

ПОИСК НЕЙТРИННЫХ ВСПЫШЕК НА БАКСАНСКОМ ПОДЗЕМНОМ СЦИНТИЛЛЯЦИОННОМ ТЕЛЕСКОПЕ

*Р. В. Новосельцева*¹, *М. М. Болиев*¹, *В. И. Волченко*¹,
*Г. В. Волченко*¹, *И. М. Дзапарова*^{1,2}, *М. М. Кочкаров*¹,
*А. Н. Куреня*¹, *Ю. Ф. Новосельцев*^{1,*}, *В. Б. Петков*^{1,2},
*А. Ф. Янин*¹

¹ Институт ядерных исследований РАН, Москва

² Институт астрономии РАН, Москва

Баксанский подземный сцинтилляционный телескоп работает по программе поиска нейтринных вспышек с середины 1980 г. В качестве мишени используются две части установки с суммарной массой 240 т. За период с 30 июня 1980 г. по 31 декабря 2016 г. чистое время наблюдения составило 31,27 лет. За это время не было зарегистрировано ни одного события-кандидата на нейтринную вспышку. Это приводит к значению верхней границы средней частоты гравитационных коллапсов звезд в Галактике $0,074 \text{ год}^{-1}$ на 90%-м доверительном уровне.

The Baksan Underground Scintillation Telescope has been operating under the program of search for neutrino bursts since the mid-1980. As the target, we use two parts of the facility with the total mass of 240 t. Over the period of June 30, 1980 to December 31, 2016, the actual observational time is 31.27 y. No candidate for the stellar core collapse has been detected during the observation period. An upper bound of the mean frequency of core collapse supernovae in our Galaxy is 0.074 y^{-1} (90% CL).

PACS: 14.60.Lm; 97.60.Bw

ВВЕДЕНИЕ

Детектирование нейтрино от сверхновой SN1987A явилось экспериментальным подтверждением крайне важной роли нейтрино в процессе взрыва массивных звезд (рождения сверхновых (СН)), как было предположено более 50 лет назад [1–3].

*E-mail: novoseltsev@inr.ru

Благодаря большой проникающей способности нейтрино несут информацию о физических условиях в ядре звезды в момент гравитационного коллапса. SN1987A стала ближайшей сверхновой за последние несколько сотен лет, что позволило наблюдать процесс рождения СН с беспрецедентной детальностью, начиная с самых ранних моментов излучения. Впервые представилась возможность сравнить основные параметры существующей теории — полную энергию излучения, температуру нейтрино и длительность нейтринной вспышки — с экспериментально найденными значениями [4, 5].

Событие SN1987A продемонстрировало существенные отклонения от сферической симметрии. Это означает, что феномен СН — многомерный процесс, для понимания которого требуется трехмерное (3D) моделирование. Потребовалось более 20 лет (с середины 1990-х гг.), чтобы преодолеть все сложности многомерного переноса нейтрино, и лишь недавно стало возможно проведение первых 3D-моделирований эволюции исходной звезды.

Так как нейтрино уносят почти всю ($> 99\%$) гравитационную энергию связи коллапсирующего ядра звезды, детектирование нейтринной вспышки несет важнейшую экспериментальную информацию о феномене СН, которая должна быть использована для проверки наших представлений о механизме взрыва СН.

Поскольку свет (и вообще электромагнитное излучение) может быть частично или полностью поглощен пылью в галактической плоскости, наиболее подходящим инструментом для обнаружения сверхновых с коллапсом ядра являются большие нейтринные детекторы. В последние десятилетия поиск нейтринных всплесков вели несколько таких детекторов: Баксанский подземный сцинтилляционный телескоп [6, 7], Super-Kamiokande [8], MACRO [9], LVD [10], AMANDA [11], SNO [12]. В настоящее время новое поколение детекторов, которые способны более эффективно регистрировать нейтринную вспышку от СН, добавилось к установкам, перечисленным выше, — это IceCube [13], Borexino [14], KamLAND [15] и некоторые др.

