

НУКЛЕОСИНТЕЗ ПРИ СИЛЬНОМ НАМАГНИЧИВАНИИ И ПРОБЛЕМА ТИТАНА

В. Н. Кондратьев *

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна
Государственный университет «Дубна», Дубна, Россия

Рассмотрены ультранамагниченные атомные ядра, возникающие при взрыве сверхновых, слиянии нейтронных звезд, в коре магнитаров и при столкновениях тяжелых ионов. Показано, что для напряженностей поля 0,1–10 ТТл доминирует линейный магнитный отклик и эффект Зеемана приводит к увеличению энергии связи атомных ядер с открытой оболочкой. Заметное увеличение выхода соответствующих продуктов взрывного нуклеосинтеза согласуется с результатами наблюдений. Для ядер группы железа такое магнитное усиление выхода ^{44}Ti предполагает значительное увеличение также доли основного изотопа титана ^{48}Ti в химическом составе галактик.

Ultramagnetized atomic nuclei arising at supernova explosions, neutron star mergers, in magnetar crusts and heavy ion collisions are considered. It is shown that for field strengths of 0.1–10 TT the linear magnetic response dominates and the Zeeman effect leads to an increase in the binding energy of atomic nuclei with an open shell. Considerable increase in a yield of corresponding products of explosive nucleosynthesis is consistent with results of observations. For iron group nuclei, such a magnetic enhancement of ^{44}Ti yield also implies a significant increase in the fraction of the main titanium isotope ^{48}Ti in chemical composition of galaxies.

PACS: 07.85.-m; 26.30.+k; 95.85.Pw; 98.58.M

ВВЕДЕНИЕ

Сверхсильные магнитные поля, превышающие *тератесла* (ТТл), возникают при взрыве сверхновых (СН) [1, 2], слиянии нейтронных звезд [3], в столкновениях тяжелых ионов [4] и в коре магнитаров [5]. Образованные в таких процессах нуклиды содержат информацию о структуре вещества и механизмах взрывных процессов.

Источники мягких повторяющихся гамма-всплесков (МПГ или soft-gamma repeaters — SGR) и аномальных рентгеновских пульсаров (АРП или anomalous X-ray pulsars — AXP) представляют примеры ультранамагниченных

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

нейтронных звезд и/или магнитаров [5], относящихся к остаткам СН и сохраняющих свидетельства об огромной магнитной индукции, возникающей в астрофизической плазме в процессах взрыва СН. Большие значения, вплоть до 10 ТТл, для индукции дипольной поверхностной компоненты магнитных полей определены для этих объектов из наблюдаемых периодов и замедления периодов вращения пульсаров при допущении магнитного механизма замедления вращения нейтронных звезд. Последовавший за пионерскими наблюдениями события 5 марта 1979 г. — суперинтенсивного выброса гамма-лучей (гигантская вспышка) от SGR 0526-66 [6] — мониторинг активности МПГ и АРП показывал, что многие их свойства указывают на значительные тороидальные магнитные поля и компоненты высших мультипольностей [5, 7], существенно превышающие соответствующие дипольные составляющие. Такая чрезвычайно сильная намагниченность интенсивностей вплоть до 10 ТТл может развиваться из-за сильной конвекции, приводящей к магнитно-ротационным неустойчивостям (МРН) и/или динамопроцессам, и способствовать образованию ударной волны в соответствии с численными моделированиями взрыва СН, см., например, [1, 2] и ссылки в них.

Следовательно, нуклиды, присутствующие в струях выброшенного вещества за точкой бифуркации, формируются в условиях сильных магнитных полей, которые могут влиять на состав ядер, что приводит к необходимости рассмотрения 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 содержит 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 указанных процессов. В следующем разделе кратко приведены методы детектирования радионуклидов в остатках СН. В разд. 2 рассмотрены изменения структуры и свойств атомных ядер, обусловленные зеemanовским расщеплением уровней энергии нуклонов, влияние магнитного поля на состав ядер. Выводы представлены в заключении.

