

DOI: 10.17725/rensit.2019.11.261

## Резонансное интерференционное обменное взаимодействие

### Мышинский Г.В.

Объединенный институт ядерных исследований, <http://www.jinr.ru/>

Дубна 141980, Московская область, Российская Федерация

E-mail: mysh@jinr.ru

*Поступила 20.11.2019, рецензирована 29.11.2019, принята 3.12.2019**Представлена действительным членом РАЕН А.А. Корниловой*

**Аннотация.** Обменное взаимодействие осуществляется не только между тождественными частицами, но и между любыми тождественными объектами или системами. Обменное взаимодействие ответственно за спаривание атомных электронов в ортобозоны  $S = 1$  с образованием конденсата Бозе-Эйнштейна в сильном магнитном поле. Резонансное интерференционное обменное взаимодействие возникает между объектом и системой, которая имеет резонансные R-состояния с этим объектом. РИО-взаимодействие объясняет возможность осуществления реакций холодного ядерного синтеза и реакций низкоэнергетической трансмутации химических элементов. РИО-взаимодействие также реализуется между системами с возбужденными тождественными резонансными R-состояниями. Поскольку резонансное взаимодействие между объектами, по сути, является РИО-взаимодействием, то в его основе лежат все фундаментальные взаимодействия.

**Ключевые слова:** обменное взаимодействие, резонансное взаимодействие, квантовая физика, общая физика, атомная физика, ядерная физика, холодный ядерный синтез, ядерные молекулы, трансмолекулы, низкоэнергетические ядерные реакции

PACS: 03.75.Mn; 03.75.Nt; 25.60.Pj; 26.20.Cd; 26.65.+t; 32.10.-f; 36.10.-k

*Для цитирования:* Мышинский Г.В. Резонансное интерференционное обменное взаимодействие. РЭНСИТ, 2019, 11(3):261-278; DOI: 10.17725/rensit.2019.11.261.

## Resonant interference exchange interaction

### Gennady V. Mishinsky

Joint Institute for Nuclear Research, <http://www.jinr.ru/>

6, str. Joliot Curie, 141980 Dubna, Moscow Region, Russian Federation

E-mail: mysh@jinr.ru

*Received 20.11.2019, peer reviewed 29.11.2019, accepted 03.12.2019*

**Abstract.** The exchange interaction is manifested not only between identical particles, but also between any identical objects or systems. The exchange interaction is responsible for the pairing of atomic electrons in orthoboson  $S = 1$  with the formation of a Bose-Einstein condensate in a strong magnetic field. Resonant interference exchange interaction occurs between an object and a system that has resonant R-states with this object. RIEX-interaction explains the possibility of carrying out of reactions of cold fusion and reactions of low-energy transmutation of chemical elements. RIEX-interaction is also realized between systems with excited identical resonant R-states. Since the resonant interaction between objects is, in fact, a RIEX-interaction, then it is based on all fundamental interactions.

**Keywords:** exchange interaction, resonant interaction, quantum physics, general physics, atomic physics, nuclear physics, cold fusion, nuclear molecules, transmolescules, low-energy nuclear reactions

PACS: 03.75.Mn; 03.75.Nt; 25.60.Pj; 26.20.Cd; 26.65.+t; 32.10.-f; 36.10.-k

*For citation:* Gennady V. Mishinsky. Resonant interference exchange interaction. RENSIT, 2019, 11(3):261-278; DOI: 10.17725/rensit.2019.11.261.

## СОДЕРЖАНИЕ

1. ВВЕДЕНИЕ (262)
  2. ОБМЕННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ (263)
    - 2.1. АТОМ ГЕЛИЯ (263)
    - 2.2. АТОМЫ СО СПАРЕННЫМИ ЭЛЕКТРОНАМИ – ТРАНСАТОМЫ (264)
    - 2.3. РЕАКЦИИ ТРАНСМУТАЦИИ НА ПРОТОНАХ (266)
  3. РЕЗОНАНСНОЕ ОБМЕННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ (268)
    - 3.1. РАДИАЦИОННЫЙ ЗАХВАТ НЕЙТРОНА (268)
    - 3.2. ХОЛОДНЫЙ ЯДЕРНЫЙ СИНТЕЗ (271)
    - 3.3. ЯДЕРНЫЕ МОЛЕКУЛЫ (272)
  4. РЕЗОНАНСНОЕ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОЕ ОБМЕННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ (275)
    - 4.1. ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ ЧАСТИЦЫ НА ДВУХ ЩЕЛЯХ (275)
    - 4.2. ТРАНСЯДРА, ЯДЕРНЫЕ ТРАНСМОЛЕКУЛЫ И РЕАКЦИИ ТРАНСМУТАЦИИ (276)
  5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ (277)
- ЛИТЕРАТУРА (277)

## 1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время в естественнонаучных исследованиях оперируют четырьмя фундаментальными взаимодействиями: сильным  $F$ , электромагнитным  $EM$ , слабым  $W$  и гравитационным  $G$ . Шипов Г.И. в своей теории физического вакуума [1] ввел в рассмотрение поле инерции –  $I$ . Поле инерции связано с вращательными степенями свободы материальных объектов. Энергия поля инерции скручивает пространство вокруг материального объекта подобно тому, как гравитационная масса материального объекта порождает вокруг кривизну пространства. Тем самым гравитационное взаимодействие  $G$  было расширено до инерционно-гравитационного взаимодействия  $IG$ .

В квантовой физике при взаимодействии одинаковых частиц проявляется еще один, пятый тип взаимодействия, которое называется обменным взаимодействием [2]. Обменное взаимодействие связано с неразличимостью одинаковых частиц. Принцип тождественности гласит – экспериментально невозможно

различить одинаковые частицы. Так, если две тождественные частицы поменять местами  $\psi_a(1)\psi_b(2) \rightarrow \psi_a(2)\psi_b(1)$ ,

то результат взаимодействия между ними не изменится. Результат взаимодействия или отвечающие ему собственные значения не изменятся, если волновую функцию частиц представить суперпозицией волновых функций двух состояний: собственного состояния  $\psi_a(1)\psi_b(2)$  и тождественного  $\psi_b(1)\psi_a(2)$ :

$$\psi^\pm(1,2) = \psi_a(1)\psi_b(2) \pm \psi_a(2)\psi_b(1).$$

В статье [3] обменное взаимодействие модернизируется до резонансного интерференционного обменного (РИО) взаимодействия. РИО-взаимодействие – это обменное взаимодействие между любыми объектами “А” и “В”, которые имеют резонансные  $R$ -состояния, принадлежащие составной системе, состоящей из объекта “А” и “В”. Резонансные  $R$ -состояния в некотором приближении “тождественны” объектам “А” и “В”.

Природа резонансного интерференционного обменного взаимодействия связана с перекрытием и интерференцией волновых функций тождественных объектов, имеющих резонансные  $R$ -состояния. Обменное взаимодействие вносит дополнительный вклад в полную энергию взаимодействующих частиц-состояний для всех фундаментальных взаимодействий:  $F$ ,  $EM$ ,  $W$  и  $IG$ . Этот вклад связан с тем, что полная энергия взаимодействия тождественных объектов или объектов с  $R$ -состояниями содержит обменный, интерференционный член, который не равен нулю из-за их тождественности. При этом, чем больше волновые функции тождественных объектов или объектов и  $R$ -состояний перекрываются, тем больше обменная энергия.

В этой статье будет рассмотрена область действия резонансного интерференционного обменного взаимодействия на некоторых примерах из атомной и ядерной физики.

## 2. ОБМЕННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ

### 2.1. Атом гелия

Рассмотрим волновую функцию двух тождественных фермионов 1 и 2 со спинами  $s = 1/2$  [4]. Полную волновую функцию двух частиц обычно представляют произведением спиновой волновой функции частиц  $\{S(1)S(2)\}$  на волновую функцию их пространственного движения  $[\psi_1^V \psi_2^V]$ . Спиновая волновая функция частицы может принимать два значения: с положительной проекцией спина на выделенное направление  $S^+$  и с отрицательной проекцией спина на выделенное направление  $S^-$ . Спиновая функция двух фермионов может быть представлена произведением спиновых функций отдельных фермионов или комбинацией их произведения. Она может быть симметричной или антисимметричной. Симметричные спиновые волновые функции описывают триплетное состояние двух фермионов с параллельными спинами ( $S = 1, m_s = +1, 0, -1$ ), а антисимметричные спиновые волновые функции описывают синглетное состояние с антипараллельными спинами ( $S = 0$ ).

Волновая функция пространственного движения двух фермионов должна удовлетворять тем же требованиям, что и спиновая функция двух фермионов. Она может быть симметричной  $\psi^+(1, 2)$  или антисимметричной  $\psi^-(1, 2)$ :

$$\psi^+(1, 2) = [\psi_a(1)\psi_b(2) + \psi_a(2)\psi_b(1)], \quad (1a)$$

$$\psi^-(1, 2) = [\psi_a(1)\psi_b(2) - \psi_a(2)\psi_b(1)]. \quad (1b)$$

Поскольку полная волновая функция двух фермионов должна быть антисимметричной функцией, то приемлемыми являются только следующие комбинации:

$$[\psi_a(1)\psi_b(2) + \psi_a(2)\psi_b(1)] \times \{S^+(1)S^-(2) - S^+(2)S^-(1)\}, \quad (2)$$

$$[\psi_a(1)\psi_b(2) - \psi_a(2)\psi_b(1)] \{S^+(1)S^+(2)\}, \quad (3a)$$

$$[\psi_a(1)\psi_b(2) - \psi_a(2)\psi_b(1)] \{S^-(1)S^-(2)\}, \quad (3b)$$

$$[\psi_a(1)\psi_b(2) - \psi_a(2)\psi_b(1)] \times \{S^+(1)S^-(2) + S^-(1)S^+(2)\}. \quad (3c)$$

Волновые функции двух фермионов  $\psi_a$  и  $\psi_b$  написаны без учета их взаимодействия и отвечают собственным значениям энергии  $E_a$  и  $E_b$ . Энергия системы в этом случае равна  $E = E_a + E_b$ . Часто, в расчетах энергия взаимодействующих частиц определяется с помощью теории возмущений. В возмущающем потенциале взаимодействующих тождественных частиц или других “тождественных объектов” всегда и одновременно стоят все фундаментальные взаимодействия:  $F, EM, W$  и  $IG$ . Первая поправка к энергии системы в теории возмущений вычисляется следующим образом:

$$\Delta E^{(1)} = \frac{\int \psi^*(1, 2)[F, EM, W, G]\psi(1, 2)dV_1dV_2}{\int \psi^*(1, 2)\psi(1, 2)dV_1dV_2}, \quad (4)$$

где  $\psi(1, 2)$  – соответствует волновым функциям (2) и (3),  $dV_1 = dx_1dy_1dz_1, dV_2 = dx_2dy_2dz_2$ . Интеграл в знаменателе нормировочный.

