

77-48211/429102 Сравнение критериев зажигания D-T мишени в условиях магнитно-инерциального термоядерного синтеза

03, март 2012

авторы: Шумаев В. В., Рыжков С. В

УДК 533.9, 621.039.6

01.04.14

Введение

В настоящее время разрабатывается проект ИТЭР (ITER – International Thermonuclear Experimental Reactor – Международный термоядерный экспериментальный реактор), в котором затраты на единицу мощности очень велики (15 миллиардов долларов на 500 МВт мощности), что уже несопоставимо со стоимостью электроэнергии, получаемой от современных атомных электростанций и других источников. В связи с этим ученые и инженеры рассматривают альтернативные способы получения энергии из термоядерных источников. Одним из таких способов являются импульсные системы с замагниченной плазмой и инерциальным удержанием частиц (МИТС - магнитно-инерциальный термоядерный синтез) [1-5].

В сравнении с предлагаемыми установками токамаки, которые характеризуется чисто магнитным удержанием частиц и энергии, проигрывают по производству плотности плазмы на время удержания $n\tau$, параметру β (отношению газокINETического давления плазмы к давлению магнитного поля) и плотности энерговыделения. Также минусом токамаков является наличие примесей. Параметр $n\tau$ называют критерием зажигания или критерием Лоусона. Для реакции дейтерий-тритий (D-T) в магнитном термоядерном синтезе его записывают, как $n\tau > 10^{20} \text{ м}^{-3}\cdot\text{с}$. Аналогично для D-T-реакции в инерциальном термоядерном синтезе имеем $\rho R > 1 \text{ г}\cdot\text{см}^{-2}$ (здесь ρR – оптическая толщина сжатого топлива [$\text{г}/\text{см}^2$]). Время жизни энергии в токамаке пропорционально квадрату характерного размера области, занимаемой плазмой, и обратно пропорционально теплопроводности (температуропроводности) плазмы, т.е. $\tau \sim a^2/\chi$, где a – радиус области, занимаемой плазмой и χ – теплопроводность плазмы. Это значит, что при увеличении

размеров токамака можно увеличить $n\tau$, но нельзя достичь большего удельного энерговыделения. Несмотря на малый размер систем МИТС, в них добиваются больших, чем в токамаке значений параметра Лоусона. Уменьшение теплопроводности можно достичь применением затравочного магнитного поля, которое растет по мере увеличения сжатия.

Удельная объемная мощность термоядерной реакции равна $P = n_1 n_2 \langle s v \rangle E_{12}$, где n_1 и n_2 – плотности реагирующих компонент соответственно, $\langle s v \rangle$ – скорость реакции синтеза, E_{12} – энергия, выделяющаяся в ходе термоядерной реакции. Используя определение параметра β можно прийти к следующему выражению для плотностей реагирующих компонент: $n_0 = n_e + n_1 + n_2 = b B^2 / (8pT)$, где B – магнитная индукция, T – температура. Получается, что $P \sim n_1 n_2 \sim \beta^2 B^4$, т.е. максимальная мощность может быть получена при сильных магнитных полях и высоких β , характерных, например, для *компактного тора* [6-12]. Большие B возможны только в импульсных системах, что и является преимуществом систем МИТС [13].

1. Модельная задача и её тепловой баланс

Для решения задачи об определении границы зажигания в координатах $(\rho R, T)$ достаточно рассмотреть тепловой баланс следующей модели, которая описывает свойства плазмы мишени в момент наибольшего сжатия и представляет собой следующую схему (см. рис. 1).

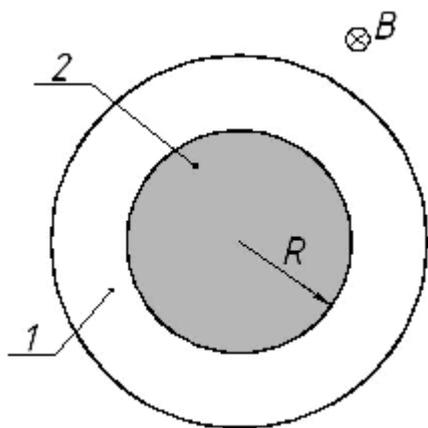


Рис.1. Схема модели для определения границы зажигания $D-T$ -реакции в координатах $(\rho R, T)$ для сферической мишени. 1 – холодное топливо; 2 – горячее топливо с параметрами ρ, R, T