Реализация 3D-моделирования эволюции массивных звезд на конечной стадии их жизни позволяет предсказать новые явления, сопровождающие взрыв СН. В частности, было обнаружено явление самоподдерживающейся асимметрии излучения лептонного числа (LESA — lepton number self-sustained asymmetry) [16]. Это означает, что наблюдаемый поток нейтрино зависит от положения наблюдателя. Также стало понятно, что исходный поток нейтрино зависит от сценария осцилляций. Таким образом, задача восстановления исходного потока нейтрино от СН оказывается более сложной, чем представлялась до события SN1987A.

Баксанский подземный сцинтилляционный телескоп (БПСТ) [17] является многоцелевым детектором, предназначенным для широкого диапазона исследований в области физики космических лучей и элементарных частиц. Физические эксперименты были начаты в 1978 г. С тех пор параметры сцин-

тилляционных счетчиков и система сбора информации непрерывно улучшались. Одной из текущих задач является поиск нейтринных вспышек. По программе поиска нейтринных вспышек установка работает почти непрерывно с середины 1980 г. Полное время наблюдений за Галактикой составляет 90 % календарного времени.

МЕТОД ДЕТЕКТИРОВАНИЯ НЕЙТРИННОЙ ВСПЫШКИ

БПСТ состоит из 3184 стандартных сцинтилляционных счетчиков, которые расположены на четырех горизонтальных и четырех вертикальных плоскостях установки. Полная масса сцинтиллятора составляет 330 т; масса, заключенная в трех нижних горизонтальных слоях (1200 счетчиков), — 130 т. Большинство событий, которые БПСТ будет регистрировать от взрыва СН, представляют собой реакции обратного бета-распада

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+. \quad (1)$$

Если средняя энергия антинейтрино $E_{\nu_e} = 12\text{--}15$ МэВ [18, 19], то пробег e^+ (рожденного в реакции (1)) будет заключен, как правило, в объеме одного счетчика. В таком случае сигнал от СН будет проявляться как серия событий, когда на установке срабатывает только один счетчик (один и только один счетчик из 3184; ниже будем называть такие события одиночными). Таким образом, поиск нейтринной вспышки заключается в регистрации кластера (группы) одиночных событий в течение временного интервала $\tau = 20$ с (согласно современным моделям длительность нейтринной вспышки от СН не превышает 20 с).

Ожидаемое число событий от реакций (1) в течение времени Δt от начала коллапса ядра можно представить как

$$N_{\text{ev}}^{\text{H}} = N_{\text{H}} \int_0^{\Delta t} dt \int_0^{\infty} dE F(E, t) \sigma(E) \eta(E), \quad (2)$$

где N_{H} — число свободных протонов в мишени; F — поток электронных антинейтрино; $\sigma(E)$ — сечение реакции (1); $\eta(E)$ — эффективность детектирования; символ Н обозначает то, что мишенью является водород сцинтиллятора.

Для СН на расстоянии 10 кпс при полной энергии, излучаемой в нейтринно, $3 \cdot 10^{53}$ эрг и массе мишени 130 т (три нижние горизонтальные плоскости) получим (мы предположили, что температура антинейтрино $k_B T = 3,5$ МэВ)

$$N_{\text{ev}}^{\text{H}} \simeq 35. \quad (3)$$

Осцилляции нейтрино, конечно, повлияют на этот результат. В последние годы, однако, стало понятно, что ожидаемый нейтринный сигнал сильно зависит от сценария осцилляций (см., например, [16, 20–22]). В отсутствие надежных количественных предсказаний трудно оценить влияние осцилляций на потоки ν_e и $\bar{\nu}_e$, достигающие Земли. Поэтому не будем обсуждать эффекты нейтринных осцилляций в этой работе.

Фоновыми событиями для задачи поиска нейтринных вспышек являются:

- 1) радиоактивность,
- 2) мюоны космических лучей, если траектория мюона такова, что срабатывает только один счетчик из 3184.

Полная скорость счета от фоновых событий (усредненная за 2001–2016 гг.) равна $f_1 = 0,0207 \text{ с}^{-1}$ для трех нижних горизонтальных слоев БПСТ (1200 счетчиков) и $\simeq 1,5 \text{ с}^{-1}$ для внешних слоев. Поэтому в качестве мишени используются три нижних горизонтальных слоя счетчиков. Ниже этот массив счетчиков будем называть детектором D1.