Рассмотрим взаимодействие электронов в атоме гелия [4] и протонов в молекуле трансгелия. В атоме гелия энергия возмущения между электронами определяется кулоновским потенциалом взаимодействия:

$$V = k \cdot e^2 / r_{12}, \quad (5)$$

где  $r_{12}$  – расстояние между электронами,  $k = 1/4\pi\epsilon_0 = 8.99 \cdot 10^9 \text{ Н} \cdot \text{м}^2 / \text{Кл}^2$  ( $\epsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-12} \text{ Ф/м}$  – электрическая постоянная),  $e = 1.6022 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}$  – заряд электрона.

Поскольку энергия возмущения  $V$  (5) не зависит от спиновых переменных, то при их усреднении в числителе и знаменателе появляются одинаковые множители, которые сокращаются. В итоге  $\psi(1, 2)$  соответствует частям волновых функций (2 и 3), зависящих только от координат. Следовательно,

$$\begin{aligned} \psi^*(1, 2)\psi(1, 2) &= \psi_a^*(1)\psi_b^*(2)\psi_a(1)\psi_b(2) + \\ &+ \psi_a^*(2)\psi_b^*(1)\psi_a(2)\psi_b(1) \pm \\ &\pm [\psi_a^*(1)\psi_b^*(2)\psi_a(2)\psi_b(1) + \psi_a(1)\psi_b(2)\psi_a^*(2)\psi_b^*(1)]. \end{aligned} \quad (6)$$

Интегралы от первых двух членов (6) равны друг другу. В числителе (4) они равны, поскольку взаимодействие электронов симметрично относительно их координат. Введем обозначения  $C$  и  $A$ :

$$C = \int |\psi_a(1)|^2 [k \cdot e^2 / r_{12}] |\psi_b(2)|^2 dV_1 dV_2. \quad (7)$$

Интеграл  $C$  ответственен за обычную, среднюю кулоновскую энергию отталкивания между электронными облаками. Интеграл  $A$  (8) от членов в квадратной скобке (6) – это обменный интеграл, возникающий благодаря тождественности электронов. Эта энергия называется обменной.

$$A = \frac{1}{2} \int [\psi_a^*(1)\psi_b^*(2)\psi_a(2)\psi_b(1) + \psi_a(1)\psi_b(2)\psi_a^*(2)\psi_b^*(1)] \times [k \cdot e^2 / r_{12}] dV_1 dV_2. \quad (8)$$

Таким образом, поправку к энергии (4) можно представить в виде:

$$\Delta E^{(1)} = C \pm A, \quad a \neq b, \quad (9a)$$

$$\Delta E^{(1)} = C \pm A, \quad a = b, \quad (9b)$$

Величины  $C$  и  $A$  имеют положительные значения [4]. Знаки плюс в (9a,b) относятся к синглетному состоянию, когда спины электронов противоположны друг другу ( $S = 0$ ), а волновая функция их пространственного движения симметрична, состояния:  $E_a + E_b + C + A$  и  $2E_a + C + A$  (рис. 1). Эти состояния формируют электронные уровни парагелия. Основное состояние парагелия  $2E_a + C + A, 1^1S_0$  имеет энергию 79.0 эВ, первое возбужденное состояние парагелия  $E_a + E_b + C + A, 2^1S_0$  – 58.4 эВ. Энергия состояния  $2E_a$  – это энергия электронов без учета их взаимодействия:  $2E_a = 2 \cdot 54.4 = 108.8$  эВ – это удвоенная энергия ионизации иона гелия  $He^+$ . В основном состоянии парагелия электроны находятся в одинаковом состоянии  $a = b$ . Поэтому интегралы (7) и (8) равны:  $C = A = 15$  эВ.

Знак минус (9a) относится к триплетному состоянию, когда спины электронов параллельны ( $S = 1, m_s = -1, 0, +1$ ), а волновая

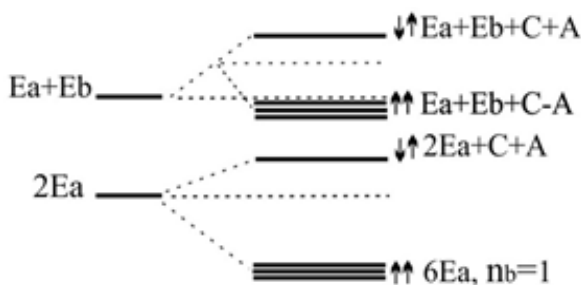


Рис. 1. Схема энергетических уровней атома гелия [4] и трансгелия с учетом взаимодействия электронов.

функция их пространственного движения антисимметрична: состояние  $E_a + E_b + C - A$  (рис. 1). Основное состояние ортогелия  $E_a + E_b + C - A, 2^3S_1$  имеет энергию 59.2 эВ. В ортогелии обменное взаимодействие притягивает электроны друг к другу. Ортогелий имеет еще одну уникальную особенность: поскольку спины и магнитные моменты электронов у него параллельны, то ортогелий обладает сильным, направленным, неоднородным и анизотропным магнитным полем. В центре ортогелия, в области ядра магнитное поле оценивается  $\sim 400$  Тл, а на его радиусе  $8.76 \cdot 10^{-11}$  м  $\sim 70$  Тл. Магнитное поле рассчитывается по формуле [5]:

$$\mathbf{B}_S = \mu_0 \sum_i \frac{3\mathbf{n}_i(\boldsymbol{\mu}_e \cdot \mathbf{n}_i) - \boldsymbol{\mu}_e}{r_i^3},$$

где  $\mu_0 = 1.26 \cdot 10^{-6}$  Гн/м магнитная постоянная;  $\mu_e = 9.29 \cdot 10^{-24}$  Дж/Тл =  $5.79 \cdot 10^{-5}$  эВ/Тл,  $r$  – расстояние от электрона до точки, в которой вычисляется поле  $\mathbf{B}_S$ ;  $\mathbf{n}$  – единичный вектор в направлении  $r$ ;  $i$  – количество электронов с параллельными спинами.

Если бы существовало антисимметричное координатное состояние с  $a = b$  и  $S = 1$ , то тогда  $C = A$ , и обменная энергия полностью компенсировала бы энергию кулоновского отталкивания  $\Delta E^{(1)} = 0$ , знак минус в (9b). В работах [6, 7] рассматривается такая возможность, а именно: возможность существования атомов со спаренными электронами, которые образуют конденсат Бозе-Эйнштейна, и, в том числе, возможность существования трансгелия.

## 2.2. АТОМЫ СО СПАРЕННЫМИ ЭЛЕКТРОНАМИ - ТРАНСАТОМЫ

Атомы, у которых электроны, необязательно все, находятся в спаренном состоянии, называются Трансатомами. Эти состояния возникают в сильном магнитном поле, более 30 Тл. В сильном магнитном поле атомы неизбежно превращаются в трансатомы! [6] В таком магнитном поле электроны спариваются в ортобозон  $S = 1$ . Движение двух электронов в ортобозоне жестко коррелированы, при этом спины электронов параллельны друг

другу  $S = 1$  и оба электрона находятся в одном энергетическом состоянии  $a = b$  и  $E_a(1) = E_a(2)$ .

В работе [6] показано, что в сильном магнитном поле спаривание электронов с параллельными спинами осуществляется благодаря:

- во-первых, обменному взаимодействию электронов, имеющему характер притяжения, и
- во-вторых, возникновению осцилляций электронов  $\omega_B$  около своих орбиталей (рис. 2а).

Вследствие таких осцилляций у электрона появляется новая, дополнительная степень свободы движения [8], которая порождает новое квантовое число  $n_b$ . Благодаря обменному взаимодействию у двух электронов возникают коррелированные осцилляции. Квантовые числа осцилляций у спаренных электронов равны друг другу по модулю, но противоположны по знаку  $n_b^1 = -n_b^2$ ,  $n_b = 1, 2, 3 \dots$ . Поэтому принцип Паули для них выполняется.

Частота осцилляций  $\omega_B$  связана с частотой вращения электрона на орбитали  $\omega_0 = E_0/\hbar$  и частотой прецессии его орбитального момента  $\omega_\ell$  следующим соотношением [9, 10]:  $\omega_B = n_b \sqrt{\omega_0^2 + \omega_\ell^2}$ . Энергия осцилляций  $E_B = \hbar \omega_B$ . Осцилляции электронов осуществляются как в продольном, так и в поперечном магнитному полю  $\mathbf{B}$  направлениях (рис. 2b). Поскольку электроны в паре осциллируют в противофазе  $n_b^1 = -n_b^2$ , такое движение позволяет двум электронам в одинаковых энергетических состояниях находиться в непересекающихся пространственных областях. Траектории движения электронов можно представить, как вложенные друг в друга замкнутые спирали,

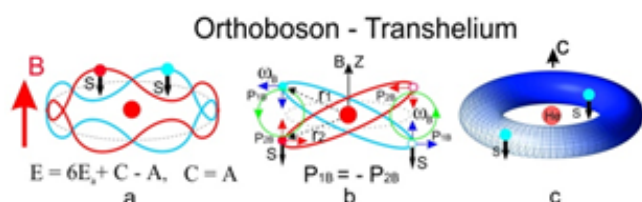


Рис. 2. а - осцилляции электронов около орбиталей; б - осцилляции электронов вдоль и поперек магнитного поля  $\mathbf{B}$ ; с - ортобозон, трансгелий.

расположенные на поверхности тороида [7] (рис. 2с). Две электронные спирали похожи на двойной винт молекулы ДНК. Траектории нескольких ортобозонов в многоэлектронном трансатоме создают спиновую скрутку спиралей, вложенных друг в друга. Назовём эту тороидную спиновую электронную и магнитную скрутку торсэм-скрутка или торсэм конденсат.