В центре сферы находится однородная горячая область радиуса R , плотности ρ и температуры T . Эта область окружена сферическим слоем сжатого холодного топлива. В случае цилиндрической мишени модель имеет аналогичную схему [14]. Для простоты рассматривают случай бесконечного удержания плазмы, когда можно не учитывать её гидродинамический разлёт. Нагрев осуществляется продуктами $D-T$ -реакции, в основном, α -частицами. Охлаждение происходит за счёт радиационных потерь, электронной и ионной теплопроводности. Сжатие мишени в магнитном поле приводит к существенному увеличению энергии, передаваемой α -частицами плазме за счёт эффекта замагничивания продуктов термоядерной реакции. Также уменьшаются потери, связанные с теплопроводностью плазмы.

В соответствии с [14-17] для такой модели рассматривают уравнение теплового баланса, которое в приближении бесконечного удержания имеет вид:

$$q_{мя} = q_{ми} + q_m \quad [\text{эрг см}^{-3} \text{ с}^{-1}],$$

где удельная мощность термоядерного нагрева топлива α -частицами

$$q_{мя} = 8.18 \cdot 10^{40} \cdot \rho^2 \cdot \langle \sigma v \rangle \cdot f_\alpha,$$

удельная мощность тепловых потерь от тормозного излучения

$$q_{ми} = 3.11 \cdot 10^{23} \cdot \rho^2 \cdot T^{\frac{1}{2}},$$

удельная мощность потерь из-за теплопроводности

$$q_m = \frac{3 \cdot (k_e + k_i) \cdot T}{R^2},$$

Здесь $\langle \sigma v \rangle$ – скорость термоядерных реакций [$\text{см}^3/\text{с}$], f_α – доля энергии α -частиц, которая идёт на нагрев топлива, T – температура [кэВ], k_e , k_i – коэффициенты электронной и ионной теплопроводности (коэффициенты Брагинского [18]) [$\text{эрг} \cdot (\text{кэВ} \cdot \text{см} \cdot \text{с})^{-1}$].

В тепловом балансе не учтен такой источник термоядерного нагрева, как высокоэнергетические нейтроны, а также потери на синхротронное излучение. Однако, для интересующих нас параметров плазмы ($0.001 < \rho R < 1$ г/см²; $T < 100$ кэВ; напряженность магнитного поля $B < 500$ МГс) их вклады в тепловой баланс пренебрежимо малы.

Для расчета скоростей основных термоядерных реакций использована разработанная сотрудниками нашего университета простая и достаточно точная зависимость [19].

2. Вычисление доли энергии α -частиц, передаваемой плазме

Для вычисления доли энергии, передаваемой плазме α -частицами сферической мишени была применена аппроксимационная формула из работы [20]:

$$f_\alpha = \begin{cases} \left[\frac{3}{2} + \frac{71}{40} \left(1 + \frac{\omega}{\omega_B}\right)^{-1} \right] \tau - \left[\frac{4}{5} + \frac{27}{10} \left(1 + \frac{\omega}{\omega_B}\right)^{-1} \right] \tau^2, & \tau \leq \frac{1}{2}; \\ 1 - \left[\frac{9}{40} - \frac{17}{160} \left(1 + \frac{\omega}{\omega_B}\right)^{-1} \right] \frac{1}{\tau}, & \tau \geq \frac{1}{2}. \end{cases}$$

Где $\omega = |a|/v$, a – скорость торможения α -частиц на электронах плазмы [$\text{см}/\text{с}$], v – скорость движения α -частиц [$\text{см}/\text{с}$]; ω_B – ларморовская частота α -частиц [с^{-1}], $\tau = R/\lambda_0$, λ_0 – длина

замедления α -частиц за счет кулоновского торможения [см]. Следует заметить, что ряд допущений, примененных при выводе этой формулы, устанавливает ограничения на температуру плазмы: $T < 15-20$ кэВ.

