right) \left|\Psi^i_{\vec{P}_i \vec{P}_{jk}}\right\rangle, \end{aligned} \tag{I4}$$

где $\vec{P}_i, \vec{P}_{jk}$ - импульсы свободных фрагментов i и jk, а $\vec{P}, \vec{Q}_{jk}$ - их полный импульс и импульс относительного движения, $|\vec{P}\rangle, |\vec{Q}_{jk}\rangle, |\vec{P}_{jk}\rangle$ и $|\vec{P}_i\rangle$ - вектора состояния свободного движения, $|\varphi_{jk}\rangle$ - вектор состояния относительного движения взаимодействующей пары

jk, а $\mathcal{J}(\vec{P}_i, \vec{P}_{jk})$ — якобиан преобразования /8/

$$\mathcal{J}(\vec{P}_i, \vec{P}_{jk}) = \frac{\partial(\vec{P}_i, \vec{P}_{jk})}{\partial(\vec{Q}_{jk}, \vec{P})}$$

Введем гамильтониан

$$\tilde{H}^i = h_i(\hat{\vec{P}}_i) + H_{jk}(\vec{P}_{jk}) \tag{I5}$$

Нетрудно видеть, что вектор состояния (I4) является собственным вектором состояния оператора (I5)

$$\tilde{H}^i \left| \psi^i_{\vec{P}_{jk}\vec{P}_i} \right\rangle = \tag{I6}$$

$$= \left(\sqrt{M^2_{jk} + \vec{P}^2_{jk}} + \sqrt{M^2_i + \vec{P}^2_i} \right) \left| \psi^i_{\vec{P}_{jk}\vec{P}_i} \right\rangle,$$

где M_{jk} — энергия jk пары в с.ц.м.

С другой стороны,

$$H^i \left| \psi^i_{\vec{P}\vec{Q}_{jk}} \right\rangle = \tag{I7}$$

$$= \sqrt{M^2(\vec{Q}_{jk}) + \vec{P}^2} \left| \psi^i_{\vec{P}\vec{Q}_{jk}} \right\rangle,$$

где M — энергия трех частиц в с.ц.м. трех тел.

Учитывая инвариантность квадрата 4-импульса $P(E, \vec{P} = \vec{P}_i + \vec{P}_{jk})$, имеем:

$$E=\sqrt{M^2\left(\vec{Q}_{jk}\right)+\vec{P}^2}= \tag{18}$$

$$=\sqrt{M_{jk}^2+\vec{P}_{jk}^2}+\sqrt{M_i^2+\vec{P}_i^2}.$$

Из формул (16) - (18) видно, что гамильтонианы H^i и $\tilde{H}^i$ имеют одинаковые собственные значения и векторы состояния (14), которые образуют полную систему, т.е. гамильтонианы H^i и $\tilde{H}^i$ являются унитарно эквивалентными.[*]

Таким образом, в асимптотической области, когда i-тая частица удалена в бесконечность при любом заданном расположении остальных двух, полный гамильтониан системы H (1) переходит в гамильтониан H^i, являющийся унитарно эквивалентным с гамильтонианом $\tilde{H}^i$, который представляет собой сумму гамильтонианов, невзаимодействующих фрагментов $H_{jk}\left(\vec{P}_{jk}\right)$ и $h_i\left(\vec{P}_i\right)$, т.е. разделим. Если же независимо удалять две частицы в бесконечность, разделимость H очевидна, т.к. он переходит в гамильтониан невзаимодействующих частиц, который адитивен.

Рассмотрим теперь вопрос существования и разделимости инвариантной S - матрицы рассеяния. Для этого пред-

---

[*] Строгое математическое доказательство этого утверждения приводится в работе /15/, которая появилась после того, как предварительные результаты данной работы были сообщены /16/.

положим, что потенциалы V_i и V_{ij} удовлетворяют всем необходимым требованиям теории Фаддеева/10/. Тогда в системе ц.м. трех частиц для рассматриваемой задачи с гамильтонианом $\mathcal{H}$ (13) будут справедливы результаты этой теории. В частности, будут существовать операторы Меллера $\Omega^{n}_{(\pm)}(\mathcal{H},\mathcal{H}^{n})$ ($n = 0,1,2,3$), определенные на асимптотических векторах двух- и трехфрагментных состояниях $|\alpha_i\rangle$ ($i = 1,2,3$) и $|\alpha_0\rangle$

$$
\begin{aligned}
&|\alpha_n(+)\rangle = \Omega^{n}_{(+)}(\mathcal{H},\mathcal{H}^{n})|\alpha_n\rangle,\\
&\langle(-)\alpha_n| = \langle\alpha_n|\Omega^{n}_{(-)}(\mathcal{H},\mathcal{H}^{n}).
\end{aligned}
\tag{19}
$$

Каналовые операторы Меллера $\Omega^{n}_{(\pm)}$, которые образуют полный оператор Меллера $\Omega_{(\pm)} \equiv \left(\Omega^{0}_{(\pm)}, \Omega^{1}_{(\pm)}, \Omega^{2}_{(\pm)}, \Omega^{3}_{(\pm)}\right)$, действующий в полном асимптотическом пространстве состояний, согласно теории Фаддеева удовлетворяют условиям ортогональности и полноты:

$$
\left[\Omega^{+}_{(\pm)}, \Omega_{(\pm)}\right]_{mn} = \Omega^{m+}_{(\pm)}\Omega^{n}_{(\pm)} = \delta_{mn}, \tag{20^а}
$$

$$
\Omega_{(\pm)}, \Omega^{+}_{(\pm)} = \sum_{n=0}^{3}\Omega^{n}_{(\pm)}\Omega^{n+}_{(\pm)} - \mathcal{P}_B, \tag{20^б}
$$

где $\mathcal{P}_B$ - оператор проектирования на пространство трехчастичных связанных состояний.

