



# Beynəlxalq Konfrans "Fizika-2005" International Conference "Fizika-2005" Международная Конференция "Fizika-2005"

7 - 9  
iyun  
June 2005  
Июнь

№7  
səhifə  
page 40-44  
стр.

Bakı, Azərbaycan

Baku, Azerbaijan

Баку, Азербайджан

## ФУНКЦИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ НА УДАРНЫХ ВОЛНАХ ОСТАТКОВ СВЕРХНОВЫХ

АСВАРОВ А.И., КАСУМОВ Ф.К., НОВРУЗОВА Х.И.

*Институт Физики НАН Азербайджана  
asvarov@physics.ab.az; astro@physics.ab.az*

Информация о космических объектах получают через различные части электромагнитного спектра. Практически все виды излучения дает электронный компонент космической плазмы. По этой причине знание функции распределения электронов является очень важной проблемой астрофизики. В данной работе эта задача рассматривается в применении к ударным волнам остатков сверхновых. Рассматривается возможность установления немаксвелловских тепловых распределений электронов на фронтах ударных волн молодых остатков сверхновых. В частности, в рамках такой идеи объясняется степенной рентгеновский спектр остатка сверхновой 1006 года

### ВВЕДЕНИЕ

Остаток сверхновой (ОСН) представляет собой ударные волны в межзвездной среде (МЗС), вызванный взрывом звезды. Эти объекты представляют большой интерес, как для астрономии, так и для физики. Понимание их природы зависит от уровня развития таких областей физики как физика плазмы, теория турбулентности, атомная физика. Дело в том, что ОСН являются источниками излучения во всех диапазонах электромагнитного излучения от метровых радио волн до сверхжесткого гамма-излучения.

Важно отметить, что почти всю наблюдательную информацию об ОСН дает электронная компонента плазмы. Нагретой ударной волной электроны излучает в рентгеновском диапазоне через тормозной механизм, а при энергиях 1-100 ГэВ электроны дают радиоизлучение синхротронной природы или же комптоновское гамма излучение. Большинство ОСН излучает в инфракрасном диапазоне. И здесь электроны играют важную роль в нагреве космической пыли, источника инфракрасного излучения в ОСН.

Из сказанного следует, что для правильной интерпретации наблюдательных данных очень важно знать функцию распределение электронов по энергиям. Теоретическое решение этой проблемы пока весьма затруднительно из-за отсутствия теории сильной турбулентности. В данной работе мы рассматриваем эту задачу с учетом последних наблюдательных данных об ОСН.

Известно, что ударные волны в стандартной галактической МЗС являются бесстолкновительными, хотя описываются обычными уравнениями гидродинамики. Микропроцессы, происходящие в таких ударных волнах, определяются коллективными плазменными явлениями. Частицы газа при прохождении через ударную волну нагревается согласно уравнению [1]

$$T = \frac{2(\gamma - 1)}{(\gamma + 1)^2} m V_s^2 = \frac{3}{16} m V_s^2 \quad (1)$$

где  $m$  масса частицы,  $V_s$  - скорость ударной волны, здесь и в дальнейшем температуры выражены в энергетических единицах,  $\gamma$  - показатель адиабаты, который обычно принимают равным 5/3. Учет генерации ускоренных частиц или магнитного поля может уменьшить эту величину. Как видим, после прохождения ударной волны различные по массам компоненты плазмы будут иметь разные температуры, причем протонная компонента будет иметь  $m_p / m_e \approx 1836$  раз большую температуру, чем электронная. Наблюдательно протонная компонента себя никак не проявляет. Но наблюдательный факт наличия на фронтах ударных волн резких скачков физических параметров, можно рассматривать как аргумент в пользу того, что соотношение (1) на самом деле выполняется.

Однако, в случае электронов проблема нагрева сложнее, чем для протонно-ядерной компоненты.

Согласно соотношению (1) температура электронов почти 2000 раз меньше чем температура ионов. Кроме того, тепловая скорость электронов в области перед волной при характерных для МЗС температурах  $\sim 10^4 - 10^6$  К составляет  $\sim 550-5500$  км/с, что сравнимо с величиной скорости УВ, т.е. электроны не «почувствуют» ударную волну. Такая картина будет происходить в рамках обычной гидродинамики, и в том случае, если не возбуждены плазменные неустойчивости за фронтом волны.