Возникает квантовый парадокс: “Волновые функции электронов перекрываются максимально, а пространственные области их движения не пересекаются”.

Поскольку в ортобозоне и в трансгелии волновая функция пространственного движения электронов антисимметрична  $n_b^1 = -n_b^2$ , то  $\Delta E^{(1)} = C - A$ . А так как  $a = b$ , то  $C = A$  и  $\Delta E^{(1)} = 0$ . Обменное, кулоновское притяжение гасит кулоновское отталкивание. Появляется еще один квантовый парадокс: “Волны гасят Ветер”. Для  $n_b = 1$  энергия спаренных электронов в трансатоме гелия составляет  $6E_a = 3 \cdot 108.8 = 326.4$  эВ или 163.2 эВ для каждого электрона [7] (рис. 1). Радиус трансгелия меньше в три раза по сравнению с состоянием  $2E_a = 108.8$  эВ и равен  $R_{\text{ТГс}} = 8.83 \cdot 10^{-12}$  м.

Два атома водорода, взаимодействующие в сильном магнитном поле, из-за возникновения осцилляций электронов  $\omega_B$  соединяются в трансмолекулу водорода “ $H_2$ ”, у которой электроны спарены в ортобозон [7] (рис. 3а). Этот ортобозон создает в трансмолекуле водорода “ $H_2$ ” электромагнитную потенциальную

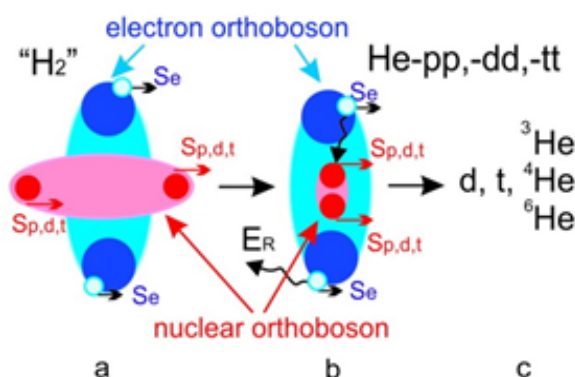


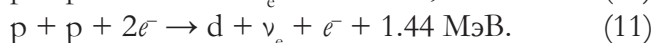
Рис. 3. Преобразование трансмолекулы водорода в трансмолекулу “гелия”.

яму с вектором магнитной индукции в центре  $\sim 10^4$  Тл. В таком сверхсильном и неоднородном магнитном поле протоны ( $S_p = 1/2$ ) будут иметь параллельные спины  $\uparrow\uparrow$ . Как электроны, протоны в трансмолекуле водорода образуют связанное состояние – ортобозон  $S = 1$  за счет собственного обменного взаимодействия и собственных коррелированных осцилляций. Так же, как у электронов, обменное кулоновское взаимодействие протонов в первом порядке теории возмущения полностью компенсирует их кулоновское отталкивание. Это приведет к сближению протонов до ядерных расстояний и образованию трансмолекулы “гелия-pp” (“He-pp”) [7] (рис. 3b). Протоны в трансмолекуле “He-pp” могут быть заменены на дейтроны  $d$  и тритоны  $t$ . Тогда формируются трансмолекулы “He-dd” и “He-tt”. Образование трансмолекулы водорода “H<sub>2</sub>” и трансмолекулы “He-pp” сопровождается характеристическим излучением в области глубокого ультрафиолета в диапазоне от 27 эВ до 150 эВ [7, 11]. Именно такое излучение было зарегистрировано в экспериментах по экстремальной ультрафиолетовой спектроскопии в микроволновом разряде гелий-водородной плазмы [12]. Схема электронных переходов из состояний атомов и ионов водорода, молекул водорода и ионов

молекул водорода в трансмолекулу водорода “H<sub>2</sub>” и, далее, в трансмолекулу “He-pp” представлена на рис. 4. Двойными линиями изображены переходы с излучением двух фотонов. Цифры даны в электрон-вольтах.

### 2.3. РЕАКЦИИ ТРАНСМУТАЦИИ НА ПРОТОНАХ

Протоны, кроме электромагнитного взаимодействия  $E-M$ , вступают в сильное взаимодействие  $F$ . Потенциал  $F$  имеет отрицательное значение. Поэтому, потенциалы сильного кулоновского взаимодействия имеют противоположные знаки. Таким образом, когда спины протонов параллельны, то они отталкиваются друг от друга за счет сильного взаимодействия [3]. В силу этого реакция (10) в трансмолекуле “He-pp” будет невозможна. Но откроется возможность реакции (11) с участием электронного ортобозона  $2e^-$ .



Протоны в трансмолекуле “He-pp” имеют параллельные спины. Сильное  $F$ -обменное взаимодействие протонов отталкивает их друг от друга, кулоновское  $E$ -обменное взаимодействие полностью компенсирует кулоновское отталкивание протонов, слабое  $W$ -обменное взаимодействие с участием электронного ортобозона разрешает реакцию (11).

Рассмотрим протон-протонное, нейтрон-нейтронное и нейтрон-протонное взаимодействия. Протон не имеет связанного состояния с другим протоном, так же как нейтрон не имеет связанного состояния с другим нейтроном. Протон не может притягиваться к другому протону, так же как нейтрон к другому нейтрону. Поэтому при  $p$ - $p$  и  $n$ - $n$  столкновениях на длине их волновых функций ( $\lambda_{p,n} = h/m_{p,n}v$ ) возмущающие сильное взаимодействие  $F$ , входящее в обменное взаимодействие, будет изменять антипараллельные спины сталкивающихся протонов  $p\uparrow p\downarrow$  и нейтронов  $n\uparrow n\downarrow$  на параллельные  $p\uparrow p\uparrow$  и  $n\uparrow n\uparrow$ . Тогда пространственная волновая функция протонов или нейтронов становится антисимметричной и протоны, или нейтроны отталкиваются друг от друга, поскольку обменное сильное

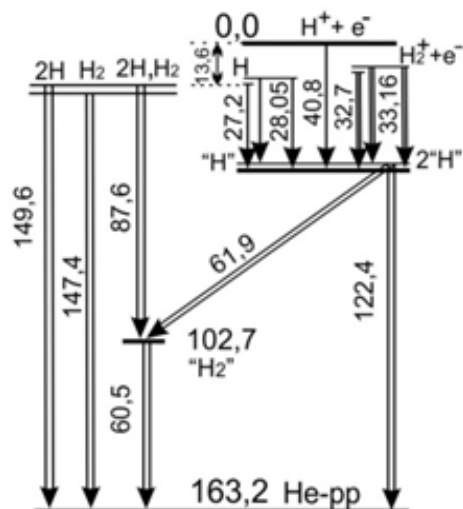
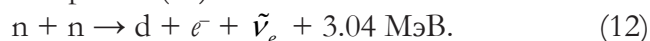


Рис. 4. Схема переходов электронов в трансмолекуле водорода-“гелия” в He + H<sub>2</sub> плазме.

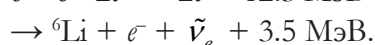
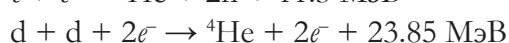
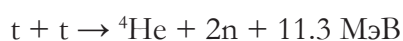
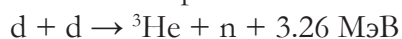
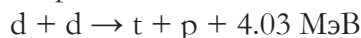
$F$  отталкивание превосходит обменное кулоновское притяжение [3]. Вследствие этого, становятся невозможными реакции за счет сильного взаимодействия на свободных, тем более, на термоядерных протонах (10) и нейтронах (12):



Реакции (10) и (12) на протонах и нейтронах, находящихся в электромагнитной или ядерной потенциальной яме с антипараллельными спинами, также невозможны из-за необходимости выполнения закона сохранения момента импульса. Спины частиц  $e^+$  и  $\tilde{\nu}_e$  направлены по импульсу – они имеют правую спиральность, а спины частиц  $e^-$  и  $\nu_e$  направлены против импульса – они имеют левую спиральность. Вероятно, поэтому, главная термоядерная реакция (10) не была осуществлена на Земле, в лабораторных условиях. Она не может быть осуществлена на Солнце и в звездах. Следовательно, звезды не являются термоядерными реакторами по каналу реакции (10). В сильных магнитных полях звезд образуются трансмолекулы “He-pp” и по каналу (11) происходят реакции низкоэнергетической трансмутации с участием электронных ортобозонов  $2e^-$ .

Реакция  $p + p + 2e^- \rightarrow d + \nu_e + e^- + 1.44 \text{ МэВ}$  отличается от реакции с захватом одного электрона:  $p + p + e^- \rightarrow d + \nu_e + 1.44 \text{ МэВ}$  (рер), в которой происходит излучение моноэнергетического нейтрино. В реакциях (11) спектр нейтрино непрерывный. Однако он должен отличаться от спектра нейтрино при бета-распаде, поскольку происходит с двумя связанными электронами с энергией 326 эВ. Вклад реакции (11) не учитывался при сравнении экспериментального энергетического спектра солнечных нейтрино [13], полученного в установке Борексино, с суммарным теоретическим спектром нейтрино, производимом от десятка ядерных реакций. В результате сравнения, реакция (10) идет с вероятностью 99%, а реакция (рер) с вероятностью 0.24%. Поэтому необходимо провести обработку экспериментального спектра нейтрино с учетом реакций (11).

С производством дейтерия и трития будут образовываться трансмолекулы “He-dd” и “He-tt”, которые также являются ядерными ортобозонами. Они вступают в безкулоновские ядерные реакции трансмутации, в том числе с участием электронных ортобозонов, с образованием протонов, нейтронов, дейтронов, тритонов, ядер  $^3\text{He}$ ,  $^4\text{He}$ ,  $^6\text{He} \rightarrow ^6\text{Li}$  (рис. 3с) [6]:



В последующем, атомы ортогелия  $^4\text{He}$  с собственными сильными магнитными полями соединяются и создают многоядерные трансмолекулы, в которых происходят многоядерные реакции с синтезом более тяжелых химических элементов с зарядом ядра  $Z > 6$  [14]. Таким образом, благодаря реакциям низкоэнергетической трансмутации осуществляются звездный и планетарный нуклеосинтез [6, 15, 16]. Отметим, что только с появлением дейтерия на Солнце и в звездах могут протекать термоядерные реакции. Поэтому Солнце и звезды – это реакторы смешанного типа: трансмутационные и термоядерные.