Согласно теореме Бирмана-Като /17/, если существуют каналовые операторы Меллера $\Omega^{n}_{(\pm)}(\mathcal{H},\mathcal{H}^{n})$, то будут существовать и операторы Меллера в произвольной системе отсчета $\Omega^{n}_{(\pm)}(H,H^{n})$ и при любом заданном полном импульсе системы $\vec{P}$ имеет место равенство:

$$\Omega^{n}_{(\pm)}(H,H^{n})= \tag{21}$$

$$=\Omega^{n}_{(\pm)}\left(\sqrt{\mathcal{H}^{2}+\vec{P}^{2}},\sqrt{(\mathcal{H}^{n})^{2}+\vec{P}^{2}}\right)=\Omega_{(\pm)}(\mathcal{H},\mathcal{H}^{n}).$$

Отсюда следует и существование S-матрицы рассеяния, для которой имеем:

$$S_{mn}=\Omega^{m+}_{(-)}(H,H^{n})\,\Omega^{n}_{(+)}(H,H^{n})= \tag{22}$$

$$=\Omega^{m+}_{(-)}(\mathcal{H},\mathcal{H}^{n})\,\Omega^{n}_{(+)}(\mathcal{H},\mathcal{H}^{n}),$$

т.е. S- матрица рассеяния не зависит от полного импульса системы $\vec{P}$ и, следовательно, и от системы отсчета. Что же касается свойства разделимости операторов Меллера $\Omega^{n}_{(\pm)}$ и, следовательно, S-матрицы рассеяния, то оно следует из разделимости гамильтониана /9,14/.

Для завершения формулировки задачи нам надо показать разделимость оператора бутса $\hat{\vec{K}}$ (2). Для этого введем генераторы группы Пуанкаре в пространстве асимптотических состояний:

$$(G_{ac})_{mn}=\delta_{mn}\,G^{n} \quad (n=0,1,2,3) \tag{23}$$

где $G^{n}=\left(H^{n},\vec{P}^{n},\hat{\vec{J}}^{n},\hat{\vec{K}}^{n}\right)$ - операторы, являющиеся суммами соответствующих генераторов группы отдельных фрагментов $G^n = \sum_a G_a^n$ (при этом $\hat{\vec{P}}^n = \hat{\vec{P}}$, $\hat{\vec{J}}^n = \hat{\vec{J}}$), определенных по формулам (I-4). Теперь примем во внимание то, что $\hat{\vec{X}}$ коммутирует с $\Omega^n_{(\pm)}$, т.к. $\hat{\vec{X}}^n$ коммутирует с $\mathcal{H}^n$ и $\mathcal{H}$, а $\Omega^n_{(\pm)}$ согласно (21) не зависит от $\vec{P}$, и что для разложимой в ряд Тейлора функции $f(x)$ имеет место соотношение $\Omega^n_{(\pm)} f(H) = f(H^n)\Omega^n_{(\pm)}$. Тогда, используя условие полноты (20), нетрудно показать, что имеет место соотношение:

$$G = \Omega_{(\pm)} G_{ac} \Omega^+_{(\pm)} + G_B , \qquad (24)$$

где $G_B = G\mathcal{P}_B$ – генераторы связанной трехчастичной системы. Согласно формуле (24), из разделимости оператора Меллера $\Omega_{(\pm)}$ и явного выражения G_{ac} следует разделимость полных операторов G трехчастичной системы, в частности, разделимость оператора бутса $\vec{K}$.

3. РЕЛЯТИВИСТСКИЕ УРАВНЕНИЯ ДЛЯ ТРЕХ ЧАСТИЦ

Согласно данной формулировке задачи, рассеяния трех релятивистских частиц в мгновенной форме динамики операторы Меллера $\Omega^n_{(\pm)}$ и, следовательно, S-матрица не зависят от полного импульса системы. Поэтому, ниже мы будем исследовать трехчастичную систему в собственной с.ц.м. В этой системе отсчета гамильтониан $\mathcal{H}$, согласно формуле (6), является аддитивным оператором относительно потенциалов взаимодействия и поэтому здесь применим метод интегральных уравнений Фаддеева. Из-за наличия трехчастичных сил в гамильтониане $\mathcal{H}$ ниже мы воспользуемся одним из вариантов уравнений Фаддеева для каналовых операторов $\mathcal{U}_{ij}$, полученных в работе /18/:

$$\mathcal{U}_{ij} = z_{ij} + \sum_{\ell=1}^{3} z_{i\ell}\, g_0\, t_\ell\, g_0\, \mathcal{U}_{\ell j}, \tag{25}$$

$$z_{ij} = (1-\delta_{ij})\, g_0^{-1} + t_4$$

Здесь t_ℓ — двухчастичная t-матрица в системе ц.м. трех тел, определяется уравнением

$$t_\ell(E) = V_\ell + V_\ell\, g_0(E)\, t_\ell(E), \tag{26}$$

t_4 является t-матрицей рассеяния трех частиц, обусловлена трехчастичным потенциалом

$$t_4(E) = V_4 + V_4\, g_0(E)\, t_4(E), \tag{27}$$

и $g_0(E) = (E - i0 - \mathcal{H})^{-1}$ — функция Грина трех взаимодействующих частиц в с.ц.м. трех тел. Подчеркнем, что $t_4(E)$ матрица не является наблюдаемой величиной и играет роль вспомогательной матрицы при определении u_{ij} в уравнениях (18).

Парная матрица рассеяния в произвольной системе отсчета $t_\ell(E)$, определенная через потенциал $V_\ell(\vec{q}_\ell)$ (3) на основе уравнений (19), также не является наблюдаемой величиной даже на энергетической поверхности. Наблюдаемой величиной является матрица рассеяния в собственной с.ц.м. t_{jk}, определенная через v_{jk} потенциал. Следовательно, возникает задача найти связь между $t_i(E)$ двухчастичной матрицей в произвольной системе отсчета и $t_{jk}(E)$ матрицей в с.ц.м. jk частиц. Такая связь была найдена в работе /19/, которая с учетом связанных состояний обобщена в работе /20/.

Что касается t_4-матрицы, то для нее задача преобразования из одной системы отсчета в другую не возникает, т.к. обычно трехчастичная задача решается в собственной с.ц.м., где и задается V_4 потенциал взаимодействия.