Фоновые события могут имитировать ожидаемый сигнал (k одиночных событий внутри скользящего временного интервала τ) со скоростью

$$p(k) = f_1 \exp(-f_1 \tau) \frac{(f_1 \tau)^{k-1}}{(k-1)!}. \quad (4)$$

На рис. 1 представлено сравнение обработанных экспериментальных данных (одиночных событий за 2001–2016 гг., $T_{\text{actual}} = 13,67$ лет) с ожидаемым распределением (4), вычисленным при $f_1 = 0,0207 \text{ с}^{-1}$. Отметим, что на рис. 1 нет никакой нормировки.

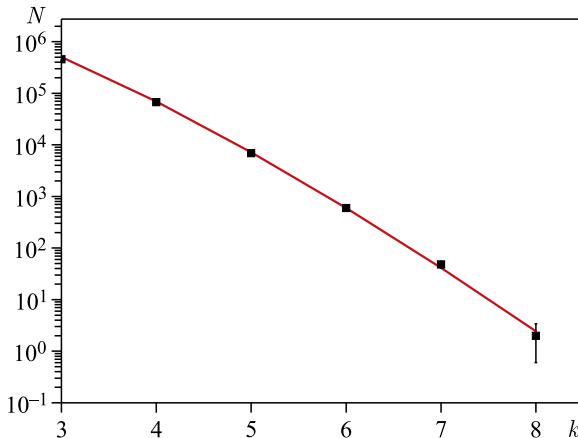


Рис. 1. Число кластеров, содержащих k одиночных событий в интервале $\tau = 20$ с: квадраты — экспериментальные данные; кривая — ожидаемое распределение согласно выражению (4)

Из выражения (4) следует, что фоновые события создают кластер из восьми одиночных событий со скоростью $0,178 \text{ год}^{-1}$. За $T_{\text{actual}} = 13,67$ лет ожидается 2,44 события, что мы и наблюдаем в эксперименте (два события). Скорость «образования» кластеров из девяти фоновых событий равна $9,2 \cdot 10^{-3}$ в год, поэтому кластеры с $k \geq k_{\text{th}} = 9$ следует рассматривать как события, которые не могут быть созданы фоном и, следовательно, являются кандидатами на регистрацию нейтринной вспышки. Отметим, что за все время наблюдения на БПСТ кластеров с $k \geq 9$ обнаружено не было.

Два независимых детектора. Из выражения (3) следует, что для поиска нейтринной вспышки от СН «радиус чувствительности» БПСТ составляет $R_s \simeq 20$ кпс. Чтобы увеличить радиус чувствительности, мы используем те части внешних сцинтилляционных слоев, которые имеют относительно низкий темп счета одиночных событий. Полное число счетчиков в этих частях внешних слоев 1012 (масса сцинтиллятора 110 т). Ниже этот массив счетчиков будем называть детектором D2, темп счета одиночных событий в D2 равен $f_2 = 0,12 \text{ с}^{-1}$. Стабильность работы и скорость счета одиночных событий в детекторах D1 и D2 показаны на рис. 2. Совместная работа детекторов D1 и D2 позволяет уменьшить порог по числу событий в кластерах в D1 ($k_{\text{th}} = 9$) и, следовательно, увеличить R_s .

Мы используем следующий алгоритм: в случае детектирования в детекторе D1 кластера с множественностью $k_1 \geq 6$ мы проверяем число одиночных событий k_2 в 10-секундном временном окне в детекторе D2. Начало этого окна совпадает с началом кластера в D1. Отношение масс детекторов D2 и D1 составляет $1012/1200 = 0,843$ и означает, что (в случае реальной нейтринной вспышки) для среднего числа нейтринных событий $k_1 = 6$,

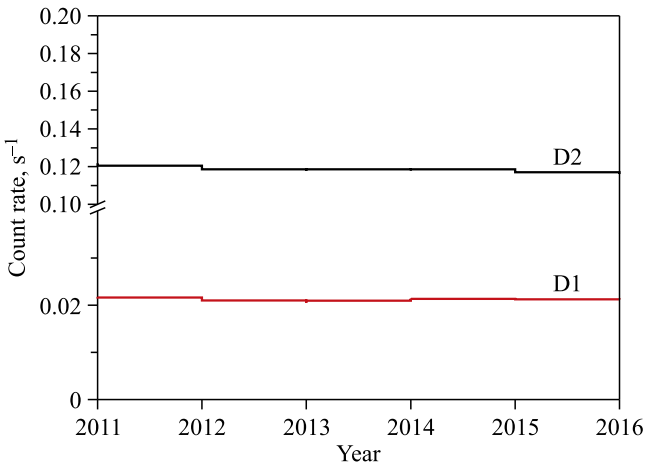


Рис. 2. Скорость счета одиночных событий в детекторах D1 и D2 за 2011–2016 гг.