Вследствие изотопической инвариантности сильного взаимодействия, протоны могут резонансно взаимодействовать с нейтронами. Нейтрон и протон имеют связанное состояние – это дейтрон. Протон захватывает тепловой нейтрон с сечением  $\sigma_t = 0.332 \text{ барн}$ . Такое малое сечение захвата  $\sigma_t$  определяется тем, что дейтрон имеет единственное связанное состояние, находящееся в ядерной потенциальной яме, и он не имеет состояний близких и выше энергии связи дейтрона  $E_d = 2.224 \text{ МэВ}$ . В результате взаимодействия протона и нейтрона образуется дейтрон со спином равным единице  $S = 1$ . В дейтроне спины нейтрона и протона параллельны, а их пространственная волновая функция симметрична. При этом, полная волновая функция у них антисимметрична

из-за антисимметричной изотопической спиновой части их волновой функции:  $n$ ,  $p$ . Из-за этого, при столкновении нейтрона с протоном они будут притягиваться друг к другу, поскольку пространственная часть их полной волновой функции симметрична, но при этом и спиновая часть их волновой функции тоже симметрична – их спины параллельны  $p \uparrow n$ . Возможность протона и нейтрона находиться за пределами ядерной потенциальной ямы дейтрона с вероятностью  $\sim 65\%$  можно трактовать как имеющееся между ними резонансное интерференционное обменное взаимодействие (глава 4).

- В атоме, находящемся в сильном магнитном поле, обменное кулоновское взаимодействие позволяет спарить атомные электроны в ортобозоны с  $S = 1$ . Образуется трансатом, обладающий спиновым электронным Бозе-Эйнштейна конденсатом. У трансатома спины и спиновые магнитные моменты всех ортобозонов направлены в одну сторону. Спиновый электронный конденсат создает внутри и вокруг трансатома ультрасильное направленное, неоднородное и анизотропное магнитное поле.
- Обменное кулоновское притяжение между любыми двумя тождественными, заряженными фермионами, составляющими ортобозон, в первом порядке теории возмущения полностью компенсирует кулоновское отталкивание между ними.
- Обменное сильное взаимодействие между сталкивающимися протонами и нейтронами запрещает им вступать в ядерные и термоядерные реакции с образованием дейтрона.

### 3. РЕЗОНАНСНОЕ ОБМЕННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ

#### 3.1. РАДИАЦИОННЫЙ ЗАХВАТ НЕЙТРОНА

В статье [3] вводится резонансное интерференционное обменное взаимодействие. РИО-взаимодействие – это обменное взаимодействие между любыми объектами “А” и “В”, которые имеют

резонансные  $R$ -состояния, принадлежащие составной системе, состоящей из объектов “А” и “В”. Резонансные  $R$ -состояния, в некотором приближении, “тождественны” объектам “А” и “В”.  $R$ -состояния становятся реальными, когда они возбуждаются на длинах волновых функций объектов “А” и “В”. Поэтому пространственная область обменного взаимодействия для всех фундаментальных потенциалов:  $F$ ,  $EM$ ,  $W$  и  $IG$ , определяется длинами волновых функций резонансно взаимодействующих “тождественных объектов” “А” и “В”. Когда волновые функции объектов “А” и “В” перекрываются, тогда они находятся одновременно в двух состояниях: собственном  $\psi_a(A)\psi_b(B)$  и тождественном  $\psi_b(A)\psi_a(B)$ . А их полная волновая функция  $\psi^\pm(A,B) = \psi_a(A)\psi_b(B) \pm \psi_b(A)\psi_a(B)$ . Собственная часть  $\psi_a(A)$  в своем месте  $a$  взаимодействует с тождественной  $\psi_a(B)$ , а собственная  $\psi_b(B)$  в своем месте  $b$  взаимодействует с  $\psi_b(A)$ . Таким образом, благодаря резонансному интерференционному обменному взаимодействию, короткодействующее сильное  $F$  и локальное слабое  $W$  взаимодействия становятся “дальнодействующими”.

В статье [3] рассматривается РИО-взаимодействие нейтронов, протонов и дейтронов с атомными ядрами. Если у составного ядра, состоящего из ядра-мишени и нейтрона  $n$  или протона  $p$ , или дейтрона  $d$ , имеются резонансные  $R$ -уровни, то  $n$  или  $p$ , или  $d$ , попав в резонанс с одним из таких  $R$ -уровней, начинают с ним взаимодействовать обменным образом. Резонансное  $R$ -состояние возбуждается на длине волновых функций  $\psi_n(n)$  или  $\psi_p(p)$ , или  $\psi_d(d)$ .  $R$ -состояние обладает собственной волновой функцией  $\psi_R(R)$ . За счет обменного взаимодействия у  $R$ -состояния и у нейтрона, у протона, у дейтрона, кроме собственных состояний, появляются тождественные состояния:  $\psi_n(R)$ ,  $\psi_p(R)$ ,  $\psi_d(R)$ ,  $\psi_R(n)$ ,  $\psi_R(p)$ ,  $\psi_R(d)$ . Полная антисимметричная  $\psi(n,R)$  волновая функция  $R$ -уровня и нейтрона  $n$  равна:

$$[\psi_n(n)\psi_R(R) - \psi_n(R)\psi_R(n)] \cdot \{S^+(n)S^+(R)\}; \quad (13a)$$



$$[\psi_n(n)\psi_R(R) - \psi_n(R)\psi_R(n)] \cdot \{S^-(n)S^-(R)\}; \quad (13b)$$

$$[\psi_n(n)\psi_R(R) - \psi_n(R)\psi_R(n)] \times \{S^+(n)S^-(R) + S^-(n)S^+(R)\}; \quad (13c)$$

$$[\psi_n(n)\psi_R(R) + \psi_n(R)\psi_R(n)] \times \{S^+(n)S^-(R) - S^-(n)S^+(R)\}. \quad (13d)$$

Для протона символ  $n$  в (13) нужно заменить на  $p$ . Для дейтрона-бозона ( $S = 1$ ) полная волновая функция  $\psi(d, R)$  должна быть симметричной.

Потенциалом, вносящим основной вклад в обменную энергию, является сильное взаимодействие  $F$ :

$$\Delta E_{nR}^{(1)} = \frac{\int \psi^*(n, R)[F]\psi(n, R)dV_n dV_R}{\int \psi^*(n, R)\psi(n, R)dV_n dV_R}. \quad (14)$$

Энергия сильного возмущения  $F$  зависит от спиновых переменных. Однако, предположим, что возмущение  $F$  не изменяет  $R$ -состояние и ориентацию спина нейтрона (или протона). Поэтому при усреднении спиновых волновых функций в числителе и знаменателе (14) появляются одинаковые множители, которые сокращаются. В итоге  $\psi(n, R)$  соответствует частям волновых функций (13), зависящих только от координат  $\psi(n, R) = [\psi_n^V \psi_R^V]$ . Тогда:

$$[\psi_n^V \psi_R^V]^* \cdot [\psi_n^V \psi_R^V] = \psi_n^*(n)\psi_R^*(R)\psi_n(n)\psi_R(R) + \psi_n^*(R)\psi_R^*(n)\psi_n(R)\psi_R(n) \pm \pm[\psi_n^*(n)\psi_R^*(R)\psi_n(R)\psi_R(n) + \psi_n^*(R)\psi_R^*(n)\psi_n(n)\psi_R(R)]. \quad (15)$$

Интеграл от функций, стоящих в квадратной скобке, — это обменный интеграл. Знак плюс в (15) отвечает симметричной координатной волновой функции (13d), знак минус — антисимметричной в (13a, b, c).

Интегралы от первых двух членов (15) характеризуют сильное взаимодействие  $F$  на расстоянии, превышающем его действие между  $R$ -состоянием и нейтроном (или протоном), а также между частью нейтрона в  $R$ -состоянии и частью  $R$ -состояния в нейтроне. Поэтому эти интегралы равны нулю.

$$\int |\psi_n(n)|^2 F |\psi_R(R)|^2 dV_n dV_R = 0,$$

$$\int |\psi_n(R)|^2 F |\psi_R(n)|^2 dV_n dV_R = 0.$$

Таким образом, можно считать, что в числителе (9) для сильного взаимодействия:

$$[\psi_n^V \psi_R^V]^* \cdot [\psi_n^V \psi_R^V] = \pm[\psi_n^*(n)\psi_R^*(R)\psi_n(R)\psi_R(n) + \psi_n^*(R)\psi_R^*(n)\psi_n(n)\psi_R(R)]. \quad (16)$$

Потенциал  $F$  имеет отрицательное значение. Обменный интеграл в этом случае также имеет отрицательное значение. Поэтому, ядро с  $R$ -состоянием и нейтрон (или протон) притягиваются друг к другу тогда, когда их пространственная волновая функция симметрична, а их спины антипараллельны. Дейтрон-бозон притягивается к ядру с  $R$ -состоянием, когда и пространственная, и спиновая части полной волновой функции будут симметричны или антисимметричны.