Изложенная выше формулировка трехчастичной задачи может быть применена к пион-дейтронному рассеянию в области средних энергий, где пренебрегается реальным рождением второго пиона. Техника численных решений подобных трехчастичных уравнений в сепарабельной модели взаимодействий хорошо известна /11,12/. Но следует обратить внимание на то обстоятельство, что в предлагаемой формулировке задачи с самого начала последовательным образом введены не зависящие от энергии потенциалы, что позволяет использовать феноменологические потеницалы, определенные из задачи двух тел. Кроме того, отличие данной формулировки от подхода, используемого в работах /II,12/, состоит и в том, что здесь у нас t_4-матрица преобразуется по-иному, при переходе из одной системы отсчета в другую. В связи с этим представляет интерес выяснить, насколько важно это различие для физических характеристик процесса рассеяния пиона на дейтроне. Кроме того, предложенные трехчастичные уравнения могут быть использованы также для исследования роли релятивистских эффектов в связанной трехнуклонной системе, что в настоящее время обсуждается в литературе (см. обзор 21).

Поступила 21.IX.1983

Лаборатория ядерной физики высоких энергий

ЛИТЕРАТУРА

1. B.A.Dirac, Rev. Mod. Phys., 21, 392, 1949.

2. B.Bakamjan, L.T.Tomas, Phys. Rev., 92, 1300, 1953.

3. L.L.Foldy, Phys. Rev., 122, 275, 1961.

4. С.Н.Соколов, Препринт ИФВЭ СТФ 74-133, 74-134, Серпухов, 1974. ТМФ 36, 193, 1978.

5. N.M.Rudsenaars, Ann. Phys., 126, 399, 1980.

6. М.В.Терентьев, ЯФ 24, 207, 1976; В.Б.Берестецкий, М.В.Терентьев, ЯФ 24, 1944; 1976; L.G.Beker, L.A.Kondratyk, M.V.Terentev, Nucl. Phys., B158, 497, 1979.

7. С.Н.Соколов, А.Н.Шатный, ТМФ 37, 291, 1978.

8. R.Fong, J. Sucher, Journ. Math. Phys., 5, 456, 1964.

9. F.Coester, Helv. Phys. Acta. 38, 7, 1965.

10. Л.Д.Фаддеев, Труды ФИАН им. В.А.Стеклова, т.69, 1963.

11. R.H.Woloshyn, R.J.Monis, R.Aaron, Phys. Rev., C 13, 286, 1976; A.W.Thomas, Nucl.Phys., A258, 417, 1976; A.Rinat, A.W.Thomas, Nucl. Phys., A282, 365, 1977.

12. Т.И.Копалейшвили, А.И.Мачавариани, ТМФ 30, 204, 1977; T.I.Kopaleishvili, A.I.Machavariani, G.A.Emelianenko, Phys. Lett., B71, 13, 1977; Nucl.Phys., A2302, 423, 1978.

13. Т.И.Копалейшвили, ЭЧАЯ 10, 429, 1979; A.W.Thomas, R.H.Landau, Phys. Rev., 58, 121, 1980.

14. A.A. Logunov, A.N.Tavkhelidze, Nuovo Cim., 29, 390, 1963.

15. F.Coester, W.N.Polyzou, Phys. Rev., 26, 1348, 1982.

16. П.И.Гудавадзе, Т.И.Копалейшвили, А.И.Мачавариани, Сообщение АН ГССР, 107, №3, 1982.

17. М.Ш.Бирман, ДАН СССР, 1943, 506, 1962; Т.Като, Теория возмущения линейных операторов. М., "Мир", 1972.

18. K.L.Kowalski, Phys. Rev., D7, 1306, 1973.

19. L.Heller, G.E.Bohanon, F.Tabakin, Phys. Rev., C13, 742, 1973.

20. Т.И.Копалейшвили, Вопросы теории взаимодействия пи-мезонов с ядрами, ЭНЕРГОАТОМИЗДАТ, М., (в печати).

21. В.Е.Харченко, Труды Международного симпозиума по проблеме нескольких тел. Дубна, 5-8 июня 1978г. Препринт Д4-80-271.

ფ.გუდავაძე, თ.კოპალეიშვილი, ა.მაჭავარიანი

სამი სხეულის რელატივისტური ამოცანა დინამიკის მყისიერ ფორმაში

რეზიუმე

ყურადღება მიქცეულია იმ გარემოებაზე, რომ ბაკამჯან-თომასის მოდელში /2/ სამი ურთიერთქმედი რელატივისტური ნაწილაკის ჰამილტონიანი ასიმპტოტურ არეში უნიტარულად ექვივალენტურია არხების განცალებად ჰამილტონიანებისა, თუ ნებისმიერ ათვლის სისტემაში წყვილური ურთიერთქმედების პოტენციალს ავიღებთ /8/ შრომის მიხედვით, ხოლო სამი ნაწილაკის ინერციის ცენტრის სისტემაში ჰამილტონიანს ავაგებთ /9/ შრომის მიხედვით ჰამილტონიანის განცალებადობის გათვალისწინებით, ფადეევის თეორიის შედეგებზე [10] და ბირმან-კატოს თეორემაზე [17] დაყრდნობით, ფორმულირებულია სამი რელატივისტური ნაწილაკის ამოცანა სამნაწილაკობრივი ძალების გათვალისწინებით პირდაპირი ურთიერთქმედების თეორიის მყისიერ ფორმის დინამიკაში.

P. Gudavadze, T. Kopaleishvili, A. Machavariani

A RELATIVISTIC THREE-BODY PROBLEM IN THE INSTANT FORM OF DYNAMICS

Summary

It is noted that the Hamiltonian for a three-particle system in the Bakamjan and Thomas model /2/ in the asymtotic ragion is unitary equivalent to channel Hamiltonians with "cluster" property, if the pair interaction potential in the arbitrary frame is defined according to ref. /8/, and the Hamiltonian of the three-particle system in the c.m. frame is defined in accordance with ref. /9/. On the basis of this observation and by recourse to the Faddeev theory /10/ and the Birman-Cato theorem /17/ a closed formulation of the relativistic three-body problem is given in the instant form of dynamics of the direct interaction theory.