зарегистрированных в D1, среднее число нейтринных событий в D2 будет $\overline{k_2} = 6 \times 0,843 \times 0,8 = 4,05$ (мы предполагаем, что в 10-секундное окно в D2 попадает 80 % нейтринных событий от того числа, которое попадает в 20-секундное окно). Так как фон добавляет $f_2 \times 10 \text{ с} = 1,2$ события, окончательно получаем $\overline{k_2}(\overline{k_1} = 6) = 4,05 + 1,2 = 5,25$.

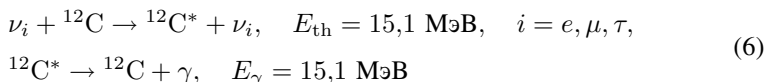
Детекторы D1 и D2 независимы, поэтому вероятность имитации фоном события, когда в D1 наблюдается кластер с множественностью k_1 и одновременно в D2 кластер с множественностью k_2 , равна произведению соответствующих вероятностей:

$$P(k_1, k_2) = P_1(k_1) \times P_2(k_2), \quad (5)$$

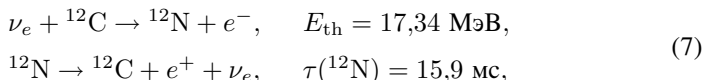
где P_1 определяется согласно (4), а P_2 есть распределение Пуассона для $f_2 = 0,12 \text{ с}^{-1}$ и длительности временного окна $\tau_2 = 10 \text{ с}$. В частности, мы получаем $P(6, 5) = 0,23 \text{ год}^{-1}$, $P(6, 6) = 0,045 \text{ год}^{-1}$. Поэтому события с $k_1 \geq 6$, $k_2 \geq 6$ следует рассматривать в качестве кандидатов на детектирование нейтринной вспышки, так как средние значения k_1 и k_2 существенно превышены в двух независимых детекторах одновременно и вероятность имитации такого события фоном очень мала.

Таким образом, совместная работа детекторов D1 и D2 позволяет уменьшить порог по множественности в кластерах в D1 с $k_{\text{th}} = 9$ до 6 и увеличить «радиус чувствительности» БПСТ до 23 кпс.

Реакции на ядрах углерода. Существуют модели, которые предсказывают, что средняя энергия нейтрино от СН может быть $\overline{E}_{\nu_e} = 30\text{--}40 \text{ МэВ}$ [23, 24]. В этом случае становятся эффективными реакции на углероде сцинтиллятора и БПСТ будет регистрировать не только электронные антинейтрино с помощью реакций (1), но и другие типы нейтрино:



и



где τ — время жизни ядра ${}^{12}\text{N}$.

Если средняя энергия нейтрино $\overline{E}_\nu = 30 \text{ МэВ}$, ожидаемое число событий от реакций (6) и (7) в обоих детекторах (D1 и D2) может быть оценено с помощью соотношений

$$N_{\text{ev}2}^{\text{C}} = 25\eta_2(E_\gamma = 15 \text{ МэВ}), \quad (8)$$

$$N_{\text{ev}3}^{\text{C}} = 46\eta_3(E_\nu = 30 \text{ МэВ}). \quad (9)$$

Радиационная длина для нашего сцинтиллятора равна 47 г/см^2 , поэтому $\eta_2 \approx 0,2-0,3$. В реакции (7) БПСТ может детектировать как e^- с энергией $(E_\nu - 17) \text{ МэВ}$, так и e^+ , если энерговыделение от этих частиц превышает 8 МэВ . В этом случае реакция (7) будет иметь отличительную сигнатуру: два одиночных события в интервале $1-50 \text{ мс}$ в одном и том же счетчике или рядом стоящих счетчиках (мертвое время БПСТ $\simeq 1 \text{ мс}$).

