

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК  
ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ им. А.Ф. Иоффе

На правах рукописи

Уваров Юрий Александрович

Кинетика электронов  
в протяженных источниках  
космического нетеплового излучения

(01.03.02 – Астрофизика, Радиоастрономия)

Автореферат  
диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Санкт-Петербург – 1999

Работа выполнена в секторе теоретической астрофизики Физико-технического института им. А. Ф. Иоффе РАН

- Научный руководитель: – доктор физико-матем. наук  
профессор А. М. Быков
- Официальные оппоненты: – доктор физико-матем. наук  
профессор А. А. Матышев  
– кандидат физико-матем. наук  
Ю. А. Шибанов
- Ведущая организация: – Главная астрономическая  
обсерватория РАН (Пулково)

Защита состоится ”\_\_” \_\_\_\_\_ 1999 г. в \_\_ часов на заседании диссертационного совета Д003.23.01 по защитах диссертаций на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук при Физико-техническом институте им. А. Ф. Иоффе РАН по адресу: 194021, С.-Петербург, Политехническая ул. 26.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Физико-технического института им. А. Ф. Иоффе РАН.

Автореферат разослан ”\_\_” \_\_\_\_\_ 1999 г.

Ученый секретарь диссертационного совета:  
канд. физ.-мат. наук

А. Л. Орбели.

### **Актуальность работы.**

Развитие современных астрономических средств наблюдения привело к тому, что астрономия стала практически всеволновой. Благодаря орбитальным телескопам ROSAT, ASCA, Комптоновской обсерватории, а также наземным черенковским гамма-телескопам, в последнее время появилось множество данных наблюдений различных источников в диапазоне энергий фотонов от долей кэВ до нескольких ГэВ, которые вместе с данными традиционных оптических и радио наблюдений формируют почти полную спектральную картину источников. Эти наблюдения показали, что высокоэнергичное излучение в большинстве случаев имеет существенно нетепловую природу и, тем самым, формируется нетепловыми частицами, в основном электронами. В свою очередь, нетепловой спектр частиц формируется в результате различных процессов ускорения. В протяженных астрофизических источниках особую роль играет процесс ускорения заряженных частиц при многократном пересечении фронтов ударных волн (УВ) за счет рассеяния на мелкомасштабных магнито-гидродинамических флуктуациях, поскольку этот механизм эффективно переводит энергию движения среды в энергию нетепловых частиц. Кроме того, в настоящее время накоплен большой объем данных прямых спутниковых наблюдений спектров нетепловых частиц в межпланетном пространстве. Для адекватной интерпретации наблюдений нетеплового излучения протяженных источников и потоков нетепловых электронов в окрестностях межпланетных УВ, необходима кинетическая модель ускорения и переноса электронов в широком интервале энергий. Таким образом, моделирование спектров нетепловых электронов в окрестности ударных волн оболочек сверхновых звезд и высокоскоростных облаков является актуальной задачей современной астрофизики.

### **Цель работы.**

Цель работы заключается в моделировании кинетики электронов и их излучения в протяженных источниках космического нетеплового излучения на основе развитой модели ускорения электронов на фронтах быстрых квазипродольных сверхкритических ударных волн, описываю-

щей теорию взаимодействия заряженных частиц с крупномасштабными движениями плазмы с учетом рассеяния электронов мелкомасштабной турбулентностью.

**Научная новизна.**

В работе впервые предложена модель ускорения электронов на фронтах быстрых сверхкритических квазипродольных ударных волн, учитывающая инжекцию электронов в механизм ускорения Ферми и позволяющая рассчитать функцию распределения электронов во всем диапазоне энергий. В рамках модели исследована зависимость эффективного нагрева электронов от числа Маха УВ, а также влияние структуры фронта УВ и механизма потерь на спектр нетепловых электронов. Показано, что ускорение частиц на магнитных неоднородностях в окрестности квазипродольных УВ играет существенную роль в формировании нетеплового спектра электронов в межпланетном пространстве. Впервые предсказан поток гамма-излучения с энергией порядка нескольких МэВ от высокоскоростных облаков (ВО), впоследствии зарегистрированный космической обсерваторией COMPтон от комплексов А, М и С. Выполнено моделирование спектров нетеплового излучения ВО и сделан вывод об их нахождении в гало Галактики. Построена модель, описывающая нетепловое излучение остатков сверхновых звезд в молекулярных облаках в интервале энергий от радио до гамма лучей.