Нагретые на ударной волне электроны, при характерных для ОСН параметрах, способны излучать тормозным механизмом рентгеновское излучение в области энергий  $> 0.1$  кэв (фотоны меньших энергий сильно поглощаются в МЗС). Для старых ОСН рентгеновские спектры аппроксимируются максвелловскими тепловыми распределениями, но в случае молодых исторических ОСН, таких как Кассиопея А, Тихо, Кеплер, СН 1006, отсутствует однозначная интерпретация.

Имеется ряд теоретических работ, где рассматривался этот вопрос. Нагрев электронов на фронте сильной ударной волне исследовался в работах [2,3,3]. В ряде работ задачу решали численными способами. Результаты численного расчета, проведенного в работе [5] показывают, что на фронте квази-перпендикулярной УВ электроны скорее ускоряются, чем устанавливается максвелловское распределение с более высокой температурой. Физически этот результат легко объясним: для электронов из МЗС область фронта ударной волны является местом статического ускорения из-за сильной турбулентности, хотя сам разрыв для них не является существенным. Часто результатом статического ускорения становятся степенные функции распределения электронов (см. н-ер [6]). Реализация этой возможности в ОСН рассматривается в данной работе. Отметим, что к результатам работ, в которых используются методы теории слабой турбулентности, следует относиться с большой осторожностью.

## РЕЛЯТИВИСТСКИЕ ЭНЕРГИИ

Остатки СН являются источниками нетеплового радиоизлучения со спектральным индексом  $\alpha \approx 0.5$  ( $\alpha$  как степень в зависимости  $S_\nu \propto \nu^{-\alpha}$ , где  $S_\nu$  - поток радиоизлучения на частоте  $\nu$ ). Важно отметить, что обнаружение такого радиоизлучения служит одним из основных методов идентификации ОСН среди других объектов в космосе. Хорошо установлено, что источником радиоизлучения ОСН являются релятивистские электроны, распределенные также степенным законом

$$dN = K_e E^{-\gamma} dE \text{ электрон} / \text{см}^3 \quad (2)$$

Показатель этого спектра непосредственно связано с  $\alpha$  через  $\alpha = (\gamma - 1) / 2$ . К сожалению, радиоданные не позволяют определить величину  $K_e$ ,

так как из теории синхротронного излучения радио поток определяется при помощи формулы

$$S_\nu = a(\alpha) K_e H^{\alpha+1} \nu^{-\alpha} \quad (3)$$

где  $H$  - напряженность магнитного поля,  $a(\alpha)$ -коэффициент, зависящий только от  $\alpha$ .

Таким образом, по радиоданным можно установить величину произведения  $K_e H^{\alpha+1}$ , показатель спектра  $\gamma$ . Наблюдения ОСН обычно проводятся при частотах от 100 МГц до 20 ГГц и за это излучение ответственны электроны с энергиями в диапазоне 100 Мэв – 10 Гэв при характерных для МЗС магнитных полях. Таким образом, электронный спектр в оболочках ОСН в диапазоне энергий от десятков Мэв до десятков Гэв имеет степенной вид с постоянным показателем. Происхождение этого спектра можно объяснить при помощи механизма регулярного ускорения на фронтах ударных волн, предложенного впервые в работах [7,8,9]. Согласно этому механизму, некоторая доля наиболее энергичных частиц, диффундируя, многократно пересекает фронт ударной волны, причем каждый раз происходит встречное столкновение с неоднородностями потока и, тем самым, постоянно набирая энергию. Большим преимуществом этого механизма является предсказание универсального степенного спектра ускоренных частиц. Несмотря на интенсивное исследование этого механизма, остаются непонятыми ряд принципиальных моментов. Это, так называемое, проблема инжекции: начиная с каких энергий и какое количество частиц подвергается процессу ускорения. Решение этой задачи снова наталкивается на отсутствие теории движения плазмы при больших числах Маха. Если для тяжелых частиц этот механизм легко применяется, то для электронного компонента снова возникают серьезные проблемы из-за того, что при больших тепловых скоростях (из-за малости массы) для электронов фронт ударной волны перестает быть скачком параметров. Тем не менее, наблюдения показывают, что электроны на самом деле ускоряются механизмом диффузионного ускорения, так как средний показатель спектра функции распределения электронов в диапазоне энергий до  $\sim 10$  Гэв в ОСН очень хорошо согласуется с предсказанием этого механизма. Возникает вопрос, до каких энергий продолжается спектр (2) с постоянным показателем. Если бы спектр (2) продолжался до энергий электронов, способных излучать синхротронно в рентгеновском диапазоне  $\sim 5$  кэв ( $\approx 1,21 \times 10^{18}$  Гц), то поток излучения превосходил бы наблюдаемые для ОСН значения на несколько порядков. Электрон с энергией  $E_e$  излучает на характерной (средней) частоте  $\nu_m = 4.9 \times 10^{-6} H_\perp E_e^2$ , где энергия в эв,  $H_\perp$  - перпендикулярная составляющая магнитного