В реакции (7) сумма энергий $E_{e^+} + E_\nu$ равна $17,3 \text{ МэВ}$, поэтому $\eta_3 \approx 0,5-0,7$.

Отметим также, что если $\bar{E}_{\nu_e} = 30-40 \text{ МэВ}$, то заметный процент нейтринных событий будет вызывать срабатывание двух смежных детекторов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Баксанский подземный сцинтилляционный телескоп работает по программе поиска нейтринных вспышек с 30 июня 1980 г. В качестве мишени используются два независимых массива счетчиков — детекторы D1 и D2 (см. п. «Два независимых детектора») — с массами сцинтиллятора 130 и 110 т соответственно.

Фоновые события связаны: 1) с распадами космогенных изотопов, которые образуются при неупругом взаимодействии мюонов с углеродом сцинтиллятора и ядрами атомов окружающего вещества и 2) с атмосферными мюонами, которые проходят внешние плоскости установки без регистрации.

Метод детектирования нейтринной вспышки основан на одновременной регистрации 20-секундного кластера одиночных событий с множественностью $k_1 \geq 6$ в детекторе D1 и 10-секундного кластера с множественностью $k_2 \geq 6$ в детекторе D2.

«Радиус чувствительности» БПСТ для поиска нейтринной вспышки от СН составляет $\simeq 23 \text{ кпс}$. Эта область включает $\simeq 98 \%$ звезд нашей Галактики.

За период с 30 июня 1980 г. по 31 декабря 2016 г. чистое время наблюдения составило $31,27 \text{ лет}$ [6, 25]. Это наибольшее время наблюдения за Галактикой на одной и той же установке. За это время ни одного события-кандидата на коллапс звездного ядра зарегистрировано не было. Это приводит к значению верхней границы средней частоты гравитационных коллапсов в Галактике

$$f_{\text{col}} < 0,074 \text{ год}^{-1} \quad (10)$$

на 90%-м доверительном уровне. Недавние проведенные оценки скорости галактических сверхновых с коллапсом ядра дают значение $\simeq 2-5$ событий в столетие (см., например, [26]).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Gamow G., Shoenberg M.* The Possible Role of Neutrinos in Stellar Evolution // *Phys. Rev.* 1940. V. 58. P. 1117.
2. *Zeldovich Ya. B., Guseinov O. Kh.* Neutronization of Matter during Collapse and the Neutrino Spectrum // *Dokl. Akad. Nauk SSSR.* 1965. V. 162. P. 791.
3. *Colgate S. A., White R. H.* The Hydrodynamic Behavior of Supernovae Explosions // *Astrophys. J.* 1966. V. 143. P. 626.
4. *Loredo T. J., Lamb D. Q.* Bayesian Analysis of Neutrinos from Supernova SN1987A // *Phys. Rev. D.* 2002. V. 65. P. 063002.
5. *Pagliaroli G., Vissani F., Costantini M. L., Ianni A.* Improved Analysis of SN1987A Antineutrino Events // *Astropart. Phys.* 2009. V. 31. P. 163.
6. *Alekseev E. N., Alekseeva L. N., Volchenko V. I., Zakidyshev V. N., Korotkii G. D., Metlinskii N. A., Poddubny'i V. Ya., Reutov A. Yu., Chudakov A. E., Yanin A. F.* Upper Bound on the Collapse Rate of Massive Stars in the Milky Way Given by Neutrino Observations with the Baksan Underground Telescope // *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* 1993. V. 104. P. 2897.
7. *Novoseltseva R. V., Boliev M. M., Dzaparova I. M., Kochkarov M. M., Mikheyev S. P., Novoseltsev Yu. F., Petkov V. B., Striganov P. S., Volchenko V. I., Volchenko G. V., Yanin A. F.* The Search for Neutrino Bursts from Core Collapse Supernovae at the Baksan Underground Scintillation Telescope // *Proc. of the 31st ICRC. Lodz.* 2009.
8. *Ikeda M., Takeda A., Fukuda Y. et al. (Super-Kamiokande Collab.).* Search for Supernova Neutrino Bursts at Super-Kamiokande // *Astrophys. J.* 2007. V. 669. P. 519.
9. *Ambrosio M. et al. (MACRO Collab.).* Search for Stellar Gravitational Collapses with the MACRO Detector // *Eur. Phys. J. C.* 2004. V. 37. P. 265.
10. *Aglietta M. et al. (LVD Collab.).* The Most Powerful Scintillator Supernovae Detector: LVD // *Nuovo Cim. A.* 1992. V. 105. P. 1793.
11. *Ahrens J. et al. (AMANDA Collab.).* Search for Supernova Neutrino Bursts with the AMANDA Detector // *Astropart. Phys.* 2002. V. 16. P. 345.
12. *Aharmim B., Ahmed S. N., Anthony A. E., Barros N., Beier E. W., Bellerive A., Beltran B., Bergevin M., Biller S. D., Boudjemline K.* Low Multiplicity Burst Search at the Sudbury Neutrino Observatory // *Astrophys. J.* 2011. V. 728. P. 83.
13. *Lund T., Marek A., Lunardini C., Janka H.-T., Raffelt G.* Fast Time Variations of Supernova Neutrino Fluxes and Their Detectability // *Phys. Rev. D.* 2010. V. 82. P. 063007.
14. *Bellini G. et al. (Borexino Collab.).* First Real Time Detection of ${}^7\text{Be}$ Solar Neutrinos by Borexino // *Phys. Lett. B.* 2007. V. 658, No. 4. P. 101.
15. *Eguchi K. et al. (KamLAND Collab.).* First Results from KamLAND: Evidence for Reactor Antineutrino Disappearance // *Phys. Rev. Lett.* 2003. V. 90. P. 021802.
16. *Tamborra I., Raffelt G., Hanke F., Janka H.-T., Muller B.* Neutrino Emission Characteristics and Detection Opportunities Based on Three-Dimensional Supernova Simulations // *Phys. Rev. D.* 2014. V. 90. P. 045032; arXiv: 1406.0006. 2014.