Труды Тбилисского ордена Трудового Красного Знамени государственного университета

თბილისის შრომის წითელი დროშის ორდენოსანი სახელმწიფო უნივერსიტეტის შრომები

242, 1983

О КОГЕРЕНТНОСТИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ, ПРОШЕДШЕГО ЧЕРЕЗ ПОЛИМЕРНЫЙ СЕЛФОК

Г.Г.Гачечиладзе, М.Г.Згуладзе,
А.М.Мествиришвили, В.Р.Сагарадзе

Градиентные световоды типа селфок в силу ряда преимуществ по сравнению с обычными волокнами, могут найти широкое применение в когерентной оптике и оптической обработке информации /1,2/. Успешная работа голографических и вычислительных систем, действие которых описано на явлении интерференции света, требует высокой когерентности передаваемого волоконно-оптическими элементами света. Поэтому представляется важным исследование влияния различных видов световодов на когерентность проходящего через них лазерного излучения.

В работах /3,4/ было показано, что модуль комплексной степени когерентности убывает с увеличением длины волокна, а также с уменьшением его диаметра. Полученные результаты объясняются появлением оптической разности хода между различными лучами светового пучка, распространяющегося по волокну со ступенчатым профилем показателя преломления.

Данная работа посвящена изучению когерентных свойств полимерных градиентных световодов типа селфок.

Эксперименты проводились на граданах длиной 100-150 мм, диаметром 3,5-4 мм со слабой эллиптичностью в поперечном сечении. Плоскопараллельные торцы образцов были отполированы.

Измерения комплексной степени когерентности проводились с помощью интерференционного метода Юнга /5/ на установке, показанной на рис. 1. Свет He-Ne лазера ЛГ-38 (1) (λ =0,63 мкм), пройдя ограничивающую диафрагму (2), попадал на входной торец исследуемого образца. С помощью пластинки $\lambda/4$ линейнополяризованный свет от лазера превращался в поляризованный по кругу. Поляроидом (3) во вращающейся оправе менялся азимут плоскости поляризации на торце градана. Коллимированной линзой (4) пучок попадал на две квадратные щели (5). Ширина каждой щели составляла 200 мкм, а расстояние между центрами - 300 мкм. Полученная интерференционная картина увеличивалась объективом (6) и фотометрировалась с помощью системы: ФЭУ (7), усилитель (8), синхронный детектор (9), самописец (10). Опорный сигнал формировался модулятором (11), лампой (12) и фотодиодом (13). Таким образом, экспериментальная установка позволяла вести автоматическую запись распределения интенсивности света в интерференционных максимумах и минимумах. На рис. 2-а и 2-б показаны типичная интерферограмма и результат ее фотометрирования, получаемые с помощью вышеописанной методики.

Модуль комплексной степени когерентности рассчитывается по формуле /5/:

$$|\gamma| = \frac{J_1 + J_2}{2\sqrt{J_1 J_2}} \cdot \frac{J_{max} - J_{min}}{J_{max} - J_{min}}, \tag{I}$$

где J_1 и J_2 – интенсивности каждого интерферирующего пучка; $V = \frac{J_{max} - J_{min}}{J_{max} - J_{min}}$ – видность интерференционных полос. При $J_1 = J_2$ первая часть выражения (I) превращается в I. Как показали измерения, в наших экспериментах это условие всегда выполнялось. Таким образом, определение степени когерентности сводилось к вычислению видности интерференционных полос.

С помощью вышеописанной методики были проведены измерения степени когерентности в зависимости от диаметра входящего в селфок луча (рис.3). Как видно из графика, степень когерентности уменьшается с ростом диаметра светового пучка. При этом она остается большей, чем измеренные в (3,4) значения γ для волокон со ступенчатым профилем показателя преломления.

На рис. 4 показаны зависимости степени когерентности от смещения центра падающего пучка света на торце селфока. Кривая I соответствует перемещению по большому, а кривая 2 - перемещению по маленькому диаметру градана.

Как видно из графиков, комплексная степень когерентности луча максимальна при осевом распространении света селфока, при отклонении от центра на $\pm 0,4$ мм происходит сравнительно большое уменьшение, а при дальнейшем увеличении r, γ остается приблизительно постоянной.

Для качественной интерпретации полученных зависимостей $\gamma = \gamma(d)$, $\gamma = \gamma(r)$ нами были проведены контрольные измерения степени поляризации прошедшего через селфок света в зависимости от его входного диаметра (рис. 3, кривая 2). Как видно из рисунка, поведение P с ростом диаметра падающего пучка качественно совпадает с зависимостью $\gamma = \gamma(d)$.

В работах (3,4) аналогичные измерения на волокнах со ступенчатым П.П.П. показали, что в снижении степени когерентности в основном ответственна оптическая разность хода, возникающая за счет разности траектории разных лучей светового пучка, распространяющегося в оптическом световоде. При этом не была замечена зависимость степени когерентности от направления поляризации входящего в световод излучения.

Исходя из полученных нами данных, нарушение степени когерентности передаваемого света в селфоках, по-видимому, вызвано действием отличающегося от рассмотренного в /3,4/ механизма.

В работе (6) нами сообщалось, что полимерные градиентные стержни, изготовляемые по определенной технологии, являются оптически двуосными элементами.

Вследствие двуосности они обладают достаточно сильным двулучепреломлением, в результате чего при возбуждении граданов линейно поляризованным светом выходящий свет имеет эллиптическую поляризацию, содержащую в себе две взаимоортогональные компоненты, движущиеся по селфоку с разными фазовыми скоростями. Это приводит к появлению между ними оптической разности хода, что, в свою очередь, снижает когерентность распространяющегося по такому световоду излучения.

Таким образом, экспериментально обнаруженным в /6/ двулучепреломлением в селфоках, по-видимому, можно качественно интерпретировать полученные нами зависимости (рис.3,4).

Исходя из вышеизложенного, можно сделать следующие выводы:

1. Световоды типа селфок по сравнению с обычными волокнами слабо влияют на когерентность распространяющегося по ним лазерного излучения.

2. Селфоками диаметром 3,5-4 мм можно транспортировать лазерные световые пучки диаметром 1÷1,5 мм без заметного снижения степени когерентности.