Согласно [14] формула для f_α в случае цилиндрической мишени выглядит так:

$$f_\alpha = \frac{x_\alpha + x_\alpha^2}{1 + \frac{13}{9}x_\alpha + x_\alpha^2}, \quad x_\alpha = \frac{8}{3} \left(\bar{R} + \frac{b^2}{\sqrt{9b^2 + 1000}} \right),$$

где $\bar{R} = R/l_\alpha$, l_α – длина замедления α -частиц за счет кулоновского торможения [см], $b = R \cdot \omega_\alpha / v_0$, ω_α , v_0 – ларморовская частота α -частиц [с⁻¹] и их скорость при рождении v_0 [см/с].

По данным формулам построены зависимости f_α от размеров мишени и величины магнитного поля (см. рис. 2, 3). По оси абсцисс отложены значения произведения BR [Гс·см]. Около каждой кривой приведены величины оптической толщины сжатого топлива ρR [г/см²].

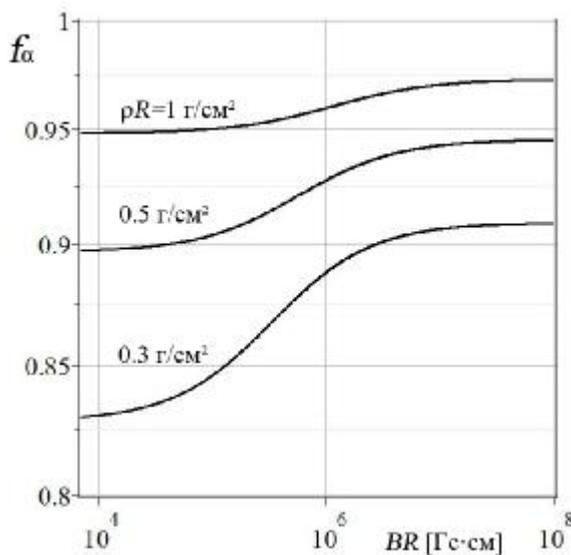


Рис. 2. Зависимость доли энергии α -частиц f_α , передаваемой плазме, от значений BR

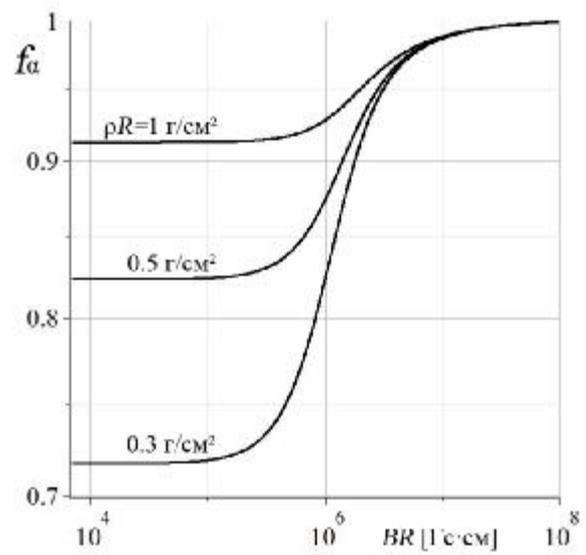


Рис. 3. То же, что и на рис. 2, для цилиндрической мишени. На кривых приведены величины оптической толщины сжатого топлива

Присутствие затравочного магнитного поля приводит к смягчению требований на величину произведения плотности на радиус плазмы ρR . Видно, что цилиндрические мишени способны обеспечить больший вклад α -частиц в термоядерную мощность при относительно малых значениях ρR в случае достаточно сильных магнитных полей.

3. Диаграммы в координатах ρR (T)

Положение границ зажигания вблизи момента максимального сжатия сферической и цилиндрической мишеней в зависимости от величины магнитного поля представлены на рис. 4 и 5 соответственно. По оси абсцисс отложены значения произведения ρR , по оси ординат – его температуры T . Около каждой кривой приведены величины параметра B/ρ .