поля в Гс. Из этой формулы имеем для энергии электрона, излучающего рентгеновские лучи с энергией 5 кэВ  $E_e = 157 H_{-5}^{-1/2} Tэв$ , где  $H_{-5}$  перпендикулярное составляющее магнитного поля в единицах  $10^5$  Гс. Таким образом, при характерных для ОСН магнитных полях спектр (2) не продолжается до области энергий  $\sim 100$  Тэв. Продолжительность жизни таких электронов из-за потери энергии на излучение порядка возраста остатков. К этой области спектра мы вернемся при обсуждении рентгеновского излучения молодых ОСН.

Вопрос о том, с каких энергий начинается спектр (2) непосредственно связан с проблемой инжекции частиц в механизм регулярного ускорения. Спектр частиц, ускоренных регулярным механизмом имеет излом при переходе через энергию равную энергии покоя частиц. В этой теории спектр (2) является асимптотикой полного спектра при  $E_e \gg E_R \equiv m_e c^2$ . Спектр частиц, ускоренных регулярным механизмом на фронте ударной волны имеет распределение по импульсам [10]

$$f(p) = Ap^{-q} \quad (4)$$

где  $A$  - нормировочный коэффициент,  $q$  - показатель спектра, который в приближении пробных частиц зависит только от степени сжатия вещества на фронте ударной волны. Представление этого спектра через кинетическую энергию  $\varepsilon$ , используя соотношение  $4\pi p^2 f(p) dp = N(\varepsilon) d\varepsilon$ , имеет вид

$$N(\varepsilon) = 4\pi A c^{q-2} (\varepsilon + \varepsilon_r) [\varepsilon^2 + 2\varepsilon\varepsilon_r]^{-(q-1)/2} \quad (5)$$

где  $\varepsilon_r = mc^2$  - энергия покоя частицы,  $c$  - скорость света.

При релятивистских энергиях,  $\varepsilon \gg \varepsilon_r$ , это выражение дает спектр (2) с коэффициентом

$$K_e = 4\pi A c^{q-2} \quad (6)$$

и показателем спектра  $\gamma = q - 2$

При низких энергиях  $\varepsilon \ll \varepsilon_r$  спектр (5) аппроксимируется формулой

$$N(\varepsilon) = K_x \varepsilon^{-(q-1)/2} \quad (7)$$

где  $K_x = K_e \varepsilon_r (2\varepsilon_r)^{-(q-1)}$

Проблема инжекции в таком варианте заключается в определении места, где спектр (7) состыкуется с тепловым распределением частиц в области ускорения. При определенных условиях эта область

может проявлять себя через рентгеновское излучение. Нами в работе [11] было использована эта идея и были рассчитаны рентгеновские спектры для нескольких ОСН. Они имеют степенной вид при энергиях фотонов  $E_x > 10$  кэВ. Сейчас у нескольких ОСН обнаружены степенные рентгеновские спектры [12, 18], причем наряду с нашей гипотезой используется также синхротронный механизм происхождения таких спектров. В случае остатка Кассиопея А, который эволюционирует в более плотной среде, предпочтительнее наш механизм, в то время как для ОСН, развивающихся в разреженной среде многие исследователи предпочтение отдают синхротронному механизму [13]. В данной работе мы рассматриваем возможность объяснения степенного рентгеновского спектра остатков в разреженной фазе МЗС. В качестве примера рассматриваем ОСН 1006 года, который является наиболее ярким представителем таких остатков.