17. *Alexeyev E. N., Alexeyenko V. V., Andreyev Yu. M., Bakatanov V. N., Butkevich A. V., Chudakov A. E., Galperin M. D., Gitelson A. A., Gurentsov V. I., Danshin A. E., Dogujaev V. A., Dadikin V. L., Elensky Ya. S., Kozyarivsky V. A., Kogai I. M. et al.* Baksan Underground Scintillation Telescope // Proc. of the 16th ICRC, Kyoto. 1979. V. 10. P. 276.
18. *Imshennik V. S., Nadezhin D. K.* Final Stages of Star Evolution and Supernova Explosions // Itogi Nauki Tekh. Ser. Astron. 1982. V. 21. P. 63.
19. *Hillebrandt W., Hofflich P.* The Supernova 1987A in the Large Magellanic Cloud // Rep. Prog. Phys. 1989. V. 52. P. 1421.
20. *Pantaleone J.* Neutrino Oscillations at High Densities // Phys. Lett. B. 1992. V. 287. P. 128.
21. *Sawyer R. F.* Speed-Up of Neutrino Transformations in a Supernova Environment // Phys. Rev. D. 2005. V. 72. P. 045003.
22. *Duan H., Fuller G. M., Carlson J., Qian Y.-Z.* Simulation of Coherent Non-Linear Neutrino Flavor Transformation in the Supernova Environment: I. Correlated Neutrino Trajectories // Phys. Rev. D. 2006. V. 74. P. 105014.
23. *Imshennik V. S.* Explosion Mechanism in Supernovae Collapse // Space Sci. Rev. 1995. V. 74. P. 325.
24. *Bajkov V., Suslin V. M., Chechetkin V. M., Bychkov V., Stenflo L.* Radiation of a Neutrino Mechanism for Type II Supernovae // Russ. Astron. J. 2007. V. 84, No. 4. P. 308.
25. *Novoseltseva R. V., Boliev M. M., Vereshkov G. M., Volchenko V. I., Volchenko G. V., Dzaparova I. M., Kochkarov M. M., Kostyuk M. G., Novoseltsev Yu. F., Petkov V. B., Striganov P. S., Yanin A. F.* The Search for Neutrino Bursts from Collapsing Core Supernovae at the Baksan Underground Scintillation Telescope // Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. 2011. V. 75. P. 419.
26. *Adams S. M., Kochanek C. S., Beacom J. F., Vagins M. R., Stanek K. Z.* Observing the Next Galactic Supernova // Astrophys. J. 2013. V. 778. P. 164.