

УДК 539.17

## СИНТЕЗ НАМАГНИЧЕННЫХ ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР

© 2021 г. В. Н. Кондратьев<sup>1, 2, \*</sup>

<sup>1</sup>Международная межправительственная организация  
Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия

<sup>2</sup>Государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования  
Московской области “Университет “Дубна”, Дубна, Россия

\*E-mail: vkondrat@theor.jinr.ru

Поступила в редакцию 20.11.2020 г.

После доработки 28.12.2020 г.

Принята к публикации 27.01.2021 г.

Рассмотрены свойства и массовые распределения удьтранамагниченных атомных ядер, возникающих в результате столкновений тяжелых ионов, в коре магнитаров, при взрывах сверхновых II-го типа и слияния нейтронных звезд. Для диапазона напряженности магнитного поля 0.1–10 ТТл эффект Зеемана приводит к линейному ядерному магнитному отклику, который можно описывать в терминах магнитной восприимчивости. Соответственно, энергии связи возрастают для ядер с открытой оболочкой и уменьшаются для ядер с закрытой. Заметное увеличение выхода соответствующих продуктов взрывного нуклеосинтеза с антиматрическими числами предсказано для ядер группы железа и  $r$ -процесса. Магнитное обогащение объема изотопа  $^{44}\text{Ti}$  согласуется с результатами наблюдений и свидетельствует о значительном увеличении доли основного изотопа титана  $^{48}\text{Ti}$  в химическом составе галактик. Увеличение количества нуклидов с малым массовым числом в пике  $r$ -процесса предсказано как результат магнитных эффектов.

DOI: 10.31857/S0367676521050136

### ВВЕДЕНИЕ

Влияние магнитных эффектов на структуру нуклидов хорошо известно из изучения сверхтонких взаимодействий [1]. При этом поля, создаваемые электронным окружением на поверхности атомных ядер, достигают величин индукции в мегатесла (МТл). Значительно большие значения напряженности магнитных полей, превышающие тератесла (ТТл), возникают при взрыве сверхновых (СН) [2–4], слиянии нейтронных звезд [5], в коре магнитаров [6] и столкновениях тяжелых ионов [7]. Такая чрезвычайно сильная намагниченность интенсивностей вплоть до десятков ТТл, может развиться из-за сильной конвекции, приводящей к магнитно-ротационным неустойчивостям (МРН) и/или динамо-процессам, и способствовать образованию ударной волны в соответствии с численными моделированиями взрыва СН и наблюдениями источников мягких повторяющихся гамма-всплесков (МПГ или soft-gamma repeaters – SGR) и аномальных рентгеновских пульсаров (АРП или anomalous X-ray pulsars – AXP) (см., например, [2–4, 6, 8, 9] и ссылки к ним). Образованные в таких процессах нуклиды содержат информацию о структуре вещества и механизмах взрывных процессов.

Сильные магнитные поля могут изменять состав ядер, что приводит к необходимости рас-

смотрения возможного влияния магнетизма на структуру, преобразования и трансмутацию нуклидов. Применение соответствующих данных при анализе нуклеосинтеза и цепочек ядерных превращений может дать более детальную информацию как, например, о СН и нейтронных звездах: о магнитодинамике при взрывах СН, формировании коры нейтронных звезд и т.д., так и о процессах образования химических элементов. Соответственно, химический состав галактик и остатков СН содержат информацию о процессах взрыва.

В настоящей работе проанализировано влияние соответствующего относительно слабого магнитного поля на структуру ядер и обсуждены возможности использования радионуклидов для зондирования внутренних областей взрывных процессов. Кратко рассмотрены влияние зеемановского расщепления уровней энергии нуклонов на структуру, свойства и состав атомных ядер.