**Основные положения, выносимые на защиту.**

1. Предложена модель ускорения электронов на фронтах быстрых сверхкритических квазипродольных ударных волн, позволяющая рассчитать функцию распределения электронов во всем диапазоне энергий. В рамках модели исследована зависимость эффективного нагрева электронов от числа Маха УВ, а также влияние структуры фронта УВ и механизма потерь на спектр нетепловых электронов.
2. Рассчитан спектральный поток электронов и его пространственная зависимость в окрестности бесстолкновительной квазипродольной УВ в межпланетной среде. Произведено сравнение с наблюдениями спутника ISEE - 3. Показано, что ускорение частиц на магнитных неоднородностях в окрестности квазипродольных УВ играет существенную

роль в формировании нетеплового спектра электронов в межпланетном пространстве.

3. Предсказан поток гамма излучения с энергией порядка нескольких МэВ от высокоскоростных облаков, впоследствии зарегистрированный космической обсерваторией COMPтон от комплексов А, М и С. Выполнено моделирование спектров нетеплового излучения ВО. Сделан вывод об их нахождении в гало Галактики.

4. Выполнено детальное моделирование спектра электронов в окрестности УВ остатка сверхновой IC443. Рассчитаны спектры нетеплового излучения остатка IC 443 в диапазоне от радио до жестких гамма лучей (вплоть до  $10^{12}$  эВ).

#### **Научная и практическая ценность.**

Ускорение заряженных частиц на фронтах ударных волн является одним из самых эффективных известных механизмов ускорения частиц в астрофизических объектах. Поэтому построенная модель, естественным образом учитывающая инжекцию частиц в механизм ускорения, необходима для исследования механизмов излучения от оболочек сверхновых звезд, высокоскоростных облаков и других астрофизических объектов, активно генерирующих ударные волны. Модель необходима и для исследования механизмов ускорения заряженных частиц в окрестности межпланетных ударных волн. Применение модели к исследованию спектров излучения позволяет наложить ограничения на свойства среды и кинетические коэффициенты в окрестности исследуемых объектов, что имеет большое значение для теории ускорения и распространения космических лучей.

#### **Апробация.**

Результаты, обсуждаемые в диссертации, неоднократно докладывались на семинарах сектора теоретической астрофизики ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, на конференции "Предсверхновые, сверхновые и остатки сверхновых" (Пушино, 1997), на 25й Российской конференции по космическим лучам (Москва, 1998), на международных конференциях "24th International Cosmic Ray Conference" (Rome, 1995), "The Transparent Universe" (St. Malo, 1996), на 4-м рабочем совещании по физике ней-

тронных звезд (Санкт-Петербург, 1997). По теме диссертации опубликовано 5 печатных работ, перечисленных в конце автореферата.

### Структура и объем диссертации.

Диссертация состоит из введения, 4 глав, заключения и списка цитируемой литературы. Полный объем диссертации 90 страниц, включая 11 рисунков. Список литературы насчитывает 175 наименований.

### Содержание.

Во введении обоснована актуальность темы диссертации, приведены основные сведения о структуре УВ в космической среде и методах их описания.

В первой главе дан обзор основных сведений о кинетике заряженных частиц в условиях космической плазмы. Кинетическое уравнение для изотропной части функции распределения в диффузионном приближении имеет вид [1, 2]:

$$k(p) \frac{\partial^2 N(z,p)}{\partial z^2} - u(z) \frac{\partial N(z,p)}{\partial z} + \frac{p}{3} \frac{\partial N}{\partial p} \frac{\partial u(z)}{\partial z} + \frac{1}{p^2} \frac{\partial}{\partial p} \left( p^2 D(p) \frac{\partial N}{\partial p} \right) - \frac{1}{p^2} \frac{\partial}{\partial p} (p^2 F(p) N) = 0. \quad (1)$$