$R$ -состояние составного ядра возбуждаются нейтроном ( $p$  или  $d$ ) пропорционально коэффициенту  $K$ :  $\psi_R(R) = K\psi_n(n)$  или  $\psi_R(r) = K\psi_n(r)$ . Коэффициент  $K$  характеризует сродство нейтрона ( $p$  или  $d$ ) с  $R$ -состоянием. Обычно  $K < 1$  или  $K \ll 1$ . Для каждого  $R$ -состояния коэффициент  $K$  индивидуален, соответственно, сумма взаимодействий нейтронов ( $p$  или  $d$ ) со всеми  $R$ -состояниями составного ядра индивидуальна для конкретного изотопа. Тождественное состояние нейтрона в  $R$ -состоянии равно собственному  $R$ -состоянию:  $\psi_R(n) = \psi_R(R)$ . Перекрытие волновых функций нейтрона  $\psi_n(n)$  и  $R$ -состояния в нейтроне  $\psi_n(R)$  будет возрастать:  $\psi_n(n)\psi_n(R) = K^2 |\psi_n(r)|^2$ , пропорционально нейтронной плотности  $|\psi_n(r)|^2$  на расстоянии  $r$  до ядра. С тем же коэффициентом будет возрастать перекрытие волновых функций  $R$ -состояния и нейтрона в  $R$ -состоянии:  $\psi_R(n)\psi_R(R) = K^2 |\psi_n(r)|^2$ . В итоге, интеграл от (16) и энергия обменного взаимодействия  $\Delta E^{(1)}(r)$  (14) запишутся:

$$\Delta E_{nR}^{(1)}(r) \sim 2K^4 \int |\psi_n(r)|^2 F |\psi_n(r)|^2 d^2V_n. \quad (17)$$

Поскольку потенциал сильного взаимодействия  $F$  короткодействующий и обладает свойством насыщения, то интеграл

(17) имеет значение только в объеме, соизмеримым с объемом ядра  $V_A$ , диаметр которого равен  $\varnothing A$ . Поэтому величину действия  $F$  при обменном взаимодействии нейтрона (р или d) с R-состоянием на всем промежутке  $L$  – от места начала этого взаимодействия до ядра, будем считать постоянной:  $F_R = const$ . Т.е.  $F_R$  не зависит от расстояния  $r$  между нейтроном и ядром на всем промежутке  $L$ . Промежуток  $L$  соотносится с длиной волны нейтрона (р или d), как  $L \sim K^4 \lambda_{n,p,d}$ . Поскольку  $\lambda_{n,p,d}$  или длина волновой функции нейтрона (р или d) много больше, чем размеры ядра  $\psi_n(r) \gg \varnothing A$ , то  $\psi_n(r) = const$  в объеме равном  $V_A$ . Следовательно, из (17) энергия обменного взаимодействия  $\Delta E^{(1)}(r)$  пропорциональна квадрату нейтронной (р или d) плотности в области ядра  $V_A$ , когда нейтрон находится на расстоянии  $r$  до него.

$$\Delta E_{nR}^{(A)}(r) \sim 2F_R \cdot K^4 |\psi_n(r)|^4 \int_{V_A} d^2 V_n. \quad (18)$$

Интеграл в (18) – это квадрат объема ядра  $V_A^2$ . Он пропорционален массовому числу ядра в квадрате  $V_A^2 = \rho M^2$ .

$$\Delta E_{nR}^{(A)}(r) \sim 2F_R \cdot K^4 |\psi_n(r)|^4 \cdot V_A^2. \quad (19)$$

Введем обозначение  $U$ , которое включает в себя  $2F_R$ ,  $\rho$  и нормировочный интеграл (9).

$$\Delta E_{nR}^{(A)}(r) = UK^4 M^2 \cdot |\psi_n(r)|^4. \quad (20)$$

Величина  $U$ , характеризующая потенциал сильного взаимодействия нейтрона или протона с R-состоянием, оценивается  $U = 9-12$  МэВ [3].

При взаимодействии нейтрона (р или d) с R-состоянием его волновая функция трансформируется из плоской волны в волновую функцию связанного состояния. Орбитальный момент взаимодействующего с ядром теплового нейтрона (р или d)  $\ell = 0$ . Поэтому представим волновую функцию  $\psi_n(r)$  [или  $\psi_p(r)$ , или  $\psi_d(r)$ ] в виде радиальной части  $S$ -волновой функции электрона, находящегося на орбитали с радиусом  $a_0$ , который вращается вокруг ядра с квантовыми числами  $n = 1$  и  $\ell = 0$ . Распределение

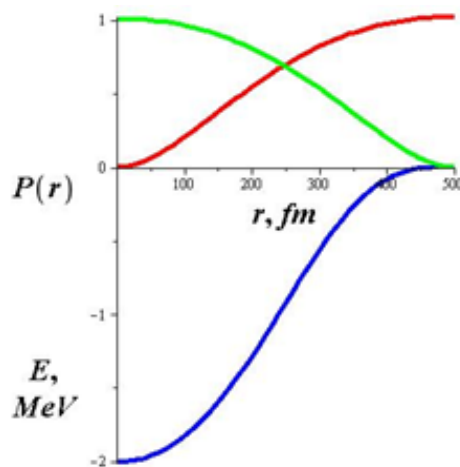


Рис. 5. Красная линия – радиальная плотность орбитального электрона; зеленая – плотность нейтрона в ядре, находящегося от него на расстоянии  $r$ ; синяя – РИО-потенциал.

плотности такого электрона в радиальном направлении характеризуется функцией

$$P(r) = C \left[ r^2 \exp\left(-\frac{2r}{a_0}\right) \right],$$

где  $C$  – нормировочная константа,  $a_0$  – радиус электронной орбитали [4].

На рис. 5, в относительных единицах, красной линией представлено значения функции  $P(r)$  от ядра до  $a_0$  (500 фм); зеленая линия приводит нейтронную (р или d) плотность в ядре, когда он находится от него на расстоянии  $r$ :  $|\psi_n(r)|^2 = P(L-r)$  и синяя линия дает потенциал обменного взаимодействия  $\Delta E_{nR}^{(1)}(r) = -[P(L-r)]^2$  (значения  $a_0 = L = 500$  фм и  $UK^4 M^2 = -2$  МэВ выбраны произвольно).

Таким образом, при взаимодействии нейтрона с R-состоянием составного ядра на расстоянии  $L \sim K^4 \lambda_n$  до ядра образует потенциальный приямок, глубина которого равна  $UK^4 M^2$ . На рис. 6, красной линией представлен ядерный потенциал никеля, для

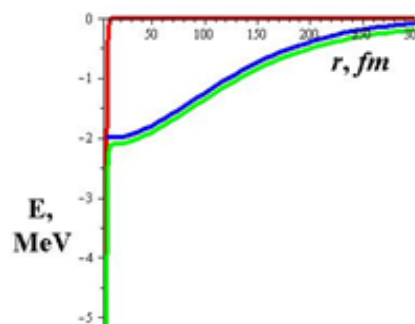


Рис. 6. Красная линия – ядерный потенциал Ni; синяя – РИО-потенциал Ni-n; зеленая – суммарный потенциал Ni+n.

примера  $^{64}\text{Ni}$ , синий линией – потенциал РИО-взаимодействия и зеленой линией – суммарный потенциал (значение  $UK^4M^2 = -2$  МэВ выбрано произвольно).

Попад в потенциальный приямок, нейтрон оказывается в области, находящейся ниже энергии связи нейтрона, где плотность нейтронных энергетических уровней значительна, и, следовательно, резонансное взаимодействие с ними нейтрона также велико. Таким образом, благодаря резонансному интерференционному обменно-взаимодействию, нейтрон захватывается ядром на расстоянии  $L$ .

### 3.2. Холодный ядерный синтез

В отличие от нейтрона у протона и у дейтрона на пути к ядру возникает кулоновский барьер. Однако, за кулоновским барьером составного ядра у протона и, по-видимому, у дейтрона имеется большое количество резонансных уровней, вплоть до высоты кулоновского барьера (рис. 7). Энергия протона или дейтрона может быть от тепловой до энергии равной высоте кулоновского барьера. Поэтому, теряя энергию при приближении к ядру, протон или дейтрон “сканируют” энергетические уровни ядра за кулоновским барьером, до момента пока не попадут в резонанс с “подходящим” R-уровнем (рис. 7). “Подходящий” R-уровень определяется требованием превосходства его обменной энергии с протоном над энергией кулоновского отталкивания протона от ядра. “Подходящие” R-уровни могут находиться выше “комнатной” энергии 0.025 эВ. В

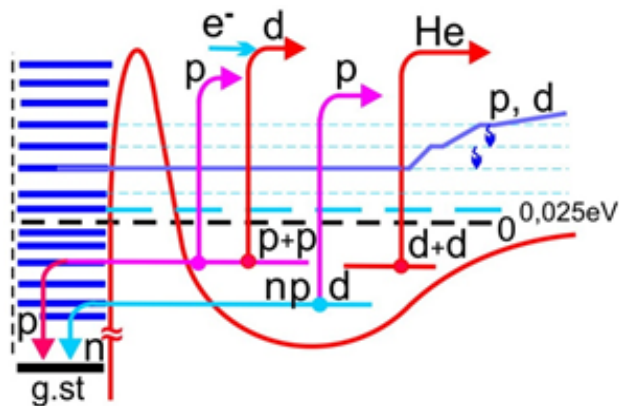


Рис. 7. Уровни составного ядра  $A+p(d)$  за кулоновским барьером и взаимодействие с ними протона или дейтрона.

этом случае, для осуществления РИО-взаимодействия необходимо энергетическое стимулирование. Стимулирование можно обеспечить нагревом “рабочего тела” или воздействием на него внешними источниками дополнительной энергии (лазерное, микроволновое облучение и пр.). Таким образом, при взаимодействии протона или дейтрона с R-состоянием на расстоянии  $L \sim K^4 \lambda_{p,d}$  до ядра начинает образовываться потенциальная яма. Глубина дна ямы и расстояние дна до ядра определяются разницей между притягивающей энергией обменного взаимодействия  $-UK^4M^2 |\psi_p(r)|^4$  и энергией кулоновского отталкивания  $V = k \cdot Z e^2 / r$ , где  $Z$  – заряд ядра. На рис. 8 красной линией представлен ядерный потенциал никеля Ni плюс кулоновский потенциал Ni+p, синий линией изображен РИО-потенциал (значения 400 фм и  $UK^4M^2 = -2$  МэВ выбраны произвольно) и зеленой линией показан суммарный потенциал.