### РАСПРОСТРАНЕННОСТЬ УЛЬТРАНАМАГНИЧЕННЫХ АТОМНЫХ ЯДЕР

Магнитные эффекты в структуре ядер влияют на выход нуклидов при соответствующем процессе взрывного нуклеосинтеза. Приближение ядерного статистического равновесия (ЯСР) используется очень успешно для описания распростра-

ненности ядер группы железа и ближайших нуклидов более половины столетия. В условиях ЯСР выход нуклидов  $Y$  определяется каноническими статистическими суммами  $\Sigma_i$  атомного ядра  $i = A$  и свободных нейтронов, и протонов  $Y = \Sigma_A(\Sigma_n \Sigma_p)^{-1}$  и, в основном, энергией связи образующихся атомных ядер. Магнитные эффекты в ЯСР рассматривались в [2–4, 10, 11] и ссылались на них. Напомним, что при температурах ( $T \leq 10^{9.5}$  К) и напряженности поля ( $H \geq 0.1$  ТТл), зависимость от магнитного поля относительного выхода  $y = Y(H)/Y(0)$  определяется, главным образом, изменением энергии связи ядер в поле  $H$  и может быть записана в следующем виде

$$y = \exp\{\Delta B/kT\}, \quad (1)$$

где магнитное изменение энергии связи ядер  $\Delta B$  задается в виде разности энергий  $E_N$  не взаимодействующих свободных нуклонов и  $E_A$  состоящего из них ядра  $\Delta B = E_N - E_A$ . В условиях термодинамического равновесия при температуре  $T$  соответствующая энергия

$$E = \frac{kT^2}{\Sigma} \frac{\partial \Sigma}{\partial T} \quad (2)$$

выражается через статистическую сумму  $\Sigma = \sum_i \exp\{-e_i/kT\}$ , где  $e_i$  – энергия ядерных частиц в  $i$ -ом состоянии,  $k$  – постоянная Больцмана. При использовании (2) для свободных нуклонов компоненту энергии, включающую взаимодействие с магнитным полем, можно записать в виде

$$E_\alpha = -\frac{g_\alpha}{2} \omega_L \operatorname{th}(g_\alpha \omega_L / 2kT), \quad (2a)$$

где  $\omega_L = \mu_N H$  с ядерным магнетоном  $\mu_N$ ,  $g_\alpha$  – известные спиновые факторы для протонов и нейтронов  $g_p = 5.586$  и  $g_n \approx -3.826$ ,  $\operatorname{th}(x)$  – гиперболический тангенс. Для рассматриваемых здесь величин температуры ( $T \sim 10^{9.5}$  К) и силы поля ( $H \sim 1$  ТТл)  $E_\alpha \sim -10^{0.5}$  кэВ.

### ЭНЕРГИЯ ЗЕЕМАНА В АТОМНЫХ ЯДРАХ

Эффект Зеемана–Пашена–Бака связан со сдвигом уровней энергии нуклонов  $\Delta = m_N H$  вследствие взаимодействия магнитного момента нуклонов  $m_N$  с полем  $H$ . Драматическое изменение структуры ядра происходит при условиях пересечения ядерных уровней [2–4, 6]. Характерный интервал энергии  $\Delta \epsilon \sim 1$  МэВ определяет масштаб напряженности поля  $\Delta H_{\text{cross}} \sim \Delta \epsilon / \mu_N \sim 10^{1.5}$  ТТл, при котором нелинейные эффекты доминируют. В случае небольшой напряженности поля  $H \ll 10^{1.5}$  ТТл можно использовать линейное приближение.

Метод среднего самосогласованного поля является полезным и широко используемым подходом для реалистического описания и анализа свойств атомных ядер. Одночастичный гамильтониан  $\hat{H}_\alpha$  для ядер в относительно слабом магнитном поле  $H$  в линейном приближении можно записать в виде

$$\hat{H}_\alpha = \hat{H}_\alpha^0 - (g_\alpha^0 \vec{l} + g_\alpha^s \vec{s}) \omega_L, \quad (\alpha = n, p). \quad (3)$$

В (3)  $\hat{H}_\alpha^0$  представляет одночастичный гамильтониан для изолированных ядер,  $\vec{l}$  и  $\vec{s}$  – операторы орбитального момента и спина. Взаимодействие дипольного магнитного момента нуклонов с полем представлено слагаемыми, содержащими вектор  $\omega_L = \mu_N \vec{H}$ , а  $g_\alpha^0$  обозначает орбитальный  $g$ -фактор:  $g_p^0 = 1$  и  $g_n^0 = 0$ , спиновые  $g$ -факторы определены выше в (2a).