Это уравнение описывает диффузию электронов в пространстве координат и импульсов за счет взаимодействия с магнито-гидродинамической (МГД) турбулентностью, перенос электронов гидродинамическим потоком, потери энергии электронов на торможение. Здесь  $F(p) = dp/dt(p)$  — функция энергетических потерь электронов. Коэффициенты диффузии в пространстве координат ( $k(p)$ ) и импульсов ( $D(p)$ ) определяются спектром бесстолкновительной МГД турбулентности. Точный расчет такой турбулентности пока не представляется возможным, поэтому мы используем модельные предположения о виде этих коэффициентов. Коэффициент продольной пространственной диффузии равен:  $k \approx v\Lambda(p)/3$ ,  $\Lambda(p)$  — транспортный пробег электронов, зависящий от спектра МГД турбулентности. Мы выбираем  $k(p)$  в виде:

$$k(p) = k_o \begin{cases} 1 & \text{при } p_T \leq p \leq p_*, \\ vp^\epsilon / v_* p_*^\epsilon, & \text{при } p_* \leq p \leq p_{**}, \\ cp^2 / (p_{**}^{2-\epsilon} p_*^\epsilon v_*) & \text{при } p_{**} \leq p. \end{cases} \quad (2)$$

Коэффициент диффузии  $D(p)$  имеет вид  $D(p) = p^2 w^2 / 9k(p)$ . На низких энергиях ( $p \leq p_*$ ) перенос частиц осуществляется за счет крупномасштабной вихревой турбулентности и скорость  $w$  — часть крупномасштабной скорости потока  $u$  [3]. Пространственный коэффициент диффузии в этом режиме не зависит от энергии. В случае умеренных энергий ( $p_* \leq p \leq p_{**}$ ) скорость  $w$  пропорциональна альвеновской скорости  $v_a$ , и  $k(p)$  — коэффициент диффузии электронов за счет резонансного взаимодействия с МГД турбулентностью. На больших энергиях ( $p \geq p_{**}$ ) электроны рассеиваются мелкомасштабной турбулентностью нерезонансным образом. Параметр  $\epsilon$  определяется спектром турбулентности. Поток частиц  $J$  определяется формулой [1]:

$$J = -k \frac{\partial N}{\partial z} - u \frac{p}{3} \frac{\partial N}{\partial p}, \quad (3)$$

учитывающей потоки за счет диффузии и конвекции.

Во втором разделе первой главы на основе кинетического уравнения построена модель, описывающая ускорение электронов на фронтах быстрых бесстолкновительных квазипродольных УВ. В первой и второй главах рассматриваются УВ, размер которых меньше характерных длин потерь. При кинетическом описании процессов ускорения и переноса электронов в окрестности таких УВ, в уравнении (1) можно пренебречь слагаемым, описывающим потери. Выберем систему координат, неподвижную относительно фронта УВ. Пусть ось  $z$  сонаправлена со скоростью гидродинамического потока. Вблизи УВ можно выделить 3 области:

1. Область натекающей плазмы. В этой области в уравнении (1) можно пренебречь членами, описывающими диффузию в пространстве импульсов, так как МГД турбулентность слабая. Также можно считать скорость гидродинамического потока постоянной. В этом случае легко получить решение уравнения (1), обеспечивающее заданный спектр частиц на  $-\infty$ :  $N_1(p) = C_1(p) \exp(u_1 z / k_1) + N_{-\infty}(p)$ . Неопределенная функция  $C_1(p)$  определяется из условий сшивки на границе областей 1 и 2.

2. Переходная область. В этой области, согласно расчетам [4], развивается сильная МГД турбулентность, поэтому в уравнении (1) необходимо учитывать диффузию в пространстве импульсов. В то же время ширина переходной области много меньше характерных длин потерь. Поэтому потерями в переходной области можно пренебрегать даже в том случае, когда поперечный размер УВ больше или сравним с длиной потерь. Транспортный пробег замагниченных электронов  $\Lambda_2$  в переходной области примерно равен длине корреляции сильных флуктуаций магнитного поля  $\Lambda_2 \sim l_c$  для электронов с гирорадиусами меньше чем  $l_c$  и почти не зависит от энергии при  $E \leq T_1(m_p/m_e)$ , если спектр флуктуаций магнитного поля близок к одномасштабному или падает с ростом волнового числа  $\kappa$  по закону  $\kappa^{-\nu}$  с  $\nu \geq 2$ .
3. Область оттекающей плазмы. В этой области так же, как и в области 1, пренебрегая в уравнении (1) оператором второго порядка по импульсу и считая постоянной скорость потока, можно найти аналитическое решение:  $N_3(p) = B_1(p) \exp(u_3 z/k_3) + B_2(p)$ . Неопределенные функции  $B_1(p)$  и  $B_2(p)$  определяются из граничных условий на границе области 3. Так, если 3 область можно считать неограниченной при  $z \rightarrow \infty$ , то из ограниченности функции распределения следует, что  $N_3 = B_2(p)$ .