3. Наблюдаемые нами зависимости степени когерентности от условий возбуждения градана, по-видимому, можно объяснить наличием в селфоках двойного лучепреломления /6/.

Поступила 21.IX.1982

Институт кибернетики
АН ГССР

ЛИТЕРАТУРА

I. T.R.Hsu, R.G.Moyer, Appl. Opt. 10, 1971 (669).

2. Г.В.Семенов, В.В.Смирнов, Ю.Н.Денисюк, В.В.Орлов, Оптическая голография. Сб.материалов семинара, под ред. Ю.Н.Денисюка, Л., 1972, (13).

3. М.И.Джибладзе, Б.С.Лежава, В.С.Чагулов, Т.Я.Челидзе, Проблемы голографии (межвузовский сборник научных трудов), выпуск УП, М., 1976 (155-161).

4. М.И.Джибладзе, Б.С.Лежава, Т.Я.Челидзе, Квантовая электроника, т.I, № 10, 1974 (2125-2129).

5. М.Борн, Э.Вольф, Основы оптики. М., "Наука", 1970.

6. Ю.С.Айрапетов, Н.Г.Гачечиладзе, С.И.Григорьев, Е.М. Дианов, М.Г.Згуладзе, С.А.Канцелаки, А.Н.Меотвиришвили, В.Р.Сагарадзе, В.С.Чагулов, Квантовая электроника, т.9, №2, 1982 (389-390).

ნ.გაჩეჩილაძე, მ.ზღულაძე, ა.მესტვირიშვილი, ვ.საღარაძე

პოლიმერულ სელფოკში გასული ლაზერული გამოსხივების კოჰერენტულობის შესახებ

რეზიუმე

იუნგის ინტერფერენციული მეთოდის გამოყენებით შესწავლილია სელფოკში გასული ლაზერული გამოსხივების კოჰერენტულობის დამოკიდებულება სელფოკების აღგზნების პირობებზე. მიღებულია, რომ 3,5-4 მმ დიამეტრის სელფოკებით შესაძლებელია I-I,5 მმ ლაზერული სინათლის კონების გადატანა მათი კოჰერენტულობის შესამჩნევი ცვლილების გარეშე.

N.Gachechiladze, M.Zguladze, A.Mestvirishvili, V.Sagaradze

ON THE COHERENCE OF LASER RADIATION PASSING THROUGH POLYMER SELFOC

Summary

The dependence of the coherence of laser radiation passing through SELFOC on the selfoc excitation condition has been studied by Joung's interference method. The transfer of 1-1.5 mm diameter light beams by 3.5-4 mm diameter selfocs was found feasible without any appreciable reduction of the degree of coherence.

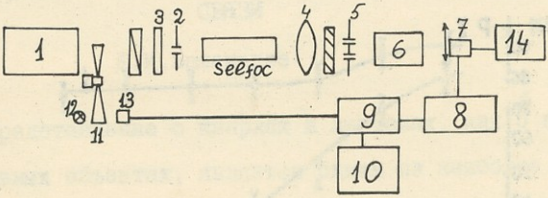


Рис.I. Блок-схема экспериментальной установки: I - лазер ЛГ-38; 2 - диафрагма; 3 - поляроид; 4 - линза; 5 - щели; 6 - объектив; 7 - ФЭУ; 8 - усилитель; 9 - синхронный детектор; I0 - самописец КСП-4; II - модулятор; I2 - лампа; I3 - фотодиод; I4 - блок питания ФЭУ.

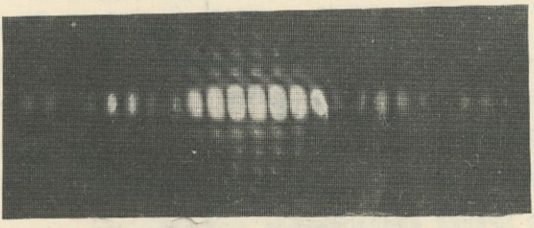


Рис.2а

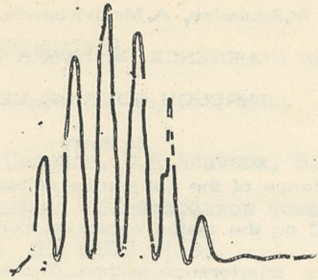


Рис. 2б

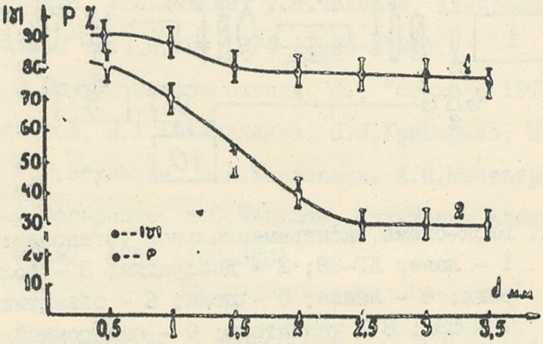


Рис. 3

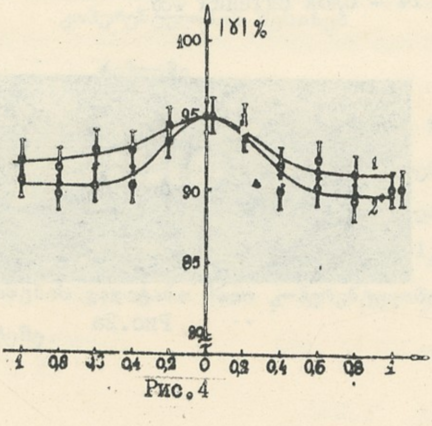


Рис. 4

Труды Тбилисского ордена Трудового Красного Знамени
государственного университета

თბილისის შრომის წითელი დროშის ორდენოსანი სახელმწიფო
უნივერსიტეტის შრომები

242, 1983

О РЕЛЯТИВИСТСКОМ ОБОБЩЕНИИ В ТЕОРИИ СИЛЬНОЙ СВЯЗИ

Ш.И.Вашакидзе

Представление о кварках и лептонах, как о сложных составных объектах, является одним из наиболее популярных подходов /I/ к описанию современных экспериментальных данных /2/. При исследовании задачи построения динамических составных моделей физики часто возвращаются к ранее хорошо изученным моделям с сильной связью, производя в них некоторые уточнения, учитывающие характерные особенности динамики кварков и лептонов.