Лидирующая компонента магнитного вклада представлена суммой по заполненным уровням  $i$  одночастичной энергии  $\epsilon_i$ ,  $B_m = \sum_{i-\text{occ}} \epsilon_i$  (см. [10, 11] и ссылки там). В представлении углового момента одночастичные состояния  $|i\rangle$  для сферических ядер характеризуются следующими квантовыми числами (см. [1]):  $n$  – главное квантовое число,  $l$  – орбитальный момент,  $j$  – полный спин,  $m_j$  – его проекция на направление магнитного поля. Используя одночастичные энергии  $\epsilon_{nljm_j}$  и волновые функции  $|nljm_j\rangle$ , магнитное изменение энергии  $\Delta B^m = B^m(H) - B^m(0)$  в поле  $H$  можно записать как

$$\Delta B_\alpha^m = \kappa_\alpha \omega_L, \quad \kappa_\alpha = \sum_{i-\text{occ}} \kappa_\alpha^i, \quad (4a)$$

$$\begin{aligned} \kappa_\alpha^i &= \sum_{m,\sigma} \left\langle \left\langle lm, \frac{1}{2} \sigma \middle| jm_j \right\rangle \right\rangle^2 (g_\alpha^0 m + g_\alpha^s \sigma) = \\ &= \begin{cases} (g_\alpha^0 l + g_\alpha^s / 2) m_j j^{-1}, & j = l + 1/2, \\ (g_\alpha^0 (l + 1) - g_\alpha^s / 2) m_j (j + 1)^{-1}, & j = l - 1/2. \end{cases} \end{aligned} \quad (4b)$$

где  $\alpha = p, n$ ,  $\left\langle \left\langle lm, \frac{1}{2} \sigma \middle| jm_j \right\rangle \right\rangle$  – коэффициент Клебша–Гордана. Подчеркнем здесь, что параметры  $\kappa_\alpha$  представляют комбинированную восприимчивость независимых нуклонов, движение которых пространственно ограничено из-за среднего поля. Таким образом, значение  $\kappa_\alpha$  существенно отличается от ядерного  $g$ -фактора, соответствующего взаимодействию магнитного момента ядра в основном состоянии с полем. В рамках оболочечной модели магнитный момент определяется валентными неспаренными нуклонами [1], а относящийся к ядру  $g$ -фактор – состоянием с максимальной проекцией спина  $m_j$ . Выражение (4) дает

более надежную энергию ядер в магнитных полях  $H > 0.1$  ТТл по сравнению с  $g$ -фактором ядра в основном состоянии.

Для изотопов титана (см. рис. 1)  $\kappa_{Ti} \approx 14$ . Согласно (4) магнитная компонента энергии титана  $E_{Ti} \approx \Delta B_{Ti}^m \sim -10^{2.5}$  кэВ заметно превышает аналогичную величину для составляющих нуклонов. Этот эффект приводит к увеличению энергии связи ядер с открытой оболочкой, причем наибольшее влияние такой дополнительной магнитной связи проявляется, когда открытая оболочка ядра заполнена наполовину. В результате состав стабильных ядер в магнитном поле изменяется.

*Магнитное изменение распространённости атомных ядер*

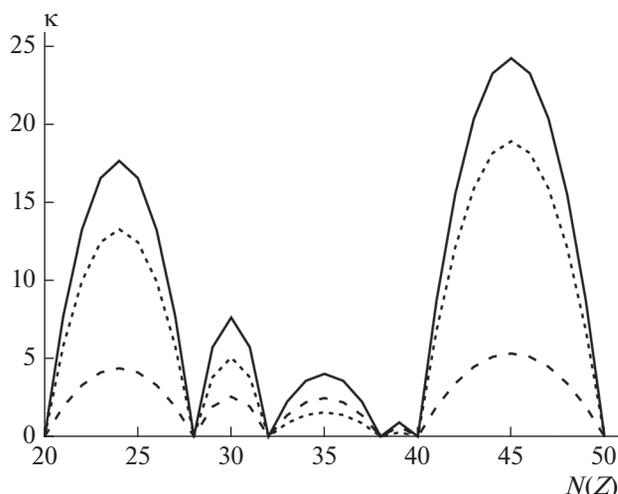
Согласно (1), (2) и (4) зависимость от магнитного поля относительного выхода может быть записана в следующем виде

$$y \approx \exp\{\Delta B/kT\} \approx \exp\{(E_N + \kappa\omega_L)/kT\}. \quad (5)$$