На границах областей сшиваются функции распределения  $N_i$  и потоки  $J_i$ . Поместим 0 нашей системы координат на границе 1 и 2 областей. С использованием аналитических решений в областях 1 и 3, задача нахождения решения уравнения (1) сводится к его решению в переходной области без слагаемого, описывающего потери. Граничные условия для функции  $N_2$  на границах области 2 определяются с учетом аналитического вида решений в 1 и 3 областях.

Описанная одномерная модель с диффузионным распространением частиц в пространственно неограниченной области оттекающего потока не учитывает эффекты конечности размеров фронта УВ, и связанные с этим ограничения эффективности ускорения. Следует принять во вни-



мание, что электроны, отошедшие от фронта в области оттекающего потока на расстояние порядка поперечного размера  $UB$ , в большинстве своем за счет диффузии и увлечения крупномасштабным течением уходят из системы, не участвуя в дальнейшем ускорении. Мы учитываем этот эффект посредством постановки в области оттекающего потока на расстоянии  $z_{fe}$ , которое выбирается порядка поперечных размеров фронта, дополнительного граничного условия свободного ухода, заключающегося в свободном распространении электронов, перешедших эту границу ( $z = z_{fe}$ ) в правую полуплоскость:

$$N_{z-}(p) = N_{z+}(p), \quad J_{z-}(p) = J_{z+}(p), \quad z = z_{fe},$$

$$\text{где } \vec{J}_{z+}(p) = \int_{p_z > 0} \vec{v} F d\Omega_{\vec{p}}, \quad (4)$$

а F-функция распределения электронов в диффузионном приближении [1]:

$$F(\vec{r}; \vec{p}; t) = \frac{1}{4\pi} \left( N(\vec{r}; p, t) + \frac{3}{v^2} \vec{v} \cdot \vec{J}(\vec{r}; p, t) \right). \quad (5)$$

В третьем разделе первой главы приведены результаты расчета функции распределения электронов на основе модели. Решение уравнения (1) с соответствующими граничными условиями строилось методом разностных схем. Использовалась сетка второго порядка аппроксимации разностных производных с равномерным шагом по координате  $z$  и изменяемым шагом по переменной  $p$ . Расчет подтвердил, что свободный уход частиц из области ускорения приводит к формированию экспоненциально спадающей по энергии функции распределения. В то же время, при наличии в окрестности  $UB$  волны области удержания размером в несколько транспортных пробегов частиц энергии  $E$ , до энергии  $E$  формируется степенной спектр с показателем степени, зависящим от степени сжатия  $UB$  (рис. 1). При выбранном режиме ускорения (со свободным уходом или с диффузионным распространением в области удержания) и фиксированном спектре турбулентности исследована зависимость формирующейся функции распределения от двух безразмерных модельных параметров  $\Gamma = (u_1 \Delta)/(v_T \Lambda_2)$  и  $\alpha = (\delta B/B)^2$  (рис. 1).