В настоящей работе нами будет исследована задача релятивистской скалярной частицы, сильно взаимодействующей с квантовым скалярным полем на основе метода коллективных координат Н.Н.Боголюбова /3/. Аналогичная задача для нерелятивистской частицы впервые была рассмотрена в работе /4/, в которой метод коллективных координат Н.Н. Боголюбова был применен при исследовании задачи с сильной связью и на основе этого метода развита схема теории возмущений по степеням малости $1/g^{1/2}$ (g - большая константа связи).

Как показано в настоящей работе, релятивистский характер частицы приводит к необходимости модифицировать схему теории возмущений вводом нового параметра малости $1/g^{1/3}$. Квазичастичное образование характеризуется большей локализацией ($\sim 1/g^{2/3}$), чем в нерелятивистском случае ($1/g^{1/2}$), а расщепление в спектре внутренних возбуждений системы порядка $g^{2/3}$ и приобретает более сложный вид по сравнению с нерелятивистским случаем, где система характеризуется осцилляторным спектром внутренних возбуждений с расщеплениями порядка g.

Исследованный нами гамильтониан имеет вид

$$H=\sqrt{P^2+m^2}+g\sum A_f e^{if\vec{r}} q_f^+ \qquad (1)$$

$$+\frac{1}{2}\sum \omega_f \left\{ P_f P_{-f} + q_f q_{-f} \right\},$$

где $\vec{P}$ и $\vec{r}$ - соответственно канонический импульс и координата частицы, $q_f (q_f^* = q_{-f})$ и $P_f (P_f^* = P_{-f})$ - канонические координаты и имульсы квантового поля, удовлетворяющие коммутационным соотношениям

$$[\vec{P}_\alpha ; \vec{r}_\beta] = -i\delta_{\alpha\beta} ; \quad [q_f ; P_{f'}] = i\delta_{ff'} , \qquad (2)$$

а A_f и ω_f - соответственно форм-факторы взаимодействия и частоты свободных колебаний поля, удовлетворяющие условиям вещественности

$$A_f^* = A_{-f}, \quad \omega_f = \omega_{-f} = \omega_f^*.$$

Константа взаимодействия g выбирается большой.

Для удобства дальнейших рассуждений первый член в (I) представим в виде

$$\sqrt{P^2+m^2} = \frac{1}{2}\xi + \frac{1}{2\xi}\left(P^2+m^2\right),$$

где параметр ξ определяется из условия минимума энергии системы

$$\frac{\partial E}{\partial \xi} = 0,$$

и заменим канонические переменные поля следующим образом:

$$P_f \longrightarrow \frac{1}{g} P_f, \quad Q_f \longrightarrow g Q_f$$

В результате этих преобразований гамильтониан (I) принимает вид

$$H = \frac{1}{2}\xi + \frac{1}{2\xi}\left(P^2+m^2\right) + \tag{3}$$

$$+ g^2 \sum A_f e^{i\vec{f}\vec{r}} q_f + \frac{1}{2}\sum \omega_f \left\{\frac{1}{g^2} P_f P_{-f} + g^2 q_f q_{-f}\right\}.$$

Совершим преобразования Н.Н.Боголюбова, представив координаты $\vec{r}$ и q_f в следующем виде:

$$\vec{r} = \vec{q} + \frac{1}{g^{2/3}} \vec{R}, \tag{4}$$

$$q_f = e^{-i\vec{f}\vec{q}} \left(u_f + \frac{1}{g} Q_f \right), \tag{5}$$

$\vec{q}$, $\vec{R}$ и Q_f являются новыми каноническими переменными. При этом трансляционно инвариантные переменные $\vec{R}$ и Q_f описывают движение частицы и поля относительно центра системы, а переменная $\vec{q}$, характеризующая движение системы в целом, при трансляции меняется обычным образом:

$$\vec{q} \longrightarrow \vec{q} + \vec{a},$$

где $\vec{a}$ - трансляционный параметр.

Наличие малого параметра $1/g^{2/3}$ в (4) необходимо для самосогласованности схемы теории возмущений, которая будет развита ниже, и указывает на сильную локализованность квазичастичного образования.

Числа u_f, удовлетворяющие условию вещественности

$$u_f^* = u_{-f},$$

- классические значения квантового поля и будут определены ниже.

Т.к. при преобразовании (4) и (5) число независимых переменных увеличивается на три, накладываем три связи

$$\sum \vec{f} v_f^* Q_f = 0, \tag{6}$$

где C - числа v_f удовлетворяют условиям вещественности и ортонормированности

$$v_f^* = v_{-f}\ , \tag{7}$$

$$\sum f_\alpha f_\beta v_f^* U_f = \delta_{\alpha\beta}$$

После этого, воспользовавшись правилом преобразования дифференциалов, находим явный вид канонических импульсов частицы и поля в представлении $\{\vec{r}, q_f\}$. Эти преобразования окончательно приводят к выражениям

$$\vec{P} = -i\frac{\partial}{\partial \vec{r}} = -i g^{2/3} \vec{\nabla}_{\lambda}, \tag{8}$$

$$P_f = -i\frac{\partial}{\partial q_f} =$$

$$= e^{i\vec{f}\vec{q}}\left\{ g P_f' + i v_f^* \vec{h}\left[\vec{P}_q + i g^{2/3}\nabla_\lambda + i\sum \vec{f}' P_{f'}' Q_{f'}\right]\right\}, \tag{9}$$

где

$$P_f' = A_{ff'}\left(-i\frac{\partial}{\partial Q_{f'}}\right), \quad A_{ff'} = \delta_{ff'} + v_f^*(\vec{f}\vec{f}')\,U_{f'}\,,$$

$$\vec{f}_\alpha = \left(\frac{1}{1-\frac{1}{g}z}\right)_{\alpha\beta} f_\beta, \quad z_{\alpha,\beta} = \sum f_\alpha f_\beta v_f^* Q_f \tag{10}$$

После такой замены переменных легко видеть, что H от $\vec{q}$ явно не зависит и, следовательно, соответствующий канонический импульс P_q можно заменить его собственным значением.