В результате на кулоновском барьере ядра  $A$  формируется обменная потенциальная яма. Образуется ядерная молекула:  $A+p$  или  $A+d$ . При большой концентрации протонов (дейтронов) на одно ядро основного элемента в обменную яму может попасть второй протон или второй дейтрон:  $A+p+p$  или  $A+d+d$ . Протоны-фермионы в яме, в основном состоянии будут иметь антипараллельные спины. Дейтроны-

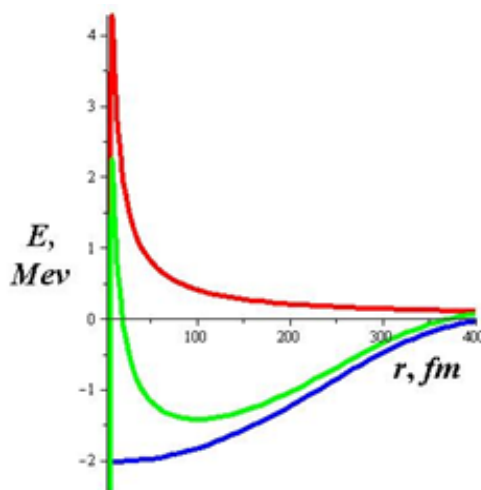
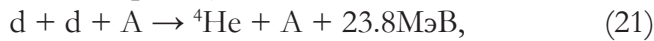
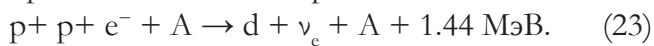


Рис. 8. Красная линия – ядерный плюс кулоновский потенциалы Ni+p; синяя – РИО-потенциал Ni-p; зеленая – суммарный потенциал Ni+p.

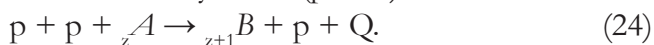
бозоны могут иметь разнонаправленные спины, поскольку дейтронные уровни – это близкорасположенные триплетные состояния ( $S_d = 1$ ,  $m_s = +1, 0, -1$ ). В итоге открывается возможность, для реакций холодного ядерного синтеза (рис. 7):



Как говорилось в пункте 2.3, протоны с антипараллельными спинами не могут осуществить реакцию (22). Поэтому, открывается возможность реакции с захватом орбитального  $K$ -электрона:

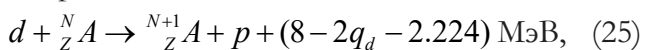


Когда в обменной яме находятся два протона, появляется возможность туннелирования одного из протонов сквозь кулоновский барьер прямо в основное состояние составного ядра без гамма-излучения (рис. 7).



Эта реакция будет конкурировать с реакцией (23).

Отметим, что находящийся в обменной яме ядерной молекулы дейтрон поляризуется кулоновским полем ядра: нейтрон располагается ближе к ядру, чем протон. Поэтому нейтрон может осуществить безрадиационный переход в основное состояние ядра  $A$  с эмиссией протона (рис. 7). Энергия протона, с точностью до энергии отдачи ядра, будет равна энергии связи нейтрона в ядре  $\sim 8$  МэВ минус две энергии уровня (энергия нейтрона плюс энергия протона), занимаемого дейтроном в обменной потенциальной яме  $q_d$  и минус энергия связи дейтрона 2.224 МэВ:



где  $N$  – количество нейтронов в ядре. Уровень, занимаемый дейтроном в потенциальной яме  $q_d$ , условно можно считать ее глубиной. Эта реакция возможна еще и потому, что протон и нейтрон находятся за пределами ядерной потенциальной ямы дейтрона с вероятностью  $\sim 65\%$ . Реакция (25), тем более вероятна, если у нейтрона за кулоновским барьером составного ядра имеется резонансный уровень. Таким

образом, при растворении дейтерия в тонком слое или пудре титана или палладия, можно будет регистрировать протоны с энергией, определяемой глубиной потенциальной ямы  $q_d$ .

Протон и нейтрон в дейтроне 65% времени пребывают в квазисвободном состоянии. Тогда они независимо взаимодействуют со своими  $R$ -состояниями. Из этого следует, что реакции холодного ядерного синтеза на дейтронах должны иметь заметные сечения на изотопах, для которых сечения радиационного захвата нейтронов также существенны.

Кроме того, вследствие изотопической инвариантности сильного взаимодействия, протон может резонансно взаимодействовать с нейтронными  $R$ -уровнями, как находящимися за кулоновским барьером, так и имеющимися у изотопов с существенным резонансным поглощением нейтронов [17]. В этом случае протон притягивается к ядру, имеющему резонансные нейтронные  $R$ -уровни, когда их спины параллельны.

### 3.3. ЯДЕРНЫЕ МОЛЕКУЛЫ

В результате РИО-взаимодействия протона или дейтрона с атомным ядром  ${}_Z A$  на кулоновском барьере ядра формируется ядерная потенциальная яма. Вследствие этого образуются ядерные молекулы:  ${}_Z A + p$  или  ${}_Z A + d$ . Время жизни соответствующей молекулы определяется прозрачностью кулоновского барьера. И, несмотря на то, что высота и ширина кулоновского барьера уменьшились, образовавшиеся ядерные молекулы  ${}_Z A + p$  или  $A + d$  могут быть стабильными ( $A + d$  стабильна с точностью до реакции захвата нейтрона, пункт 3.2). Косвенно это подтверждается отсутствием гамма излучения при растворении водорода или дейтерия в титане, никеле или в палладии. Масса ядерной молекулы  ${}_Z A + p$  отличается от массы атома  ${}_{Z+1} B$  на разность между энергией связи протона  $Q_p$  в ядре  ${}_{Z+1} B$  и глубиной потенциальной ямы  $q_p$  у ядерной молекулы. В зависимости от  ${}_{Z+1} B$  разность  $Q_p - q_p$  или ядерно-молекулярный дефект массы может составлять несколько МэВ. Различие в массах в несколько десятков кэВ в настоящее время можно определить с помощью времяпролетных

и квадрупольных масс-спектрометров, в том числе, в квадрупольных ионных ловушках [18]. Из таких измерений можно определить глубину потенциальной ямы  $q_p$ .

Так же очевидно, что электронные уровни в ядерной молекуле сдвинуты относительно электронных уровней в атоме  ${}_{z+1}B$ . В самом первом приближении такой ядерный молекулярный электронный сдвиг (ЯМЭ-сдвиг) не вызовет различий в химических свойствах элемента  ${}_{z+1}B$  и ядерной молекулы  ${}_Z A+p$ . Этого не скажешь об их оптических спектрах. В оптических измерениях атомных, электронных уровней известен изотопический сдвиг, связанный с изменением количества нейтронов у изотопов одного и того же химического элемента [19]. Изотопический сдвиг состоит из двух частей – массового и полевого сдвигов. Массовый сдвиг между соседними изотопами связан с изменением массы изотопа на массу нейтрона (~940 МэВ). Полевой сдвиг связан с изменением формы и объема ядра при добавлении к ядру нейтрона. При этом изменяется распределение электрического заряда в ядре или его среднеквадратичный зарядовый радиус. В ядерной молекуле массовый сдвиг по сравнению с массовым изотопическим сдвигом пренебрежительно мал (~ несколько МэВ). Но зато полевой сдвиг в ядерной молекуле  ${}_Z A+p$  значительно превосходит изотопический полевой сдвиг в  ${}_{z+1}B$ . Такие ЯМЭ-сдвиги могут быть зарегистрированы с помощью обычных атомных, оптических спектрометров. И тем более, они могут быть обнаружены с использованием лазеров с изменяемой длиной волны излучения (например: лазеры на красителях), да еще в комплексе с квадрупольной ионной ловушкой. По указанным причинам, следует, в первую очередь, исследовать такие “химические элементы” – возможные ядерные молекулы – как: ванадий  $V = Ti+p,d$ , медь  $Cu = Ni+p,d$ , серебро  $Ag = Pd+p,d$ . Эти химические элементы получают в реакциях холодного ядерного синтеза с участием водорода или дейтерия и основных элементов: титана  $Ti$ , никеля  $Ni$ , палладия  $Pd$ .

Ядерные молекулы ванадия, меди, серебра с протоном или дейтроном будут иметь массы большие на единицу или две, чем массы у стабильных изотопов титана, никеля, палладия. У ванадия, меди, серебра имеется по два стабильных изотопа:  $V-50, 51$ ;  $Cu-63, 65$ ;  $Ag-107, 109$ . У титана, никеля имеется по пять стабильных изотопов  $Ti-46\div 50$ ;  $Ni-58, 60\div 62, 64$ , у палладия имеется шесть стабильных изотопов  $Pd-102, 104\div 106, 108, 110$ . Ядерные молекулы  $V, Cu$  и  $Ag$  можно зарегистрировать с помощью масс-спектроскопии после их химического отделения от  $Ti, Ni$  и  $Pd$ .

Если возможно существование ядерных молекул с протоном и дейтроном, то возникает вопрос о возможном существовании ядерных молекул в паре с другими ядрами, начиная с ядер гелия  ${}^4He$ . Однако в конденсированной среде атомы с зарядом ядра  $Z \geq 2$  с тепловой энергией не могут лишиться всех своих электронов и вступить в РИО-взаимодействие своими ядрами с ядрами основного элемента, даже если потенциал такого взаимодействия значительный. Следовательно, для получения тяжелых ядерных молекул необходимо использовать ускоренные до нескольких МэВ тяжелые ионы. Ускоренные настолько, чтобы ядра тяжелых ионов смогли вплотную подойти к ядрам мишени основного элемента.

Поскольку обменная потенциальная яма находится ниже нулевой линии потенциальной энергии и внутренний потенциальный барьер 2 у ядерной молекулы меньше, чем внешний 1 (рис. 9),

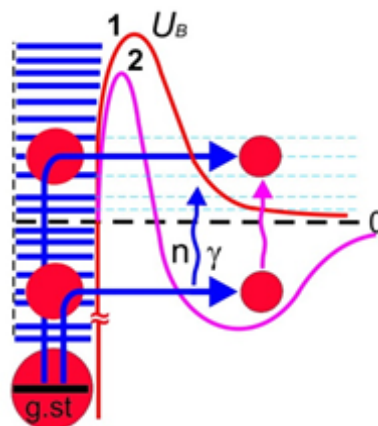


Рис. 9. Кластерный распад через барьер 1 и образование ядерной молекулы через барьер 2.

то существует ненулевая вероятность спонтанного распада единого ядра на два ядра-кластера и его переход в состояние ядерной молекулы, состоящей из двух этих ядер-кластеров. При переходе в состояние ядерной молекулы выделяется энергия. Эта энергия может реализоваться за счет эмиссии нейтронов или гамма-квантов. В таком случае образуется устойчивая ядерная молекула. В другом случае энергия выделяется в форме кинетической энергии ядер-кластеров и ядерная молекула не образуется. Образуются просто два ядра. Последний случай напоминает деление ядер.