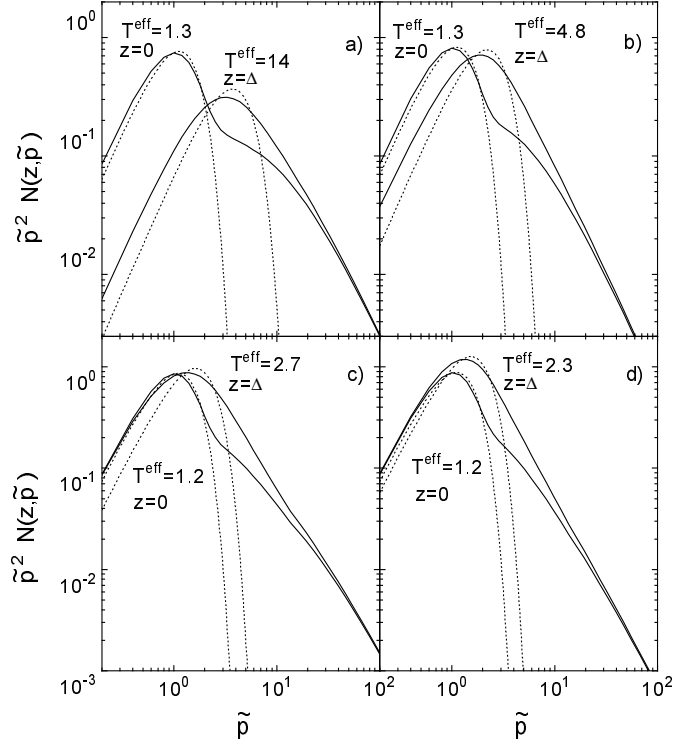


Рис. 1: Функции распределения электронов в окрестности УВ с  $\Gamma = 5$  для диффузионного граничного условия, нормированные на  $1 \text{ см}^{-3}$  при  $z = -\infty$ .  $\tilde{p} = p/p_T$ ,  $p_T$  — тепловой импульс. Пунктиром даны аппроксимации максимума распределения максвелловскими функциями с эффективными температурами. Приведенные эффективные температуры измеряются в единицах  $T_1$  ( $T_1$  — температура на  $-\infty$ ). На панелях а и б расчеты для случая  $p_* \sim p_T$ , на панелях с и д для случая  $p_* \gg p_T$ . Панели а и с соответствуют  $\alpha = 0.4$ , панели б и д —  $\alpha = 0.1$ .

Здесь  $v_T$  — тепловая скорость электронов в натекающем потоке,  $\Lambda_2$  — транспортный пробег тепловых электронов в переходной области. Па-

параметр  $\Gamma$  зависит от силы УВ и связан с альвеновским числом Маха соотношением  $\Gamma \propto M (m_e/\beta m_p)^{1/2} (\Delta/l_c)$ , где  $\beta = 4\pi P/B^2$ . Параметр  $\alpha$  описывает относительные среднеквадратичные флуктуации магнитного поля в переходной области. Ширина переходной области  $\Delta$  также, вообще говоря, зависит от числа Маха УВ [5]. Отметим, что примененный подход позволил отказаться от модельно-зависимого параметра энергии инжекции и рассчитать функцию распределения электронов во всем диапазоне энергий.

В четвертом разделе первой главы обсуждаются результаты численного расчета эффективной температуры ускоренных электронов от числа Маха УВ при различной роли вихревого турбулентного переноса в переходной области в случае нерезонансного рассеяния на флуктуациях магнитного поля, а также в случае резонансного рассеяния для нескольких зависимостей пробега электронов от импульса. Эффективная температура определяется с помощью аппроксимации тепловой максвелловской функцией распределения функции распределения, рассчитанной в рамках модели.

При  $p_* \sim p_T$  роль турбулентного переноса мала и перенос происходит только за счет рассеяний на флуктуациях магнитного поля. Расчеты показывают, что в рамках описанной модели бесстолкновительного нагрева и ускорения электронов в переходной области УВ флуктуациями магнитного поля, эффективный нагрев можно аппроксимировать законом  $T^{eff}/T_1 \propto \Gamma^a$  (кривые на рис. 2). Причем приближенно квадратичный закон имеет место как для диффузионного граничного условия на границе с протяженной областью оттекающего потока (кривая 1 на левой панели рис. 2), так и для условия свободного ухода, поставленного сразу за переходной областью (кривая 1 на правой панели рис. 2). Этот результат совпадает с зависимостью, имеющей место для сильных УВ в среде со столкновениями, обеспечивающими локальное равновесие в области оттекающего потока.

При наличии в переходной области резонансных мелкомасштабных (масштабы меньше  $l_c$ ) флуктуаций, транспортный пробег электронов зависел бы от импульса электронов по закону  $\Lambda_2(p) = \Lambda_o p^\zeta$ . При этом