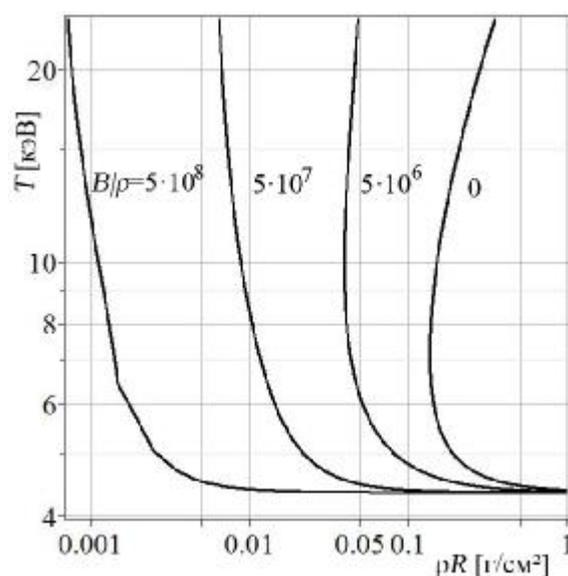
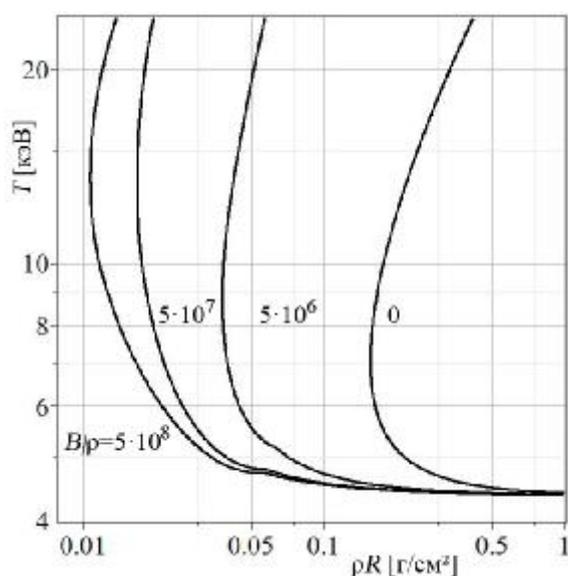


Рис. 4. Зависимость температуры T D - T топлива от оптической толщины сжатого горючего ρR вблизи момента максимального сжатия сферической мишени при различных величинах магнитного поля

Рис. 5. То же, что и на рис. 4, для цилиндрической мишени. На кривых приведены величины параметра B/ρ [Гс·см³/г]

Использование магнитного поля позволяет уменьшить пороговое значение оптической толщины сжатого топлива ρR на 1-2 порядка. Это значит, что начальная энергия термоядерной искры, которая пропорциональна $(\rho R)^3$, может быть значительно уменьшена, что существенно снижает требования к внешним источникам энергии – драйверам. Мишени цилиндрической формы лучше подходят для задач МИТС, поскольку они дают больший выигрыш по параметру ρR при тех же величинах напряженности магнитного поля.

На рис. 6 и 7 показаны результаты расчета условий зажигания и горения (“магнитно-инерциальный” критерий Лоусона) плазменной мишени во внешнем магнитном поле в

зависимости от параметра BR . Это другой вид диаграмм в координатах $(T, \rho R)$. Здесь в качестве параметра кривой выбрано произведение напряженности магнитного поля на радиус плазмы BR . Его значения приведены рядом с каждой границей зажигания.

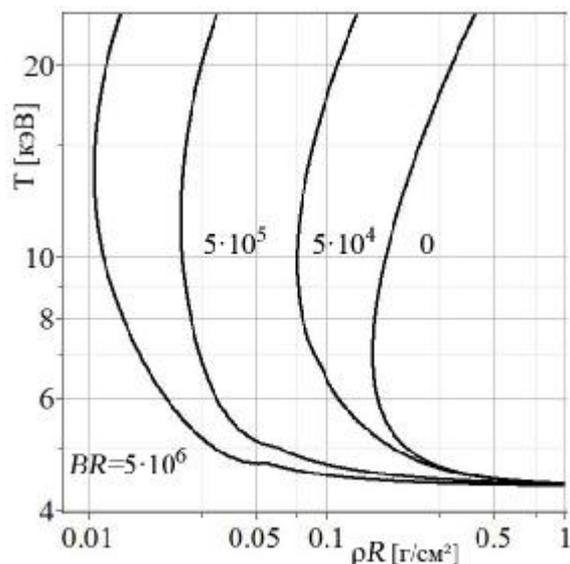


Рис. 6. Кривые $(T, \rho R)$ для сферической мишени в зависимости от произведения напряженности магнитного поля на радиус плазмы BR