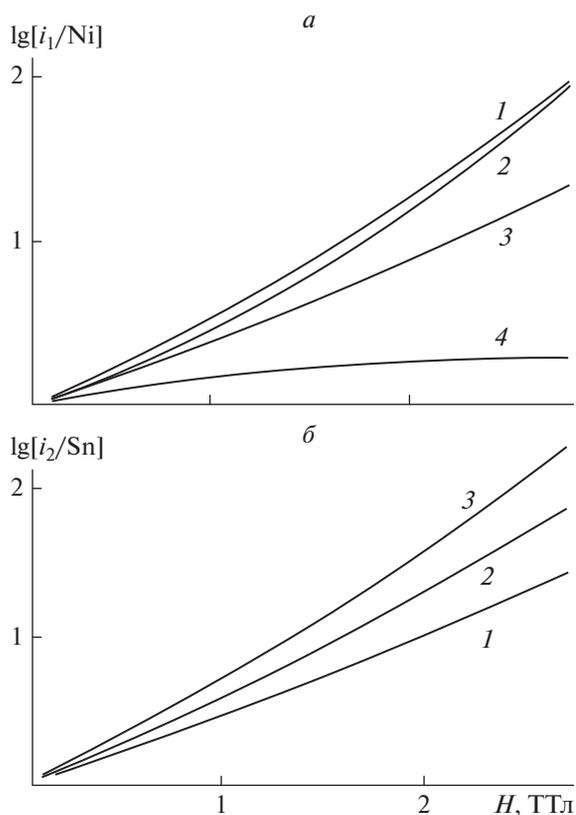
В случае магических чисел  $\kappa = 0$  (см. рис. 1) и зависимость от магнитного поля в синтезе ядер обусловлена изменением энергии взаимодействия свободных нуклонов с полем. Намагничивание невырожденного нуклонного газа и возникающая компонента магнитного давления приводят к эффективному уменьшению энергии связи магических ядер и, в результате, к подавлению выхода соответствующих химических элементов. Однако заметим, что фактор подавления менее существен в случае реалистичной геометрии магнитного поля [4]. Значительные магнитный момент и величина  $\kappa$  дают вклад в увеличение связи нуклонов для ультрамагнитных антиматических ядер в поле. Вызванное таким усилением возрастание продуктов нуклеосинтеза слабо чувствительно к структуре магнитного поля [4].

*Изменение выхода ядер группы железа — продуктов взрывного нуклеосинтеза*

Рассмотрим нормированный коэффициент выхода антиматических четно-четных симметричных ядер  $1 f_{7/2}$  и  $2 p_{3/2}$  оболочек и дважды магического ядра  $^{56}Ni$ , т.е.  $[i/Ni] \equiv y_i/y_{Ni}$ . Как видно из рис. 2, объем синтеза  $^{44}Ti$  и  $^{48}Cr$  резко возрастает с увеличением магнитной индукции, тогда как совокупная масса  $^{60}Zn$  практически постоянна. Напомним в этой связи загадочно большую распространённость титана, получаемую в прямых наблюдениях остатков СН II-го типа [4, 10, 11]. Данные наблюдений предполагают выход ядер Ti для СН II-го типа, значительно превышающий предсказания моделей и аналогичные результаты для СН I-го типа. Как видно из (4), (5) и рис. 1, 2,



**Рис. 1.** Зависимость компонентов магнитной восприимчивости  $\kappa$  ядер от числа протонов  $Z$  (короткие штрихи) и нейтронов  $N$  (длинные штрихи). Сплошная кривая показывает полную восприимчивость  $\kappa$  симметричных ядер в зависимости от  $Z = N = A/2$ .