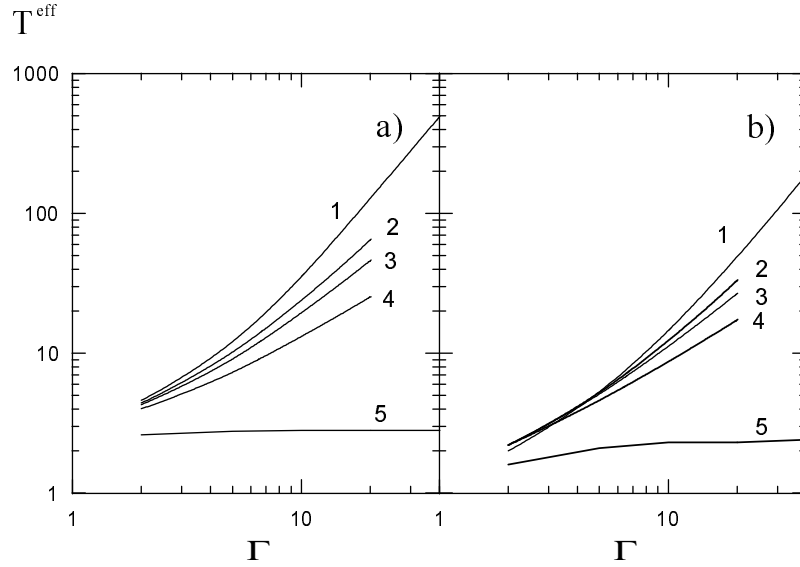


Рис. 2: Зависимости эффективной температуры ускоренных электронов от параметра  $\Gamma$  при  $\alpha = 0.5$ . Эффективная температура измеряется в единицах  $T_1$ . Кривые 1, 2, 3 и 4 рассчитаны для случая  $p_* \sim p_T$ , а кривые 5 для случая  $p_* \gg p_T$ . Для кривых 1 и 5 пробег электронов полагался независимым от импульса. Для кривых 2, 3 и 4 показатель степени зависимости пробега от импульса равен 0.3, 0.5 и 1 соответственно.

меняется зависимость  $T^{eff}(\Gamma)$ . Это иллюстрируют кривые, помеченные цифрами 2 - 4 на рис. 2, соответствующие значениям индекса  $\zeta = 0.3; 0.5$  и 1. Так, в частности, при пробеге электронов пропорциональном их гирорадиусу ( $\zeta = 1$ ), что соответствует боровской диффузии, имеем степень зависимости  $T^{eff}/T_1 \propto M^a$  с  $a \approx 1$ . Зависимость  $T^{eff}(\Gamma)$  в такой модели иллюстрируют кривые 4 на рис. 2. В случае  $p_* \gg p_T$

турбулентный перенос электронов развитой вихревой турбулентностью в переходной области УВ является доминирующим. В этом случае эффективный нагрев электронов может быть подавлен даже для достаточно сильных УВ, что иллюстрируют кривые 5 на рис. 2.

На основании вышеизложенного предлагается наблюдательный тест на определение зависимости  $T^{eff}$  от  $\Gamma$  по статистической обработке наблюдений остатков сверхновых. Также предлагается тест на выяснение роли вихревого переноса электронов по сравнению с переносом магнитными флуктуациями на основе анализа наблюдений окрестностей УВ в гамма и рентгеновском диапазонах. Совместная реализация этих тестов позволит дать ответ на вопрос о типе рассеяния электронов в области ускорения и характере зависимости свободного пробега электронов на флуктуациях магнитного поля.

Во второй главе на основе построенной в первой главе модели рассматривается ускорение электронов на УВ в межпланетном пространстве. Во введении даны основные сведения о свойствах межпланетной среды. Описаны основные процессы, приводящие к возникновению неоднородностей потока плазмы и магнитного поля в околоземном пространстве. Дан обзор спутниковых наблюдений межпланетной среды и описаны результаты наблюдений УВ [6], а также описана наблюдаемая корреляция между ударными волнами и усилением потоков нетепловых заряженных частиц (протонов и электронов) в их окрестности [6].

Во втором разделе второй главы на основе модели, изложенной в главе 1, выполнено моделирование спектров ускоренных электронов в окрестности квазипродольных УВ с учетом особенностей бесстолкновительных УВ в межпланетном пространстве. Показано, что при описании ускорения электронов на УВ в межпланетном пространстве потерями можно пренебречь. Произведено сравнение результатов модели с наблюдениями спутника ISEE-3 [6] (рис. 3). Показано, что для согласия результатов моделирования с экспериментом необходимо, чтобы в области низких энергий перенос электронов в переходной области и области 3 определялся турбулентными вихревыми флуктуациями макроскопической скорости плазмы (что приводит к не зависящему от