1. ДЕТЕКТИРОВАНИЕ РАДИОНУКЛИДОВ В ОСТАТКАХ СН

Радиоактивные нуклиды, синтезированные при ядерных процессах, дают возможность для зондирования активных областей ядерных реакций в звездах. Радиоактивный распад нуклидов группы железа (^{44}Ti , ^{56}Co , ^{57}Co) явля-

ется наиболее вероятным источником энергии [8], питающим инфракрасное, оптическое и ультрафиолетовое излучения остатков СН. Вклад от ^{44}Ti преобладает для СН старше трех-четырёх лет до тех пор, пока взаимодействие эжектов с окружающим веществом не увеличивается и представляет доминирующий источник. Соответственно, были проанализированы кривые блеска и спектры инфракрасного и ультрафиолетового излучений путем использования сложного и модельно-зависимого компьютерного моделирования [8]. Для исходной массы ^{44}Ti в SNR 1987A получена оценка $(1 - 2) \cdot 10^{-4} M_{\text{solar}}$ (в массах Солнца M_{solar}). Это значение значительно превышает предсказания моделей (см. [9] и ниже).

Радиоизотопы, синтезированные при взрывах СН, можно наблюдать путем регистрации характерных гамма-линий, сопровождающих их распад. Так, цепочка радиоактивного распада $^{44}\text{Ti} \rightarrow ^{44}\text{Sc} \rightarrow ^{44}\text{Ca}$ приводит к излучению линий с энергиями 67,9 и 78,4 кэВ (от $^{44}\text{Sc}^*$) и 1157 кэВ (от $^{44}\text{Ca}^*$)

Таблица 1. Объем M_{Ti} нуклидов ^{44}Ti (в массах Солнца M_{solar}), первоначально синтезированных в молодых СН: Tycho, Cas A и SN1987A, см. [2]

СН	$M_{\text{Ti}}/10^{-4} M_{\text{solar}}$
Cas A	$3,3^{+0,9}_{-0,7}$
SN1987A	$3,1 \pm 0,8$
Tycho	$< 0,84$

примерно одинаковой интенсивности. Период полураспада ^{44}Ti , составляющий около 60 лет в условиях Земли, позволяет оценить массу этого изотопа в остатке.

В табл. 1 показаны результаты наблюдений для полной массы нуклидов ^{44}Ti , синтезированных при взрыве СН. Полученные величины значительно превышают предсказания моделей (см. [9]), дающих массу первоначально синтезированных нуклидов ^{44}Ti , $M_{\text{Ti}} \sim 10^{-5} M_{\text{solar}}$, в отсутствие магнитных эффектов. Эти предсказания согласуются с данными наблюдений СН типа I, см. табл. 1. При рассмотрении специфических сценариев взрыва СН [10, 11] достигаются максимальные значения $3 \cdot 10^{-4} M_{\text{solar}}$, которые подтверждаются данными наблюдений в экзотических вариантах.

2. СВОЙСТВА И СИНТЕЗ УЛЬТРАНАМАГНИЧЕННЫХ АТОМНЫХ ЯДЕР

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, 5, 12, 13]. 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. Здесь μ_N обозначает ядерный магнетон. В случае небольшой напряженности поля $H \ll 10^{1,5}$ ТТл можно использовать линейное приближение.

В дальнейшем мы также пренебрегаем остаточным взаимодействием. Наиболее важным соответствующим эффектом является спаривание нуклонов, вызванное спин-спиновым взаимодействием и дающее вклад в энергию связи [14] $E_{\text{pair}} \sim 10^{0,5}$ МэВ. Очевидно, что для ядра A_Z при напряженности поля $H \geq 2E_{\text{pair}}/\mu_N(g_p Z - g_n N)$ взаимодействие с магнитным полем доминирует над остаточным взаимодействием, указывая на достаточную точность модели независимых нуклонов в среднем самосогласованном поле. Здесь хорошо известные [15, 16] спиновые g -факторы $g_p \approx 5,586$ и $g_n \approx -3,826$ для протонов $\alpha = p$ и нейтронов $\alpha = n$. Следовательно, для ядер средних массовых чисел $A \sim 50$ в полях напряженности $H \geq 0,1$ ТТл остаточное взаимодействие несущественно. Уместно заметить, что в таких условиях суммарное значение спинового квантового числа нуклонов данной подоболочки (и ядра) является максимально возможным. Это свойство аналогично правилу Хунда, хорошо известному для электронов атомов.