## МОДИФИЦИРОВАННЫЕ ФУНКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ МАКСВЕЛЛА

Отклонение от максвелловского вида распределения и образование степенных спектров в сильно турбулизованной среде является распространенным явлением [2], хотя в случае сильных ударных волн оно плохо изучено. Можно ожидать, что и в случае ударных волн это имеет место. К максвелловскому распределению приводит столкновения частиц друг с другом или же близкие кулоновские. Однако плотности в ОСН низкие, и отсутствует температурное равновесие между частицами. Действительно, результаты расчетов, проведенных в работе [14], показывают возникновение степенных «хвостов» у максвелловского распределения электронов в области непосредственно фронта ударной волны.

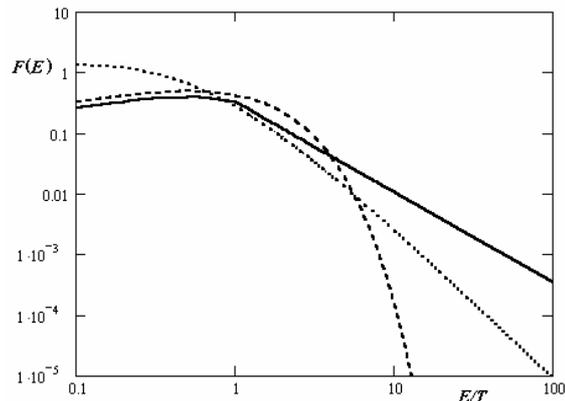


Рис. 1. Функция распределения электронов по кинетическим энергиям при  $n_e = 1 \text{ см}^{-3}$  и  $T = 1 \text{ кэВ}$ . Сплошная кривая - модифицированное максвелловское распределение ( $q=4$ ,  $x_b = 1$ ), точки - каппа-распределение ( $k=2$ ), штрихи - максвелловское распределение.

Рассмотрим несколько возможных видов функции распределения электронов на фронте УВ. Сначала рассмотрим модифицированный степенным «хвостом» максвелловский спектр, выявленный в

работе [14]. При этом будем считать, что степенная часть спектра совпадает со спектром электронов, ускоренных ударной волной и рассмотренной выше. Так как последний имеет универсальный вид в импульсном представлении, то модифицированную функцию распределения напомним в импульсном представлении как

$$f(x = p/p_T) = C(x_b, q) x^2 e^{-x^2} \quad p \leq p_b \quad (8)$$

$$= C(x_b, q) x_b^q e^{-x_b^2} x^{-q+2} \quad p > p_b$$

$p_T = \sqrt{2m_e T}$  - тепловой импульс,  $p_b$  - импульс, при котором начинается степенная часть спектра, коэффициент имеет вид

$$C(x_b, q) = \left( \int_0^{x_b} z^2 e^{-z^2} dz + (q-3)^{-1} x_b^3 e^{-x_b^2} \right)^{-1}$$

Эта функция подчиняется условию  $\int_0^\infty f(x) dx = 1$

Наблюдения некоторых нестационарных объектов (в первую очередь Солнца) показывают, что распределение электронов имеет вид так называемого каппа-распределения [15,16]:

$$f_\kappa(\varepsilon) = n_e \frac{2A_\kappa \sqrt{\varepsilon}}{\sqrt{\pi} T^{3/2}} \cdot \left[ 1 + \frac{1}{(\kappa - 3/2)} \cdot \frac{\varepsilon}{T} \right]^{-(\kappa+1)} \quad (9)$$

с коэффициентом

$$A_\kappa = \frac{1}{(\kappa - 3/2)^{3/2}} \frac{\Gamma(\kappa + 1)}{\Gamma(\kappa - 1/2)}$$

Нормализация  $\kappa$ -распределения проведено согласно требованию  $\int_0^\infty f(\varepsilon) \varepsilon d\varepsilon = n_e$

В приведенных выражениях  $\Gamma$ -гамма-функция,  $n_e$  - число электронов в единице объема,  $T$  - характеризует среднюю энергию электронов. Важно отметить, что при  $\kappa \rightarrow \infty$  это распределение совпадает с максвелловской функцией распределения

$$f_m(\varepsilon) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{\sqrt{\varepsilon}}{T^{3/2}} e^{-\frac{\varepsilon}{T}}, \quad (10)$$

и параметр  $T$  в  $\kappa$ -распределении совпадает с температурой электронов в функции распределения Максвелла

Эти распределения приведены на рис. 1.