В ядерной физике известно такое явление как кластерная радиоактивность [20]. Кластерный распад характеризуется спонтанным излучением тяжелыми и трансурановыми ядрами легких, ядерных кластеров тяжелее, чем  $\alpha$ -частица, но легче продуктов спонтанного деления. На сегодняшний день экспериментально обнаружено более двух десятков распадов ядер от  $^{221}\text{Fr}$  до  $^{242}\text{Cm}$  с выходом кластеров типа:  $^{14}\text{C}$ ,  $^{20}\text{O}$ ,  $^{24}\text{Ne}$ ,  $^{26}\text{Ne}$ ,  $^{28}\text{Mg}$ ,  $^{30}\text{Mg}$ ,  $^{32}\text{Si}$  и  $^{34}\text{Si}$ . Так как энергия вылетающего кластера во всех распадах меньше высоты потенциального барьера  $U_B$ , то кластерный распад обусловлен туннелированием легкого кластера через барьер 1 (рис. 9). Вероятность таких процессов по отношению к основным модам распада материнских ядер находится в диапазоне от  $10^{-9}$  до  $10^{-16}$ . Во всех наблюдаемых случаях остаточным ядром является ядро дважды магического свинца  $^{208}\text{Pb}$  или его ближайших соседей. Поэтому иногда кластерный распад называют “свинцовым”. Наличие магических, замкнутых нуклонных оболочек в образующихся ядрах значительно повышает вероятность кластерного распада.

Предсказана “оловянная” радиоактивность ядер в диапазоне  $^{112}\text{Ba}$ – $^{116}\text{Ce}$ , для которых ожидается распад с образованием ядер  $^{12}\text{C}$ ,  $^{16}\text{O}$  и дважды магического ядра  $^{100}\text{Sn}$ . К настоящему времени обнаружена эмиссия  $^{12}\text{C}$  из ядра  $^{114}\text{Ba}$  с относительной вероятностью распада  $\sim 3.0 \cdot 10^{-5}$ . Считается, что кластерные распады,

как и в случае  $\alpha$ -радиоактивности, происходят в два этапа: сначала на поверхности материнского ядра образуется кластер, который затем туннелирует сквозь кулоновский барьер 1 ядра (рис. 9). Так как внутренний потенциальный барьер у ядерной молекулы меньше, чем внешний, то возможен спонтанный переход ядер  $^{56}\text{Ba}$  и  $^{58}\text{Ce}$  в состояние ядерных молекул  $^{50}\text{Sn}$ - $^{12,14}\text{C}$  и  $^{50}\text{Sn}$ - $^{16,18}\text{O}$ , соответственно. По этой же причине не исключено, что кластерный “свинцовый” распад происходит сначала в состоянии с образованием ядерной молекулы с ее последующей диссоциацией на кластеры.

Поскольку кластерный распад похож на процесс деления, когда движение нуклонов, начавшееся в материнском ядре в результате его колебаний, формирует фрагменты по мере деформации ядра, то переходы ядер  $^{56}\text{Ba}$  и  $^{58}\text{Ce}$  в ядерные молекулы, по-видимому, можно стимулировать с помощью гамма квантов с энергией  $\sim 14$ – $18$  МэВ, возбуждая в  $^{56}\text{Ba}$  и  $^{58}\text{Ce}$  гигантский дипольный резонанс. Обнаружить ядерные молекулы  $^{50}\text{Sn}$ - $^{12,14}\text{C}$  и  $^{50}\text{Sn}$ - $^{16,18}\text{O}$ , как уже говорилось, можно по дефекту массы или оптическому ЯМЭ-сдвигу. Другим способом обнаружения ядерной молекулы является её ускорение, желательно до одного МэВ на нуклон, с последующей диссоциацией молекулы на ядрах неподвижной мишени. В результате диссоциации ядерной молекулы образуются два ядерных кластера, которые отдельно регистрируются с помощью полупроводниковых детекторов.

По-видимому, именно такие события наблюдали авторы работы [21] в экспериментах по упругому рассеиванию осколков от обычного бинарного деления на атомных ядрах тонкой, тормозной фольги. Из полученных данных можно предположить, что после бинарного деления осколок может оказаться в состоянии, которое выглядит как двуядерная система, состоящая из магического и более легкого кластеров. Последние эксперименты [22] показали, что кластерный распад осколков от бинарного деления свойственен как тяжелым, так легким осколкам. В легком осколке одним из кластеров, образующим ядерную молекулу,

является деформированный, магический изотоп  $^{85}\text{As}$  или  $^{77}\text{Zn}$ , а в тяжелом осколке такими деформированными и сферическими, магическими изотопами могут быть  $^{85}\text{As}$ ,  $^{82}\text{Ge}$ ,  $^{84}\text{Se}$ ,  $^{98}\text{Sr}$ ,  $^{108}\text{Mo}$ ,  $^{121}\text{Ag}$ ,  $^{123}\text{Cd}$ ,  $^{132}\text{Sn}$ ,  $^{138}\text{I}$ ,  $^{148}\text{Ce}$ ,  $^{150}\text{Ce}$ . В кластерном распаде тяжелого осколка должна проявиться “оловянная” радиоактивность в диапазоне  $^{144,146}\text{Ba}$  и  $^{148,150}\text{Ce}$ , для которых ожидается образование ядерных молекул:  $^{12,14}\text{C}$  и  $^{16,18}\text{O}$  с дважды магическим сферическим ядром  $^{132}\text{Sn}$  ( $T_{1/2} = 40$  с).

В итоге:

- Резонансное обменное взаимодействие осуществляется между любыми объектами “А” и “В”, которые имеют резонансные R-состояния, принадлежащие составной системе. Следовательно, резонансное взаимодействие является обменным взаимодействием. При резонансном взаимодействии у объектов появляется дополнительная обменная энергия, которая “притягивает” их друг к другу и, тем самым, увеличивает сечение реакций взаимодействующих объектов.
- Резонансное обменное взаимодействие объясняет протекание реакций холодного ядерного синтеза на протонах и дейтронах.
- Резонансное обменное взаимодействие предсказывает существование ядерных молекул.

#### **4. РЕЗОНАНСНОЕ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОЕ ОБМЕННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ**

##### **4.1. ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ ЧАСТИЦЫ НА ДВУХ ЩЕЛЯХ**

Резонансное интерференционное обменное взаимодействие осуществляется между частицей на длине ее волны и резонансным с ней R-состоянием, имеющимся у какого-либо объекта (R-объект). РИО-взаимодействие может происходить в конденсированной среде с большой концентрацией тождественных R-объектов. Если расстояние между R-объектами меньше, чем приведенная длина волны частицы  $K^4\lambda$  с коэффициентом сродства  $K$ , то частица возбуждает все R-объекты в

сфере радиусом  $K^4\lambda$ . В этом случае волновые функции, возникшие у множества R-объектов, одновременно взаимодействуют как с волновой функцией частицы, так и между собой. У R-объектов появляется дополнительное обменное взаимодействие. Таким образом, РИО-взаимодействие позволяет создать коррелированные ансамбли тождественных частиц или объектов.

Если в конденсированной среде все тождественные R-объекты движутся, то они будут беспорядочно воздействовать на пролетающую частицу. Если объекты зафиксировать, то суммарное воздействие на частицу станет вполне определенным, и оно будет меняться в зависимости от расположения R-объектов и от направления движения частицы.

Зафиксируем два R-объекта, равноудаленных от частицы, которая летит им навстречу. Волновые функции двух R-объектов будут интерферировать между собой, создавая поле интерференции. Частица, РИО-взаимодействуя с R-объектами, будет отклоняться в ту или другую сторону согласно этому полю интерференции. Заменяем два R-объекта на два R-резонатора. В резонаторах, настроенных на соответствующую длину волны частицы, возбуждаются колебания, которые интерферируют и резонансно взаимодействуют с частицей. Это РИО-взаимодействие тоже отклоняет частицу.

Две щели с параметрами, соответствующими налетающей частице, так же, как два резонатора, создают поля интерференции как перед частицей, летящей им навстречу, так и позади частицы, улетающей от щелей. Частица, взаимодействуя с полями интерференции от двух щелей, будет создавать интерференционную картину на экране позади щелей. При этом частица будет проходить через одну щель. Щели, взаимодействующие с частицей, являются активными элементами. Таким образом, снимается парадокс прохождения квантовой частицы одновременно через две щели.

#### 4.2. Трансядра, ядерные трансмолекулы и реакции трансмутации

Многочисленные и разнообразные эксперименты по низкоэнергетической трансмутации химических элементов подсказывают, что конденсированная среда под внешним воздействием ионизуется и при определенной плотности зарядов в ней возникают устойчивые, локальные, электронно-ионные образования – “капсулы” с сильным магнитным полем  $\mathbf{B}$  внутри ( $> 30 \text{ Тл}$ ). В сильном магнитном поле  $\mathbf{B}$  атомные электроны спариваются в ортобозоны и атомы неизбежно трансформируются в трансатомы.

Электронные ортобозоны создают в атоме спиновый конденсат Бозе-Эйнштейна или торсэм-конденсат. Магнитные моменты электронов  $\mu_e$  в торсэм-конденсате направлены в одну сторону, и они порождают внутри и вокруг трансатома ультрасильное направленное неоднородное и анизотропное магнитное поле  $\mathbf{B}_s \sim 10^5 - 10^{10} \text{ Тл}$  [5, 23]. Внутреннее ультрасильное магнитное поле  $\mathbf{B}_s$ , взаимодействуя с магнитными и магнитными орбитальными моментами нуклонов в ядре, меняет структуру ядра, превращая его в Трансядро.

В сильном магнитном поле атом из “аморфного состояния” преобразуется в упорядоченный магнитный “кристалл”, в трансатоме. Трансатом, находясь в состоянии торсэм-конденсата, практически теряет свою индивидуальность. Трансатомы с четным количеством электронов становятся похожими на инертные газы, нечетные трансатомы похожи на щелочные химические элементы, с одним внешним электроном. Отличие между трансатомами заключается в количестве ортобозонов, находящихся на электронных оболочках [23].