2.1. Энергия Зеемана в атомных ядрах. Метод среднего самосогласованного поля является полезным и широко используемым подходом для реалистического описания и анализа свойств атомных ядер. Одночастичный гамильтониан \hat{H}_α для ядер в относительно *слабом* магнитном поле \mathbf{H} в линейном приближении можно записать в следующем виде:

$$\hat{H}_\alpha = \hat{H}_\alpha^0 - (g_\alpha^0 \hat{\mathbf{I}} + g_\alpha \hat{\mathbf{s}}) \omega_L \quad (\alpha = n, p), \quad (1)$$

для протонов $\alpha = p$ и нейтронов $\alpha = n$. Здесь \hat{H}_α^0 представляет одночастичный гамильтониан для изолированных ядер, операторы орбитального момента и спина обозначены $\hat{\mathbf{I}}$ и $\hat{\mathbf{s}}$ соответственно. Взаимодействие дипольного магнитного момента нуклонов с полем представлено слагаемыми, содержащими вектор $\omega_L = \mu_N \mathbf{H}$, и g_α^0 обозначает орбитальный g -фактор $g_p^0 = 1$ и $g_n^0 = 0$.

Энергия связи ядер B задается в виде разности энергий невзаимодействующих *свободных* нуклонов E_N и состоящего из них ядра E_A , $B = E_N - E_A$. В условиях термодинамического равновесия при температуре T соответствующая энергия выражается следующим образом:

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

через статистическую сумму $\Sigma = \sum_i \exp\{-e_i/kT\}$, где e_i — энергия ядерных частиц в i -м состоянии; k — постоянная Больцмана. С использованием (2) для *свободных* нуклонов компонента энергии из-за взаимодействия с магнитным полем записывается в следующем виде: $E_\alpha = (-g_\alpha/2)\omega_L \text{th}(g_\alpha \omega_L/2kT)$, где $\text{th}(x)$ — 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.

Таким образом, энергия связи B уменьшается для магических ядер с замкнутой оболочкой, нулевым магнитным моментом и, следовательно, нулевой энергией взаимодействия с магнитным полем. В случае антимagicеских ядер с открытой оболочкой значительный (в данных условиях максимально возможный, см. выше) магнитный момент приводит к дополнительному увеличению энергии связи B в поле. При этом лидирующая компонента такого магнитного вклада представлена суммой по заполненным уровням i одночастичной энергии ϵ_i , $B_m = \sum_{i=\text{occ}} \epsilon_i$ (см. [17] и ссылки к ней). В представлении углового момента для сферических ядер одночастичные состояния $|i\rangle$ удобно характеризовать следующими квантовыми числами (см. [15, 16]): радиальное квантовое число n , угловой момент l , полный спин j и проекция спина на направление магнитного поля m_j . Тогда, используя одночастичные энергии ϵ_{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

$$\begin{aligned} \Delta B_\alpha^m &= \kappa_\alpha \omega_L, & \kappa_\alpha &= \sum_{i=\text{occ}} \kappa_\alpha^i, \\ \kappa_\alpha^i &= \sum_{m,s} \left| \left\langle lm, \frac{1}{2}s \left| jm_j \right\rangle \right|^2 (g_\alpha^o m + g_\alpha s) = \\ &= \begin{cases} \left(g_\alpha^o l + \frac{g_\alpha}{2} \right) m_j / j & \text{для } j = l + \frac{1}{2}, \\ \left(g_\alpha^o (l + 1) - \frac{g_\alpha}{2} \right) m_j / (j + 1) & \text{для } j = l - \frac{1}{2}, \end{cases} \end{aligned} \quad (3)$$

где $(\alpha = n, p)$, $\left\langle lm, \frac{1}{2}s \left| jm_j \right\rangle$ — коэффициент Клебша–Гордана. Результат (3) совпадает с аналогичной формулой, получаемой в модели Шмидта [16, 18]. Подчеркнем здесь, что параметры κ_α представляют комбинированную восприимчивость независимых нуклонов, движение которых пространственно ограничено из-за среднего поля. Таким образом, значение κ_α 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 [15, 16], а относящийся к ядру g -фактор определяется состоянием с максимальной проекцией спина m_j с положительным и отрицательным знаком для протонов и нейтронов соответственно (см. табл. 2 и 3). Как указано выше, (3) дает более надежную энергию ядер в магнитных полях $H > 0,1$ ТТл по сравнению с g -фактором ядра в основном состоянии.