**Рис. 2.** Зависимость от магнитного поля отношений выходов:  $a - [i_1/Ni]$  для  $^{56}Ni$ ,  $i_1 = ^{48}Cr$  (кривая 1),  $^{44}Ti$  (2),  $^{54}Co$  (3),  $^{60}Zn$  (4);  $b - [i_2/Sn]$  для  $^{100}Sn$ ,  $i_2 = ^{96}Cd$  (кривая 1),  $^{92}Pd$  (2),  $^{95}Rn$  (3) при  $kT = 0.5$  МэВ.

магнитное увеличение в синтезе нуклидов на порядок величины соответствует напряженности поля несколько ТТл. Такая магнитная индукция согласуется с предсказаниями моделей энергией взрыва СН [4, 10, 11].

Заметим, что такие условия предполагают еще более сильное обогащение изотопами  $^{48}\text{Cr}$ , так как максимальная магнитная восприимчивость к соответствует наполовину заполненной оболочке. В случае заполнения оболочки  $1f_{7/2}$  (ядра группы железа) такое условие выполняется при  $Z = N = 24$  (см. предыдущий раздел). Значительная величина параметра  $\kappa_{\text{Cr}} = 17.51$  приводит к заметному магнитному усилению при генерации нуклида  $^{48}\text{Cr}$ . Цепочка радиоактивного распада  $^{48}\text{Cr} \rightarrow ^{48}\text{V} \rightarrow ^{48}\text{Ti}$  порождает избыток доминирующего изотопа титана.

### Нуклиды $r$ -процесса

Нуклиды  $r$ -процесса могут образовываться в результате слияния нейтронных звезд [12]. В одном таком событии производится в 100 раз больший объем нуклидов по сравнению с процессами взрыва СН II-го типа. На первой стадии образования ядер  $r$ -процесса материя испытывает взрывное горение при высоких температурах и нагревается до состояния ЯСР [13], а состав нуклидов дается соотношением (1). Значительно усиленная магнитная индукция может влиять на процессы нуклеосинтеза в обоих случаях. Как видно из (4) и рис. 1, заметная магнитная модификация ядерных свойств ожидается для массовых чисел, соответствующих ярко выраженным магическим числам  $N \& Z = 28, 50, 82$  и  $126$ .

На рис. 1 видно, что для массовых чисел  $A = 40-100$ , значимые величины магнитной восприимчивости отображаются для ядер, соответствующих оболочкам  $1f_{7/2}$  и  $1g_{9/2}$ . Число нейтронов  $N = 50$  дает магическое число или точку концентрации ядерного материала на пути сценария  $r$ -процесса. Такое увеличение массы происходит также из-за малого сечения ( $n, \gamma$ )-реакции на магических ядрах [14]. Нормированные коэффициенты выхода некоторых ядер оболочки  $1g_{9/2}$  и дважды магического ядра  $^{100}\text{Sn}$ , т.е.  $[i/\text{Sn}] \equiv y_i/y_{\text{Sn}}$ , представлены на рис. 2б. Как видно из рисунка, магнитные эффекты приводят к обогащению ядер с меньшими массовыми числами. Однако изотоп  $^{95}\text{Rn}$  с  $N = 50$  демонстрирует более выраженное обогащение, указывая, тем самым, что большой объем изотонов с  $N = 50$  остается устойчивым. Такое свойство связано с большей магнитной восприимчивостью протонов, чем нейтронов. Следуя аргументам приближения “точки ожидания”, можно ожидать слабого магнитного эффекта в пи-

ке  $r$ -процесса с увеличенной долей нуклидов с меньшими массовыми числами.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрены свойства ультрамагнитных атомных ядер, возникающих при взрыве сверхновых II-го типа, слиянии нейтронных звезд, столкновениях тяжелых ионов и в коре магнитаров. Показано, что для напряженности поля  $0.1-10$  ТТл магнитный отклик нуклонов определяется эффектом Зеемана. Соответственно, доминирующая линейная магнитная восприимчивость представлена как комбинированная реактивность валентных нуклонов и усиливает энергию связи для ядер с открытой оболочкой. Для магических ядер с замкнутыми оболочками энергия связи эффективно уменьшается из-за индуцированного полем дополнительного давления в свободном нуклонном газе. В результате состав атомных ядер, образованных в ультрамагнитной плазме, зависит от напряженности поля. Магнитное изменение структуры для ядер  $1f_{7/2}$  оболочки (группа железа) усиливает продукты нуклеосинтеза меньших массовых чисел. В частности, увеличение относительного выхода изотопа титана  $^{44}\text{Ti}$  при индукции поля в несколько ТТл удовлетворительно согласуется с данными прямых наблюдений остатков СН [2-4, 10, 11], а индукция магнитного поля согласуется с энергией взрыва СН [4, 10, 11]. Эти условия нуклеосинтеза подразумевают также значительное увеличение доли основного изотопа титана  $^{48}\text{Ti}$  в химическом составе галактик.