То же происходит с ядром, но уже в ультрасильном магнитном поле торсэм-конденсата. Трансядро – это упорядоченный, ядерный магнитный “кристалл”. Нуклоны в ядре, так же как электроны в атоме, могут образовать нуклонные ортобозоны: протонно-протонные и нейтронно-нейтронные.

Протонно-протонные и нейтронно-нейтронные ортобозоны составляют нуклонные оболочки. Трансядра теряют свою индивидуальность. Структуры трансядер становятся похожими друг на друга. Структура легкого трансядра будет тождественна части структуры более тяжелого трансядра. Эти тождественные части трансядер могут вступать в обменное взаимодействие.

Ультрасильные магнитные поля ортобозонов и их торсэм-конденсаты притягивают трансатомы друг к другу. Торсэм-конденсаты трансатомов обобществляются. Обобществляются трансядра трансатомов. Образуются биядерные и многоядерные молекулы – трансмолекулы. На рис. 10, для примера, изображено образование трансмолекулы натрия “ ${}_{11}\text{Na}$ ” из трансатомов бора  ${}_5\text{B}$  и углерода  ${}_6\text{C}$ . Трансмолекулы состоят из трансядер, части которых тождественны друг другу. Трансядра в трансмолекуле вступают в низкоэнергетические, многоядерные реакции трансмутации. В результате реакций трансмутации получают другие химические элементы. Атомные ядра этих химических элементов нерадиоактивны, поскольку в реакциях трансмутации участвуют обменное слабое взаимодействие и электронные ортобозоны.

Трансатомы с трансядрами являются устойчивыми, стабильными образованиями. Однако, находясь в окружающей среде, трансатомы своими ультрасильными магнитными полями трансформируют обычные атомы в трансатомы при столкновениях. Трансатомы тут же образуют трансмолекулы, которые вступают своими

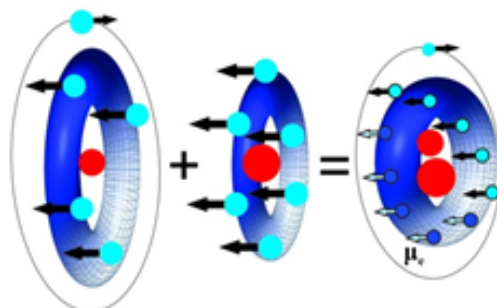


Рис. 10. Образование трансмолекулы натрия из трансатомов бора и углерода.



трансядрами в реакции трансмутации. Продукты реакций трансмутации, если они не находятся в сильном магнитном поле, являются обычными атомами с обычными ядрами. Таким образом, в среде обычных атомов трансатомы с трансядрами являются неустойчивыми, нестабильными образованиями.

Эксперименты и теоретические расчеты по низкоэнергетической трансмутации химических элементов показали, что в выходном канале реакций реализуется такой ансамбль новых ядер, который по общей массе минимально отличается от общей массы ансамбля ядер во входном канале. Т.е. энергия, выделяющаяся в результате реакций трансмутации небольшая и составляет от десятков кэВ до нескольких МэВ. В обычных ядерных реакциях, чем больше разница в энергиях между начальными и конечными состояниями, тем больше вероятность этой реакции. Реакции с участием двух и более объектов с малым выделением энергии реализуется с большим сечением только в случае, если они имеют резонансный характер, другими словами, если между объектами происходит резонансное интерференционное обменное взаимодействие. Следовательно, низкоэнергетические, многоядерные реакции трансмутации химических элементов реализуются за счет РИО-взаимодействия.

**5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ**

Вселенная состоит из тождественных частиц, в основном, фермионов  $s = 1/2$ : протонов, нейтронов и электронов. Они, в свою очередь, формируют множество разнообразных и в то же время подобных, в определенном смысле, “тождественных” объектов и множество разнообразных и в то же время “тождественных” систем. Каждая система состоит из составляющих ее взаимодействующих объектов, которые одновременно являются системами. И каждая система входит, как объект, в более общую систему. Между

частицами, объектами и системами происходят все типы фундаментальных взаимодействий, в том числе, РИО-взаимодействие.

Объекты, составные системы которых имеют резонансные состояния, вступают в резонансное взаимодействие, а по сути, в резонансное интерференционное обменное взаимодействие. РИО-взаимодействие притягивает объекты друг к другу. Таким образом, зная свойства объекта, его резонансы, можно определить его местонахождение, вступив с ним в РИО-взаимодействие. Используя РИО-взаимодействие можно “найти черную кошку в темной комнате”.

Как правило, если какой-либо процесс идет с неожиданно высоким выходом-сечением, то следует искать резонанс у взаимодействующих объектов.

Резонансы “пронизывают” всю Вселенную, начиная с элементарных частиц и до сложных, социальных систем. Чем более сложная система, тем больше у нее резонансных состояний и резонансных вибраций. РИО-взаимодействие не только соединяет объекты в системы, но при объединении оно одновременно осуществляет выбор и естественный отбор подходящих объектов, из большого количества других отличных объектов. Этот механизм жизненно важен в биологических системах, например при репликации молекулы ДНК.

РИО-взаимодействие является универсальным, поскольку включает в себя все фундаментальные взаимодействия. РИО-взаимодействие создает из отдельных объектов более сложные системы и, тем самым, противостоит их разрушению. Поэтому резонансное интерференционное обменное взаимодействие определяется как АнтиЭнтропийное.

**ЛИТЕРАТУРА**

1. Шипов ГИ. *Теория физического вакуума. Теория, эксперименты и технологии.* М., Наука, 1997, 450 с.
2. Heisenberg W. Über die Spektra von Atomsystemen mit zwei Elektronen. *Z. Phys.*, 1926, 39(7):499-518.
3. Мышинский ГВ. Теория реакций холодного

- ядерного синтеза. *Радиоэлектроника. Наносистемы. Информационные технологии (РЭНСИТ)*, 2019, 11(2):125-142; DOI: 10.17725/rensit.2019.11.125.
4. Матвеев АН. *Атомная физика*. М., Высш. шк., 1989, 439 с.
  5. Ландау ЛД, Лифшиц ЕМ. *Теория поля*. М., Наука, 1973, 504 с.
  6. Мышинский ГВ. Атом в сильном магнитном поле. Превращение атомов в трансатомы. *РЭНСИТ*, 2017, 9(2):147-160; DOI: 10.17725/rensit.2017.09.147.
  7. Мышинский ГВ. Безкулоновские ядерные реакции трансатомов. Энергия звезда и нуклеосинтез. *РЭНСИТ*, 2018, 10(1):35-52; DOI: 10.17725/rensit.2018.10.35.
  8. Кадомцев ББ. Тяжелый атом в сверхсильном магнитном поле. *ЖЭТФ*, 1970, 58(5):1765-1769.
  9. Fock VA. Bemerkung zur Quantelung des harmonischen Oszillators im Magnetfeld. *Z. Phys.*, 1928, 47(5-6):446-448.
  10. Heiss WD, Nazmitdinov RG. Orbital magnetism in small quantum dots with closed shells. *Pis'ma v ZhETF*, 1998, 68(12):870-875.
  11. Мышинский ГВ. Спиновый электронный конденсат. Спиновый нуклидный электронный конденсат. *РЭНСИТ*, 2018, 10(3):411-424; DOI: 10.17725/rensit.2018.10.411.
  12. Mills R, Ray P. Extreme ultraviolet spectroscopy of helium-hydrogen plasma. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 2003, 36(13):1535-1542.
  13. Borexino Collaboration: Bellini G, Benziger J, Bick D et al. Neutrinos from the primary proton-proton fusion process in the Sun. *Nature*, 2014, 512(7515):383-386.; DOI:10.1038/nature13702.
  14. Мышинский ГВ. Многоядерные реакции в конденсированном гелии. *РЭНСИТ*, 2017, 9(1):94-105; DOI: 10.17725/rensit.2017.09.94.
  15. Mishinsky GV, Kuznetsov VD. Element distribution in the products of low energy transmutation. Nucleosynthesis. *Annales de la Fondation Louis de Broglie*, 2008, 33 (3-4):331-356.
  16. Мышинский ГВ, Кузнецов ВД, Пеньков ФМ. Низкоэнергетическая трансмутация атомных ядер химических элементов. Распределение по элементам в продуктах трансмутации. Нуклеосинтез. *Журнал Формирующихся Направлений Науки (ЖФНН)*, 2017, 17-18(5):61-81; <http://www.unconv-science.org/>.
  17. Климов АИ. Останется ли Россия в числе лидеров новых энергетических технологий? *IJA REGNUM*, 2019, <https://regnum.ru/news/2625783.html>.
  18. Hoffmann E de, Stroobant V. *Mass spectrometry: principles and applications*. 3rd ed. John Wiley & Sons Ltd, 2007, 489 p.
  19. Angeli I, Marinova KP. Table of experimental nuclear ground state charge radii: An update. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 2013, 99(1):69-95.
  20. Чувильский ЮМ. *Кластерная радиоактивность*. М., Изд. МГУ, 1997, 166 с.
  21. Kamanin DV, Pyatkov YuV, Strekalovsky AO, Alexandrov AA, Alexandrova IA, Goryainova ZI, Mkaza N, Kuznetsova EA, Malaza V, Strekalovsky OV, Zhuchko VE. Manifestation of clustering in low energy fission - new results. *Известия РАН, сер. физическая*, 2018, 82(6):719-722; DOI: 10.7868/S036767651806008X.
  22. Стрекаловский АО, Каманин ДВ, Пятков ЮВ, Горяйнова ЗИ, Жучко ВЕ, Александров АА, Александрова ИА, Корстен Р, Малаза В, Кузнецова ЕА, Стрекаловский ОВ. Бинарный развал осколков деления при прохождении углеродной фольги. *Международная конференция "Ядро-2019"*, 1-5 июля 2019, г. Дубна. *Известия РАН, сер. физическая*, 2019, (в печати).
  23. Мышинский ГВ. Магнитные поля трансатомов. Спиновый-нуклидный-электронный конденсат. *ЖФНН*, 2017, 15-16(5):6-25.

**Мышинский Геннадий Владимирович**

*Научный сотрудник*

Объединенный институт ядерных исследований

**Дубна 141980, Московская область, Россия**  
[mysh@jinr.ru](mailto:mysh@jinr.ru)