Для изотопов титана из табл. 2 и 3 получаем $\kappa_{\text{Ti}} \approx 14$. Из (2) и (3) легко видеть, что магнитная компонента энергии титана $E_{\text{Ti}}^m \approx \Delta B_{\text{Ti}}^m \sim -10^{2,5}$ кэВ

Таблица 2. Вклад протонов в параметр κ для ядер ${}_N Z$ с заполняемой $1f_{7/2}$ -оболочкой. m_j — проекция спина протона на направление поля

m_j	Z	κ_p
7/2	21	5,79
5/2	22	9,93
3/2	23	13,21
1/2	24	14,04
-1/2	25	13,21
-3/2	26	9,93
-5/2	27	5,79
-7/2	28	0,00

Таблица 3. Вклад нейтронов в параметр κ для ядер ${}_N Z$ с заполняемой $1f_{7/2}$ -оболочкой. m_j — проекция спина нейтрона на направление поля

m_j	N	κ_n
7/2	28	0,00
5/2	27	1,91
3/2	26	3,28
1/2	25	4,10
-1/2	24	4,37
-3/2	23	4,10
-5/2	22	3,28
-7/2	21	1,91

заметно превышает аналогичную величину для составляющих нуклонов. Таким образом, магнитное поле приводит к увеличению энергии связи ядер с открытой оболочкой. Как видно из формулы (3), табл. 2 и 3 и рис. 1, наибольший эффект такой дополнительной магнитной связи проявляется, когда открытая оболочка ядра заполнена наполовину. Для протонов эффект примерно в три раза больше по сравнению с нейтронами. Следовательно, состав стабильных ядер в магнитном поле изменяется. Так, для часто рассматриваемых изобар ${}^{44}Z$, например ${}^{44}\text{Sc}$ и ${}^{44}\text{Ti}$, из табл. 2 и 3 получаем $\kappa_{\text{Ti}} - \kappa_{\text{Sc}} \approx 3,33$

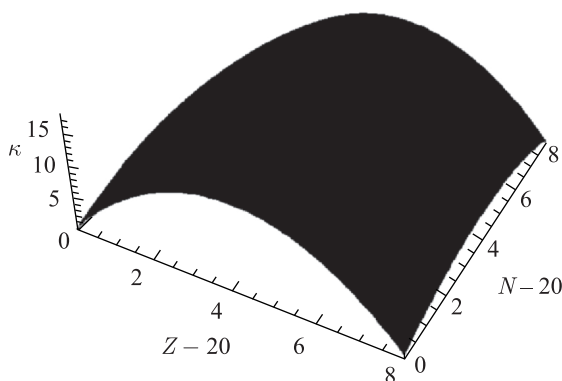


Рис. 1. Зависимость магнитной восприимчивости κ ядер с заполняемой $1f_{7/2}$ -оболочкой от числа протонов Z и нейтронов N . Минимальные величины $\kappa_{\text{magic}} = 0$ соответствуют дваждымагическим ядрам при Z (и N) = 20 или 28, максимальное значение $\kappa_{\text{max}} \approx 17,51$ для антимagicеского ядра ${}^{48}\text{Cr}$ при $Z = N = 24$

и при напряженности поля $H \approx 2,5$ ТТл энергия связи ^{44}Tl превышает это значение для ^{44}Sc . Следует напомнить, что ^{44}Tl становится наиболее сильно связанным ядром при $H \approx 20$ ТТл (см. [2] и ссылки там). Заметим аналогичные результаты, полученные в пределе слабого поля из рассмотрения в рамках ковариантной теории функционала плотности [12] и метода оболочечной поправки [2], который исключает взаимодействие суммарной классической компоненты магнитного момента ядра с магнитным полем.

2.2. Распространенность ультрамагнитных ядер. Рассматриваемое магнитное изменение в структуре ядер влияет на выход нуклидов при соответствующем процессе взрывного нуклеосинтеза. Приближение ядерного статистического равновесия (ЯСР) используется очень успешно для описания распространенности ядер группы железа и ближайших нуклидов более половины столетия. В условиях ЯСР выход нуклидов определяется в основном энергией связи образующихся атомных ядер. Магнитные эффекты в ЯСР рассматривались в [2, 17]. 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:

$$y \approx \exp \left\{ \frac{\Delta B}{kT} \right\} \approx \exp \left\{ \frac{E_N + \kappa \omega_L}{kT} \right\}. \quad (4)$$

В случае магических чисел $\kappa = 0$ (см. табл. 2 и 3 и 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 (см. [2]). Значительные магнитный момент и параметр κ дают вклад в увеличение энергии связи нуклонов для ультрамагнитных антимагических ядер в поле. Вызванное таким усилением возрастание продуктов нуклеосинтеза слабо чувствительно к структуре магнитного поля [2].