Рассчитаем рентгеновское излучение от электронов с функцией распределения  $f(\varepsilon)$  по формуле

$$j(E_x) = \int d\varepsilon f(\varepsilon) \frac{dW(\varepsilon, E_x)}{dE_x} \quad \text{эрг / см}^3 \text{сек эрг} \quad (11)$$

Интенсивность тормозного излучения для нерелятивистских электронов в борновском приближении описывается формулой [17]

$$\frac{dW(\varepsilon, E_x)}{dE_x} = \frac{32\pi e^2 c r_0^2}{3h} \frac{n_i Z^2}{E_x \varepsilon} \ln \left[ \frac{\sqrt{\varepsilon} + \sqrt{\varepsilon - E_x}}{\sqrt{E_x}} \right] \quad (12)$$

В этих формулах  $n_i$  - плотность протонно-ядерного компонента со средним зарядом  $Z$ ,  $\varepsilon$  и  $E_x$  - кинетическая энергия электронов и энергия излучаемых фотонов, соответственно, остальные обозначения являются стандартными.

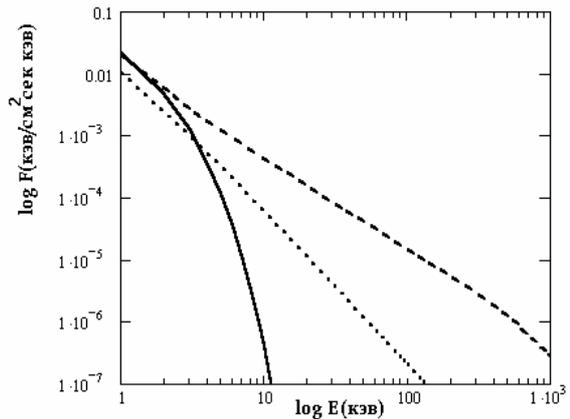


Рис.2. Зависимость плотности потока рентгеновского излучения от энергии фотонов. Сплошная кривая соответствует потоку от электронов, распределенных по закону Максвелла, точки - каппа-распределение ( $\kappa = 2$ ), штрихи - модифицированное максвелловское распределение ( $q = 4, x_b = 2$ ). Во всех случаях  $T_e = 1 \text{ кэВ}$ .

На рисунке показано расчетный спектр рентгеновского излучения для вышерассмотренных распределений электронов по энергиям. Как видим из этого рисунка степенные спектры прямое следствие степенного распределения излучающих электронов. Важно отметить, что если электроны распределены единым спектром вида модифицированного максвелловского распределения, то показатель степенного рентгеновского спектра и показатель радиоспектра  $\alpha$  в (3) должны быть согласованы. Средний спектральный индекс рентгеновского излучения для нескольких ОСН со степенным рентгеном равен 1.5

[18], в то время как спектральный индекс радиоизлучения 0,5. Единый спектр элементарно объясняет эту разницу. Фотоны рентгеновского излучения с энергиями  $\geq 10$  кэВ излучаются электронами, энергии которых больше или равны энергиям излучаемых фотонов. В этой области излучают степенная часть энергетического спектра электронов до излома (7), с показателем  $(q-1)/2$  или через спектральный индекс радиоизлучения  $\alpha$  как  $\alpha+1$ . Электроны со спектром (7) дает степенной рентген с показателем равным показателю спектра электронов, т.е.  $\alpha+1$ , (это видно на рис 2 в случае модифицированного максвелловского спектра), разность между показателями равна 1, в согласии с наблюдениями.

## ОСТАТОК СВЕРХНОВОЙ 1006 ГОДА (SN 1006)

Этот остаток представляет собой один из нескольких исторических остатков сверхновых. Очень слабый источник радиоизлучения, находится высоко над плоскостью Галактики. Был обнаружен благодаря историческим сведениям о нем. Наибольший интерес этот ОСН представляет в Рентгеновском и гамма диапазонах. Дело в том, что первые же наблюдения выявили степенную форму спектра рентгеновского излучения этого ОСН. После работы [12] наиболее популярной моделью рассматривают синхротронное излучение релятивистских электронов с энергиями несколько десятков ТэВ. Эти же электроны могут участвовать через обратный комптоновский механизм в происхождении гамма-фотонов энергий в области ТэВ. Проблема с гамма-излучением в области энергий ТэВ остается невыясненной: первые измерения на телескопах CANGAROO I, CANGAROO II, HEGRA дали положительный результат, однако более чувствительный и более современный телескоп H.E.S.S. не

подтвердил эти данные и дал только верхний предел на поток [19].