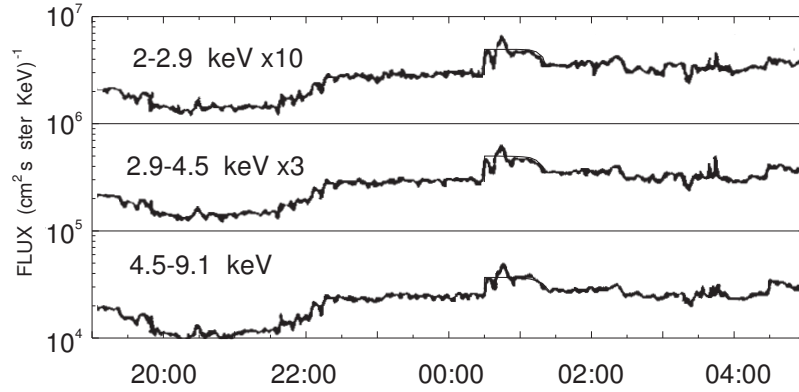


Рис. 3: Расчет временной эволюции потока электронов (тонкая линия) в окрестности межпланетной УВ (скорость фронта УВ - 422 км/с, угол наклона поля 22 градуса) для трех энергетических интервалов. Данные измерений потока электронов спутником ISEE-3 [6] приведены жирной линией. По оси абсцисс отложено время наблюдения в часах.

импульса коэффициенту диффузии при низких энергиях). Обсуждается возможность использования космической лаборатории ACE, запущенной NASA в 1997 году, для дополнительной проверки модели.

В третьей главе модель применяется к описанию ускорения электронов на УВ, образующейся при взаимодействии падающих на галактическую плоскость облаков атомарного водорода с гало Галактики. Высокоскоростные облака были открыты в 1963 по радиоизлучению нейтрального водорода как класс протяженных объектов, радиальные скорости которых существенно отличны от локальной скорости вращения газа в Галактике [7]. Во введении описываются данные наблюдений ВО в различных спектральных диапазонах. Обсуждаются имеющиеся оценки на расстояние до ВО и их массу. Надо отметить, что наблюдения высокоскоростных облаков в радио и оптическом диапазонах не

позволяют дать однозначный ответ на вопрос об их происхождении и свойствах. Поэтому в диссертации выполнено моделирование высокоэнергичного рентгеновского и гамма излучения ВО с целью определения их параметров и свойств гало Галактики.

Во втором разделе третьей главы описывается включение в модель кулоновских и синхротронных потерь электронов. Так как плотность в области 3 в несколько раз превышает плотность в натекающем потоке, то именно эта область вносит доминирующий вклад в кулоновские потери. В оттекающем потоке можно пренебречь диффузией в пространстве импульсов и считать скорость потока постоянной. В этом случае получено решение уравнения (1) в неограниченной области оттекающего потока при не зависящем от энергии пространственном коэффициенте диффузии. Это решение описывает низкоэнергичную часть функции распределения электронов в оттекающем потоке. На достаточно высоких энергиях, когда кулоновскими потерями можно пренебречь, функция распределения описывается приведенным ранее решением уравнения (1) без потерь в оттекающем потоке. На расстоянии порядка размера системы  $z = L_{sys}$  ставится условие свободного ухода. Синхротронные потери модельно учитываются постановкой условия свободного ухода на границе, зависящей от энергии  $L_{cof}(E) = \min(L_{sys}, L_{syn}(E))$ , где  $L_{syn}(E) = \sqrt{\Lambda_{syn}(E) \cdot \Lambda_3(E)}$  и  $\Lambda_{syn}(E)$  — характерная длина торможения частицы с энергией  $E$  за счет синхротронных потерь. С учетом вида решения в области 3 и граничных условий, задача решения уравнения (1) по-прежнему сводится к его решению в переходной области с соответствующими граничными условиями для функции  $N_2$  на границах 2 области. После нахождения решения в переходной области, решение в 3 области восстанавливается с помощью полученных аналитических решений.

В этом же разделе описаны используемые при расчетах функции кулоновских потерь  $dE/dt(E)$ .