Рассмотрим нормированный коэффициент выхода антимагических четно-четных симметричных ядер $1f_{7/2^-}$ и $2p_{3/2^-}$ -оболочек и дважды магического ядра ^{56}Ni , т.е. $[i/\text{Ni}] \equiv y_i/y_{\text{Ni}}$. Как видно на рис. 2, объем синтеза ^{44}Tl и ^{48}Cr резко возрастает с увеличением магнитной индукции, тогда как выход ^{52}Fe изменяется относительно незначительно, а совокупная масса ^{60}Zn практически постоянна. Напомним в связи с этим загадочно большую распространенность титана, получаемую в прямых наблюдениях остатков СН типа II, (см. разд. 1 и ссылки [2, 19]). Данные наблюдений предполагают выход ядер Tl для СН типа II, значительно превышающий предсказания моделей и аналогичные результаты для СН типа I. Как видно из формул (3), (4), табл. 2

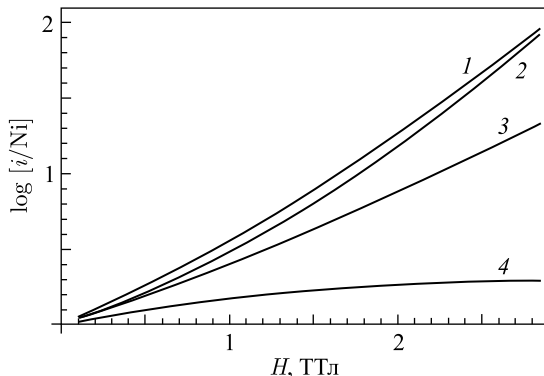


Рис. 2. Зависимость отношения выходов i/Ni от магнитного поля (см. текст) для ^{56}Ni и ^{48}Cr (1), ^{44}Ti (2), ^{52}Fe (3), ^{60}Zn (4) при $kT = 500$ кэВ

и 3 и рис. 2, магнитное увеличение в синтезе нуклидов на порядок величины соответствует напряженности поля несколько тератесла. Такая магнитная индукция согласуется с предсказаниями моделей и энергией взрыва СН [2, 17].

Исходя из формул (3), (4), табл. 2 и 3 и рис. 2, заметим, что такие условия предполагают еще более сильное обогащение изотопами ^{48}Cr , так как максимальная магнитная восприимчивость κ соответствует наполовину заполненной оболочке. В случае заполнения оболочки $1f_{7/2}$ (ядра группы железа) такое условие выполняется при $Z = N = 24$ (см. п. 2.1). Тогда значительная величина параметра $\kappa_{Cr} = 17,51$ приводит к заметному магнитному усилению при генерации нуклида ^{48}Cr . Цепочка радиоактивного распада $^{48}Cr \rightarrow ^{48}V \rightarrow ^{48}Ti$ порождает избыток доминирующего изотопа титана.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрены ультранамагниченные атомные ядра, возникающие при взрыве сверхновых типа II, слиянии нейтронных звезд, во время столкновений 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 ультранамагниченной 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 объемной части изотопа титана ^{44}Ti при индукции поля в несколько тератесла удовлетворительно согласуется с данными прямых наблюдений остатков СН [1, 2, 19]. Такая индукция магнитного поля согласуется с энергией взрыва СН [2, 17]. Эти условия нуклеосинтеза подразумевают значительное увеличение также доли основного изотопа титана ^{48}Ti в химическом составе галактик.