Для учета движения системы как целого в ведущем порядке /4/ теории возмущений предположим, что импульс частицы $\vec{P}$ порядка g^2, выбрав

$$\vec{P} = g^2 \vec{J}.$$

При таком выборе импульса системы, как было показано в работе /4/, канонические импульсы поля P'_f приобретают большие C - числовые добавки gS_f, удовлетворяющие условиям

$$S^*_f = S_{-f}, \quad \sum_f \vec{f} U_f S_f = 0. \tag{II}$$

Таким образом, мы определяем каноническое преобразование

$$\Psi(\vec{q}, \vec{\lambda}, Q_f) = \\ = \exp(ig^2 \vec{J}\vec{q}) \exp(ig \sum S_f Q_f) \Phi(\vec{\lambda}, Q), \tag{I2}$$

где Ψ и Φ -волновые функции, описывающие систему.

После этого, учитывая, что параметр $\xi \sim P_\lambda \sim g^{2/3}$, т.к. масса частицы $m \sim 1$ и, следовательно, меньше P_λ

по порядку по g , представляем гамильтониан (8) в виде разложения по порядкам малого параметра $g^{-1/3}$

$$H = g^2 H_2 + g^{5/3} H_{5/3} + g^{4/3} H_{4/3} + g H_1 + g^{2/3} H_{2/3} + \ldots \qquad (13)$$

где

$$H_2 = \sum A_f U_f + \frac{1}{2} \sum \omega_f |U_f|^2 + \frac{1}{2} \sum \omega_f |\alpha_f|^2, \qquad (14)$$

$$H_{5/3} = 0,$$

$$H_{4/3} = i \sum A_f U_f (\vec{f} \vec{\lambda}), \qquad (15)$$

$$H_1 = \sum A_f Q_f + \sum \omega_f U_f Q_{-f} + i \sum \omega_f \alpha_{-f} v_f^* \vec{f} \left(-(\vec{z}\vec{f}) + i \sum \vec{f} S_{f'} Q_{f'} \right) + \sum \omega_f \alpha_{-f} P_f', \qquad (16)$$

$$H_{2/3} = -\frac{1}{2} \sum A_f U_f (\vec{f} \vec{\lambda})^2 + i \sum \omega_f \alpha_f v_f^* i (\vec{f} \vec{\nabla}_\lambda) + \frac{1}{2} \xi + \frac{1}{2\xi} P_\lambda^2, \qquad (17)$$

$$H_{1/3} = i \sum A_f (\vec{f} \vec{\lambda}) Q_f, \qquad (18)$$

$$H_0 = -\frac{i}{6} \sum A_f (\vec{f} \vec{\lambda})^3 u_f + \frac{1}{2} \sum \omega_f |Q_f|^2 + \qquad (19)$$

$$+ i\sum \omega_f \alpha_{-f} v_f^* \left[(\vec{z}^2\vec{f})\vec{J} - (\vec{z}\vec{f})\, i \sum \vec{f}' s_{f'} Q_{f'}\right] +$$

$$+ \frac{1}{2}\sum \omega_f \left| P'_f - i v_f^* (\vec{f}\vec{z})\vec{J} + i v_f^*\, i \sum \vec{f}' s_{f'} Q_{f'} \right|^2, \tag{19}$$

$$\alpha_f = \xi_f + i v_f^* (\vec{f}\vec{J}) \tag{20}$$

Теперь легко определить C-числовые сдвиги канонических переменных, которые были введены в (5) и (I2).

Для регулярности решения мы должны потребовать обращение (I6) в нуль, как члена разложения (I3) высшего порядка по $g^{-1/3}$, зависящего от Q_f и P'_f линейным образом.

Из условия обращения последнего члена (I6) в нуль и воспользовавшись явным видом проекционного оператора $A_{ff'}$ в (9), приходим к уравнению, определяющему сдвиги канонических импульсов S_f

$$\omega_f \alpha_f^* = -i U_f (\vec{f}\vec{c}) \tag{21}$$

где $\vec{c}$ - вектор, который должен быть определен из условия выполнения второго из условий (II), накладываемых на s_f. С помощью (20), (21) и (7) находим

$$S_f = i\,\frac{U_f^* (\vec{f}\vec{c})}{\omega_f} - i v_f^* (\vec{f}\vec{J}), \tag{22}$$

$$\vec{\mathcal{J}}=\sum \vec{f}\,|u_f|^2\frac{1}{\omega_f}(\vec{f}\vec{c}), \tag{23}$$

откуда явно видно, что возникновение сдвига импульсов S_f вызвано выбором большого значения импульса системы $\vec{P}=g^2\vec{\mathcal{J}}$.

Из условия обращения в нуль членов линейных по $\vec{\lambda}$ в (I6), находим значение классического поля

$$u_f=\frac{A_f^*\,\omega_f}{(\vec{c}\vec{f})^2-\omega_f^2}. \tag{24}$$

Отметим, что найденные значения классического поля удовлетворяют условию стабильности

$$\frac{\partial H_2}{\partial u_f}=0,$$

при этом третий член разложения гамильтониана (I5), который линеен по $\vec{\lambda}$, обращается в нуль.