Отметим, что полученное увеличение энергии связи приводит к подавлению реакций захвата нейтронов [14], важных для синтеза тяжелых химических элементов. Рассматриваемые магнитные эффекты могут так же стимулировать динамическую деформацию в ядерных столкновениях, важную при расчетах сечений подбарьерного слияния [15, 16].

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Landau L.D., Lifshitz E.M. Course of theoretical physics. V. 3. N.Y.: Pergamon, 1965.
2. Kondratyev V.N. // Eur. Phys. J. A. 2014. V. 50. P. 7.
3. Kondratyev V.N. // EPJ Web Conf. 2016. V. 107. Art. No. 10006.
4. Kondratyev V.N., Korovina Yu.V. // JETP Lett. 2015. V. 102. P. 131.
5. Price D.J., Rosswog S. // Science. 2006. V. 312. P. 719.
6. Kondratyev V.N. // Phys. Rev. Lett. 2002. V. 88. Art. No. 221101.
7. Voronyuk V., Toneev V.D., Cassing W. et al. // Phys. Rev. C. 2011. V. 83. Art. No. 054911.

8. *Кондратьев В.Н., Коровина Ю.В.* // ЭЧАЯ. 2018. Т. 49. С. 107; *Kondratyev V.N., Korovina Yu.V.* // Phys. Part. Nuclei 2018 V. 49 P. 105.
9. *Кондратьев В.Н.* // ЭЧАЯ. 2019. Т. 50. С. 722; *Kondratyev V.N.* // Phys. Part. Nucl. 2019. V. 50. P. 613.
10. *Kondratyev V.N.* // Phys. Lett. B. 2018. V. 782. P. 167.
11. *Kondratyev V.N.* // MNRAS. 2018. V. 480. P. 5380.
12. *Pian E., D'Avanzo P., Vergani D.* // Nature 2017. V. 551. P. 67.
13. *Thielemann F.-K., Eichler M., Panov I.V., Wehmeyer B.* // Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. 2017. V. 67. P. 253.
14. *Kondratyev V.N.* // Phys. Rev. C. 2004. V. 69. Art. No. 038801.
15. *Kondratyev V.N., Bonasera A., Iwamoto A.* // Phys. Rev. C. 2000. V. 61. Art. No. 044613.
16. *Bonasera A., Kondratyev V.N.* // Phys. Lett. B. 1994. V. 339. P. 207.

## Synthesis of magnetized heavy nuclei

V. N. Kondratyev<sup>a, b, \*</sup>

<sup>a</sup>*Joint Institute of Nuclear Research, Dubna, Russia*

<sup>b</sup>*State University "Dubna", Dubna, Russia*

<sup>\*</sup>*e-mail: vkondrat@theor.jinr.ru*

The properties and mass distribution of ultramagnetized atomic nuclei arising during collisions of heavy ions, type II supernova explosions, neutron star mergers, and in magnetar crusts are considered. For a magnetic field strength range of 0.1–10 tera-tesla the Zeeman effect results in a linear nuclear magnetic response, which can be described by making use of magnetic susceptibility. Accordingly, the binding energies increase for nuclei with an open shell and decrease for nuclei with a closed shell. Noticeable increase in a yield of corresponding products of explosive nucleosynthesis with anti-magic numbers is predicted for nuclei of the iron group and the *r*-process. The magnetic enrichment of the <sup>44</sup>Ti isotope volume is consistent with the results of direct observations and indicates a significant increase in the fraction of the main titanium isotope <sup>48</sup>Ti in the chemical composition of galaxies. An increase in a volume of nuclides with low mass numbers at the peak of the *r*-process is predicted to occur due to magnetic effects.