Отметим, наконец, что полученное увеличение энергии связи приводит к подавлению реакций захвата нейтронов [20], важных для синтеза тяжелых химических элементов. Рассматриваемые магнитные эффекты могут также стимулировать динамическую деформацию в ядерных столкновениях, важную при расчетах сечений подбарьерного слияния [21].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Kondratyev V. N.* Explosive Nucleosynthesis at Strong Magnetic Field // *Eur. Phys. J. A.* 2014. V. 50. P. 7–13; Magic Nuclei at Explosive Dynamo Activity // *Eur. Phys. J. Web Conf.* 2016. V. 107. 10006.
2. *Кондратьев В. Н., Коровина Ю. В.* Синтез химических элементов в динамо активных сверхновых // *Письма в ЖЭТФ.* 2015. Т. 102. С. 155–158 (*Kondratyev V. N., Korovina Yu. V.* Synthesis of Chemical Elements in Dynamo Active Supernovae // *JETP Lett.* 2015. V. 102. P. 131).
3. *Price D. J., Rosswog S.* Producing Ultrastrong Magnetic Fields in Neutron Star Mergers // *Science.* 2006. V. 312. P. 719.
4. *Voronyuk V. et al.* Electromagnetic Field Evolution in Relativistic Heavy-Ion Collisions // *Phys. Rev. C.* 2011. V. 83. 054911.
5. *Kondratyev V. N.* Statistics of Magnetic Noise in Neutron Star Crusts // *Phys. Rev. Lett.* 2002. V. 88. 221101; Magnetization of Neutron Star Matter and Implications in Physics of Soft Gamma Repeaters. JAERI Research-Series 2001-057. JAERI-Press, 2002.
6. *Mazets E. P., Golentskii S. V., Ilinskii V. N. et al.* Observations of a Flaring X-Ray Pulsar in Dorado // *Nature (London).* 1979. V. 282. P. 587–589.
7. *Кондратьев В. Н., Коровина Ю. В.* Универсальная статистика мягких повторяющихся гамма(МПП)-всплесков // *ЭЧАЯ.* 2018. Т. 49. С. 107–111 (*Kondratyev V. N., Korovina Yu. V.* Universal Statistics of Soft Gamma-Ray Repeating (SGR) Bursts // *Phys. Part. Nucl.* 2018. V. 49. P. 105–108).
8. *Larsson J. et al.* X-Ray Illumination of the Ejecta of Supernova 1987A // *Nature.* 2011. V. 474. P. 484.
9. *Woosley S. E., Heger A., Weaver T. A.* The Evolution and Explosion of Massive Stars // *Rev. Mod. Phys.* 2002. V. 74. P. 1015.
10. *Nagataki S.* Effects of Jetlike Explosion in SN 1987A // *Astrophys. J. Suppl.* 2000. V. 127. P. 141.

11. *The L.-S. et al.* Are ^{44}Ti -Producing Supernovae Exceptional // *Astron. Astrophys.* 2006. V. 450. P. 1037–1050.
12. *Pena Arteaga D. et al.* Nuclear Structure in Strong Magnetic Fields: Nuclei in the Crust of a Magnetar // *Phys. Rev. C.* 2011. V. 84. 045806.
13. *Kondratyev V.N.* Zeeman Splitting in Structure and Composition of Ultramagnetized Spherical Nuclei // *Phys. Lett. B.* 2018. V. 782. P. 167–169.
14. *Соловьев В. Г.* Теория атомного ядра: Ядерные модели. М.: Энергоиздат, 1981.
15. *Давыдов А. С.* Теория атомного ядра. М.: Физматгиз, 1958.
16. *Блатт Дж., Вайскопф В.* Теоретическая ядерная физика: Пер. с англ. М.: Изд-во иностр. лит., 1954.
17. *Kondratyev V.N.* Nuclear Magics at Explosive Magnetization // *Eur. Phys. J. Web Conf.* 2016. V. 117. 09007.
18. *Schmidt Th.* Ueber die magnetischen Momente der Atomkerne // *Z. Phys. A.* 1937. V. 106. P. 358.
19. *Grebenev S.A., Lutovinov A.A., Tsygankov S.S., Winkler C.* Hard-X-Ray Emission Lines from the Decay of ^{44}Ti in the Remnant of Supernova 1987A // *Nature.* 2012. V. 490. P. 373.
20. *Kondratyev V.N.* Neutron Capture Reactions in Strong Magnetic Fields of Magnetars // *Phys. Rev. C.* 2004. V. 69. 038801.
21. *Kondratyev V.N., Bonasera A., Iwamoto A.* Kinetics in Subbarrier Fusion of Spherical Nuclei // *Phys. Rev. C.* 2000. V. 61. 044613.