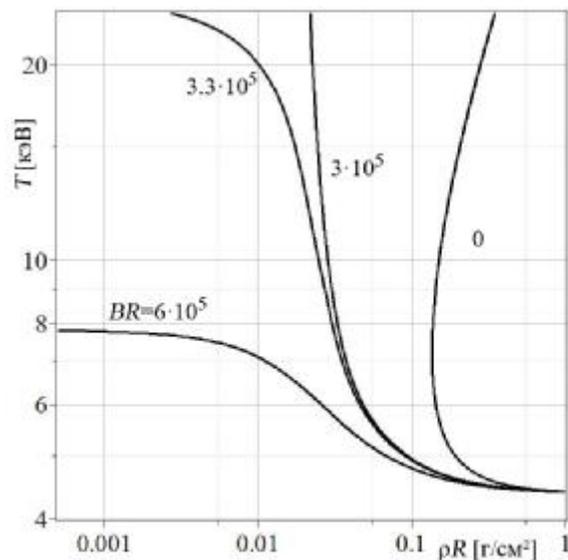


Рис. 7. То же, что и на рис. 6, для цилиндрической мишени. На кривых приведены величины параметра BR [Гс·см]

4. Магнитно-инерциальные критерии зажигания D-T мишени

Критерий зажигания D-T мишени в режиме инерциального термоядерного синтеза хорошо известен [14-16]:

$$\begin{cases} T = 5 - 7 \text{ кэВ} \\ \rho R \geq 0.2 \text{ г/см}^2. \end{cases}$$

На рис. 4-6 ему соответствуют нижние границы зажигания в случае $B=0$.

Из анализа этих диаграмм можно записать следующие критерии зажигания сферической мишени в условиях МИТС:

$$\begin{cases} T \geq 9 \text{ кэВ} \\ \rho R \geq 0.05 \text{ г/см}^2 \\ BR \geq 10^5 \text{ Гс} \cdot \text{см}. \end{cases}$$

И, соответственно, цилиндрической мишени:

$$\begin{cases} T \geq 6 \text{ кэВ} \\ BR \geq 8.5 \cdot 10^5 \text{ Гс} \cdot \text{см} . \end{cases}$$

Заключение

В данной работе авторами исследовано сжатие мишеней, типичных для традиционного инерциального термоядерного синтеза (ИТС), но находящихся в сильном магнитном поле. Проведен анализ параметра ρR и произведения напряженности магнитного поля на радиус плазмы BR в момент максимального сжатия плазмы. Представлено сравнение доли энергии, передаваемой альфа-частицами плазме, по разным формулам и в зависимости от геометрии мишени. Показано, что при определенных условиях “инерциальный” критерий Лоусона может быть уменьшен для систем магнитно-инерциального термоядерного синтеза (МИТС). Также было выяснено, что мишени цилиндрической формы позволяют добиться лучших условий зажигания по сравнению с мишенями сферической формы при тех же величинах напряженности внешнего магнитного поля. Это объясняют их способностью обеспечить большой вклад α -частиц в термоядерную мощность при относительно малых значениях ρR в случае достаточно сильных магнитных полей.

Всё это позволяет надеяться на то, что магнитно-инерциальный подход позволит решить значительно более сложную задачу зажигания D - ^3He топлива, к которому существует большой практический интерес [21, 22]. Малая наведенная радиоактивность, характерная для такой безнейтронной реакции, позволит обеспечить большой срок эксплуатации термоядерного реактора.

Список цитированных источников

1. Рыжков С.В. Численное моделирование отдельных теплофизических параметров магнитно-инерциальной плазмы [Электронный ресурс] / С.В. Рыжков, М.М. Симонов // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. – 2011. – Т. 11. – Режим доступа: http://chemphys.edu.ru/media/files/2011-02-01-023_Ryzhkov_Simonov.pdf (31.05.12)
2. Ryzhkov S.V. The behavior of a magnetized plasma under the action of laser with high pulse energy // Problems of Atomic Science and Technology. Series “Plasma Electronics and New Methods of Acceleration”. – 2010, – №4(7). – P.105-110.
3. Костюков И.Ю. Магнитно-инерциальный термоядерный синтез с лазерным обжатием замагниченной сферической мишени / И.Ю. Костюков, С.В. Рыжков // Прикладная физика. – 2011. – №1. – С.65-72.
4. Kuzenov V.V. Developing the numerical model for studying laser-compression of magnetized plasmas / V.V. Kuzenov, S.V. Ryzhkov // Acta Technica. – 2011. – V. 56. – P. 454-467.