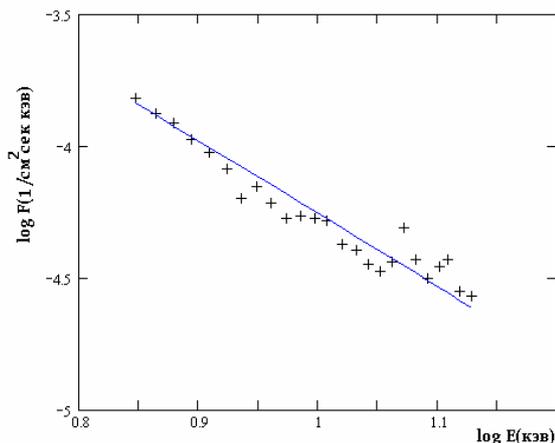


Рис 3. Рентгеновский спектр остатка СН 1006 года. Крестики – наблюдательные данные из работы [20], прямая – рассчитанный на основе модифицированного максвелловского спектра электронов.

На рис 3 приведен согласование теоретической модели, рассчитанной по модифицированному максвелловскому спектру, с наблюдательными данными. Наблюдательные данные взяты из работы [20]. Параметры использованные, при расчете следующие: температура  $T_e=5$  кэВ,  $q = 4.2$ ,  $n_e=15$  см<sup>-3</sup>.

Хотя спектральное согласие модели с наблюдательными данными идеальное, очень большое значение плотности среды нуждается в объяснении. В принципе это возможно, если иметь в виду, что в излучении участвуют в основном две «шапки», вероятно являющиеся местом взаимодействия ударной волны с более плотными облаками.

- 
- [1]. McKee C.F., Hollenbach D.J., 1980, Annu. Rev. Astron. Astrophys., **18**, 219
  - [2]. Галеев А.А. 1984, ЖЭФФ **59**, 965
  - [3]. Cargill P.J., Papadopoulos K., 1988, ApJ **329**, L29
  - [4]. Papadopoulos K., 1988, ApJ & SS **144**, 535
  - [5]. Dieckmann M. E., McClements K. G., Chapman, S. C., Dendy R. O., Drury L. O' C., 2000, Electron acceleration due to high frequency instabilities at supernova remnant shocks Astro-ph 0002347
  - [6]. Цытович Н., 1971, Теория турбулентной плазмы-М.: Атомиздат.
  - [7]. Крымский Г.Ф., 1977, ДАН, **234**, 1306
  - [8]. Blandford R.D., Ostriker J.P., 1978, Astrophys.J., **221**, L29
  - [9]. Bell A.R., 1978, MNRAS, **182**, 147
  - [10]. Bell A.R., 1978, MNRAS, **182**, 443
  - [11]. Asvarov A.I., Dogiel V.A., Guseinov O.H., Kasumov F.K. 1990, Astron. Astrophys., **229**, 196
  - [12]. Koyama, K., Petre, R., Gotthelf, E.V., et al. 1995, Nature, **378**, 255
  - [13]. Reynolds, S. P. 1996, ApJ, **459**, L13
  - [14]. Быков А.М., Уваров Ю.А., 1999, ЖЭТФ, **115**, 846
  - [15]. Manfred P. Leubner, 2001, A nonextensive entropy approach to kappa-distributions astro-ph 0111444;
  - [16]. Owocki S.P. and Scudder J.D., 1983, Astrophys.J., **270**, 758.
  - [17]. Озерной Л.М., Прилуцкий О.Ф., Розенталь И.Л., 1973, Астрофизика высоких энергий, Атомиздат.
  - [18]. Ballet J., 2005, X-ray synchrotron emission from supernova remnant., Astro-ph -0503309)
  - [19]. Aharonian, F. and H.E.S.S.- collaboration, 2005, -- Upper limits to the SN1006 multi-TeV gamma-ray ux from H.E.S.S. observations, astro-ph 0502239.
  - [20]. G.E. Allen, E.V. Gotthelf, R. Petre 1999, "Evidence of 10–100 TeV Electrons in Supernova Remnants" astro-ph -9908209