Следовательно всю нетривиальную информацию о системе несет $H_{2/3}$, который с помощью (21) и (22) представим в виде

$$H_{2/3}=-\frac{1}{2}\sum A_f u_f(\vec{f}\vec{\lambda})^2+i(\vec{c}\,\vec{\nabla}_\lambda)+\frac{1}{\alpha}\xi\cdot\frac{1}{\alpha\xi}P_\lambda^2. \tag{25}$$

Это выражение легко диагонализируется, если определить каноническое преобразование

$$\Phi(\vec{\lambda},Q)=e^{i\xi\vec{c}\vec{\lambda}}\varphi(\vec{\lambda},Q), \tag{26}$$

которое приводит к гамильтониану

$$H_{2/3}=\frac{1}{2}\xi-\frac{\xi\vec{c}^2}{2}+\frac{1}{2\xi}P_\lambda^2-\frac{1}{2}\sum A_f U_f(\vec{f}\vec{\lambda})^2. \tag{27}$$

При этом, очевидно, что волновая функция $\varphi(\vec{\lambda},Q)$ факторизуется

$$\varphi(\vec{\lambda},Q)=\varphi_1(\lambda)\varphi_2(Q).$$

Для определения спектра внутренних возбуждений, описываемого гамильтонианом (27), поступаем стандартным образом /4/, представив

$$-\frac{1}{2}\sum A_f U_f(\vec{f}\vec{\lambda})=A\lambda^2+B(\vec{c}\vec{\lambda})^2, \tag{28}$$

где

$$A=-\frac{1}{4}\sum A_f U_f\left[\vec{f}^2-\frac{(\vec{f}\vec{c})^2}{\vec{c}^2}\right], \tag{29}$$

$$B\vec{c}^2=-\frac{1}{4}\sum A_f U_f\left[\frac{3(\vec{f}\vec{c})}{c^2}-f^2\right] \tag{30}$$

Направив для определенности вектор $\vec{c}$ вдоль оси

ξ, найдем, что гамильтониан (27) описывает движение анизотропного осциллятора с частотами

$$\omega_1=\omega_2=\sqrt{\frac{2A}{\xi}}\ , \quad \omega_3=\sqrt{\frac{2(A+BC^2)}{\xi}}$$

Уровни энергии частицы определяются соотношением

$$E_{n_1 n_2 n_3}=g^{2/3}\left[\omega_1\left(n_1+\frac{1}{2}\right)+\omega_2\left(n_2+\frac{1}{2}\right)+\omega_3\left(n_3+\frac{1}{2}\right)+\right.$$

$$\left.+\frac{1}{2}\xi-\frac{\xi\vec{C}^2}{2}\right]+g^2\left[\sum A_f U_f+\frac{1}{2}\sum\left|U_f\right|^2\left(\omega_f+\frac{(\vec{f}\vec{C})^2}{\omega_f}\right)\right]. \tag{31}$$

Теперь можно определить ξ из условия стационарности

$$\frac{\partial E_{n_1 n_2 n_3}}{\partial \xi}=0$$

Получаем значения

$$\xi_{n_1 n_2 n_3}=\frac{1}{(1-\vec{C})^{2/3}}\left[\sqrt{2A}\,(n_1+n_2+1)+\right.$$

$$\left.+\sqrt{2(A+BC^2)}\left(n_3+\frac{1}{2}\right)\right]^{2/3}, \tag{32}$$

которые фигурируют в выражении для энергии системы.

Таким образом, нами было показано, что релятивистское обобщение модели, исследуемой в работе /4/, приводит к существенному изменению характеристик квазичастичного образования. В частности, система больше локализована, расщепление в спектре внутренних возбуждений уменьшается по порядку большой константы связи g и приобретает сложную структуру. Как легко видеть из (31) и (32), расщепление в спектре внутренних возбуждений порядка $g^{2/3}$ и пропорционально $n^{2/3}$ при достаточно больших n.

Поступила 10.VIII.1982

Институт физики
высоких энергий ТГУ

ЛИТЕРАТУРА

1. J.C.Pati, A.Salam, Phys. Rev., D10, 275 (1974); H.Harari, Phys. Rev., 86, B, (1979); H.Terazawa, Y.Chikashige, K.A.Kam, Phys. Rev., D15, 480 (1977); V.Visnjic-Trientabillou, Phys. Rev., D25, 248 (1982).

2. A.Overseth, in "Baryon 1980" proceedings of the International Conference on Baryon Resonances, Toronto, edited by N.Isgur (Univ. of Toronto, Toronto, 1981), p. 461.

3. Н.Н.Боголюбов, УМЖ, 2, 3, 1950; Избр. труды, "Наукова думка", т.2 (1970).

4. Е.П.Солодовникова, А.Н.Тавхелидзе, О.А.Хрусталев, ТМФ, 10, 162 (1972).

შ.ვაშაკიძე

რელატივისტური განზოგადოების შესახებ ძლიერი ბმის თეორიაში

რეზიუმე

ნ.ბოგოლუბოვის კოლექტიურ კოორდინატთა მეთოდის გამოყენებით შესწავლილია სკალარულ კვანტურ ველთან ძლიერად ურთიერთქმედი რელატივისტური სკალარული ნაწილაკის ამოცანა.

ნაჩვენებია, რომ რელატივისტური განზოგადოება მოითხოვს ნ.ნ.ბოგოლუბოვის კოლექტიურ კოორდინატთა მეთოდის საფუძველზე აგებული შეშფოთების თეორიის მოდიფიკაციას, იზრდება ურთიერთქმედების შედეგად წარმოქმნილი კვაზინაწილაკის ლოკალიზაცია, ხოლო მისი შინაგანი აღგზნებების სპექტრი ხასიათდება რთული სახით არარელატივისტურ ამოცანასთან შედარებით.

Sh. Vashakidze

ON RELATIVISTIC GENERALIZATION IN THE THEORY OF THE STRONG BOND

Summary

The problem of a relativistic particle, strongly interacting with a scalar quantum field, has been studied by Bogolyubov's method of collective coordinates.

It is shown that a relativistic generalization requiers a modification of the perturbation theory based on Bogolyubov's cited method. The localization of the quasiparticle formed as a result of the interaction increases, whereas the spectrum of its' internal excitations is characterized by compexity in comparison with the non-relativistic problem.

СОДЕРЖАНИЕ

შინაარსი

C O N T E N T S

Редактор издательства Л. Абуашвили

Подписано в печать 03.07.83

УЭ 03822 Бумага 60 х 84 Усл.печ.л.12,5

Уч.-изд.л. 7,52 Тираж 300 Заказ №.2694

Цена 75 коп.

Издательство Тбилисского университета,

Тбилиси, 380028, пр. И.Чавчавадзе, 14

Типография АН ГССР

Тбилиси, 380060, ул. Кутузова,19