5. Chirkov A.Yu. The Plasma jet/laser driven compression of compact plasmoids to fusion conditions / A.Yu. Chirkov, S.V. Ryzhkov // *Journal of Fusion Energy*. – 2012. – V. 31 (1). – P. 7-12.
6. Куртмуллаев Р.Х. Компактный тор / Р.Х. Куртмуллаев, А.И. Малютин, В.Н. Семенов // *Итоги науки и техники. Физика плазмы*. – М.: ВИНТИ, 1985. – Т. 7. – С. 80-135.
7. Ryzhkov S.V. Modeling of plasma physics in the fusion reactor based on a field-reversed configuration // *Fusion Science and Technology*. – 2009. – V. 55 (2T). – P. 157–161.
8. Рыжков С.В. Исследование физики нелинейных процессов системы “компактный тор” [Электронный ресурс] // *Физико-химическая кинетика в газовой динамике*. – 2010. – Т.9. – Режим доступа: <http://www.chemphys.edu.ru/pdf/2010-01-12-018.pdf>. (31.05.12)
9. Steinhauer L.C. Review of field-reversed configurations // *Phys. Plasmas*. – 2011. – V. 18. – P. 070501-38.
10. Ryzhkov S.V. Features of formation, confinement and stability of the field reversed configuration // *Problems of Atomic Science and Technology. Series: Plasma Physics*. – 2002. – № 4 (7). – P. 73-75.
11. Ryzhkov S.V. Progress in an alternate confinement system called a FRC / S.V. Ryzhkov, V.I. Khvesyuk, A.A. Ivanov // *Fusion Science and Technology*. – 2003. – V. 43 (1T). – P. 304–308.
12. Рыжков С.В. Обращенная магнитная конфигурация и приложения высокотемпературной плазмы FRC // *Прикладная физика*. – 2010. – № 1. – С. 47–54.
13. Кнопфель Г. Сверхсильные импульсные магнитные поля: пер. с англ. / Ф. А. Николаева, Ю.П. Свириденко. – М.: Мир, 1972.
14. Basko M. M. Ignition conditions for magnetized target fusion in cylindrical geometry / M. M. Basko, A. J. Kemp, J. Meyer-ter-Vehn // *Nuclear Fusion*. – 2000. – V. 40. – P. 59-68.
15. Баско М. М. Физические основы инерциального термоядерного синтеза. – М.: МИФИ, 2009. – 176 с.
16. Pfalzner S. *An Introduction to Inertial Confinement Fusion*. New York : Taylor & Francis/CRC Press, 2006. – 232 с.
17. Рыжков С.В. Моделирование условий зажигания замагниченной сферической мишени инерциального синтеза. / С.В. Рыжков, В.В. Шумаев // *Материалы IX Международной конференции по неравновесным процессам в соплах и струях (NPNJ'2012)*. – М.: МАИ-ПРИНТ, 2012.
18. Брагинский С.И. Явления переноса в плазме // *Вопросы теории плазмы*. – М.: Госатомиздат, 1963. – Вып. 1. – С. 183-272.
19. Карбушев Д.Н. Об улучшенных аналитических зависимостях для скоростей энерговыделения и сечений реакций синтеза [Электронный ресурс] / Д.Н. Карбушев, С.В. Рыжков, М.К. Тройник // *Наука и Образование*. – 2009. – Т. 4. – Режим доступа: <http://technomag.edu.ru/doc/117768.html>. (31.05.12)

20. Гуськов С.Ю. Перенос энергии α -частицами в лазерной плазме, помещенной в магнитное поле / С.Ю. Гуськов, В.Б. Розанов, Л.Е. Требулева // Квантовая электроника. – 1984. – Т. 11. – С. 1575-1581.
21. Khvesyuk V.I. D-³He field reversed configuration fusion power plant / V.I. Khvesyuk, S.V. Ryzhkov, J.F. Santarius, G.A. Emmert, C.N. Nguyen, L.C. Steinhauer // Fusion Technology. – 2001. – V. 39 (1T). – P. 410–413.
22. Ryzhkov S.V. Helium-3 - based fusion plasma // Problems of Atomic Science and Technology. Series: Plasma Physics. – 2008. – № 6 (14). – P. 61–63.