В третьем разделе третьей главы описаны результаты расчета функции распределения электронов для комплексов М,С и А высокоскоростных облаков. При расчетах использовались следующие

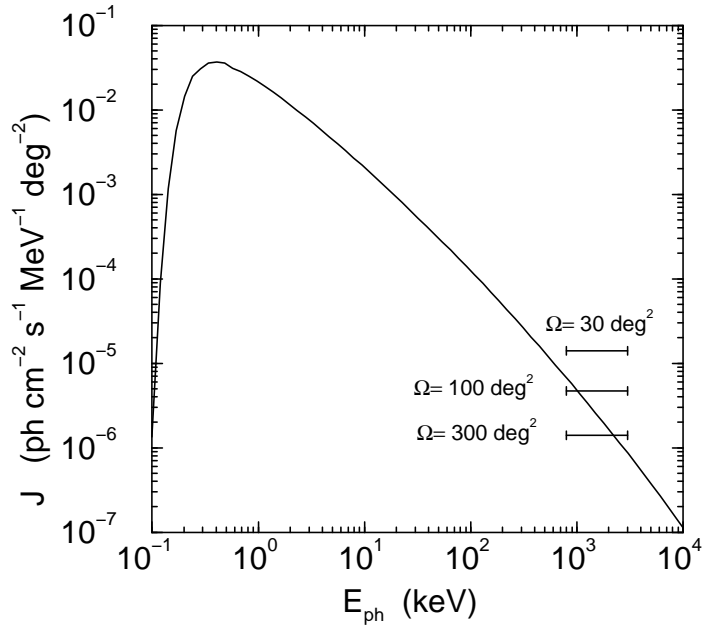


Рис. 4: Рассчитанная в рамках модели интенсивность излучения от ВО. На рисунке также приведены данные наблюдений прибора COMPTEL спутника CGRO [8] при различных предположениях об угловом размере облаков.

параметры:  $T_1 = 3 \cdot 10^5$  К,  $n_1 = 3 \cdot 10^{-3}$  см $^{-3}$  — температура и концентрация газа в гало Галактики, сжатие на фронте УВ  $\sim 4$ ,  $N_{\text{H}} \approx 2 \cdot 10^{20}$  см $^{-2}$  — колонковая плотность атомарного водорода в облаке,  $n \approx 0.3$  см $^{-3}$  — концентрация водорода в облаке,  $D_o \approx 5 \cdot 10^{21}$  см $^2$  с $^{-1}$  — коэффициент диффузии электронов в облаке на низких энергиях,  $d \sim 3$  кпк — расстояние до ВО. Расчеты показывают, что основная толща облаков слабо ионизована со степенью ионизации  $\lesssim 10$  %. Тем самым, в основной толще облака кулоновские потери доминируются нейтральной компонентой. При этом,



для поддержания процесса ускорения против кулоновских потерь в релятивистские электроны должно конвертироваться примерно 15 % гравитационной энергии облаков, выделяющейся при их падении на плоскость Галактики.

В четвертом разделе описаны сечения, используемые для расчета интенсивности излучения нетепловых электронов.

В пятом разделе третьей главы приведены результаты расчета излучения от ВО (рис. 4). Показано, что излучение в диапазоне от нескольких кэВ до сотен МэВ доминируется тормозным излучением электронов. Модель объясняет зарегистрированный прибором COMPTEL Комптоновской обсерватории [8] избыток гамма-излучения от комплексов М, С и А высокоскоростных облаков в диапазоне  $1 \div 3$  МэВ. Модель также объясняет зарегистрированное от ВО излучение в линиях  $H_\alpha$  [9] (составляющее  $\approx 0.1 \div 0.2$  Рэля для облаков из комплексов А, М, С;  $1 \text{ Рэлей} = 10^6/4\pi \text{ фот см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ стер}^{-1}$ ), при предположении, что температура облаков  $T_{cl} \sim 10^3$  К.

В четвертой главе модель применяется к описанию ускорения электронов на УВ от взрыва сверхновой, распространяющейся в молекулярном облаке. Во введении дается краткое описание временной эволюции расширяющейся оболочки сверхновой. Рассматриваются особенности УВ, образующейся при распространении оболочки в межзвездной среде.

Во втором разделе четвертой главы приведены результаты расчета функции распределения электронов в окрестности остатка сверхновой IC443. В расчетах учтена неоднородность остатка. При этом используется структура радиативной оболочки из работы [10]:

1. Натекающий газ, ионизованный и нагретый излучением и нетепловыми частицами, генерируемыми на фронте УВ;
2. Переходная область УВ;
3. Область лучистого охлаждения газа за фронтом УВ;
4. Плотная оболочка газа, охлажденного за фронтом УВ;

5. Горячая разреженная центральная область остатка.

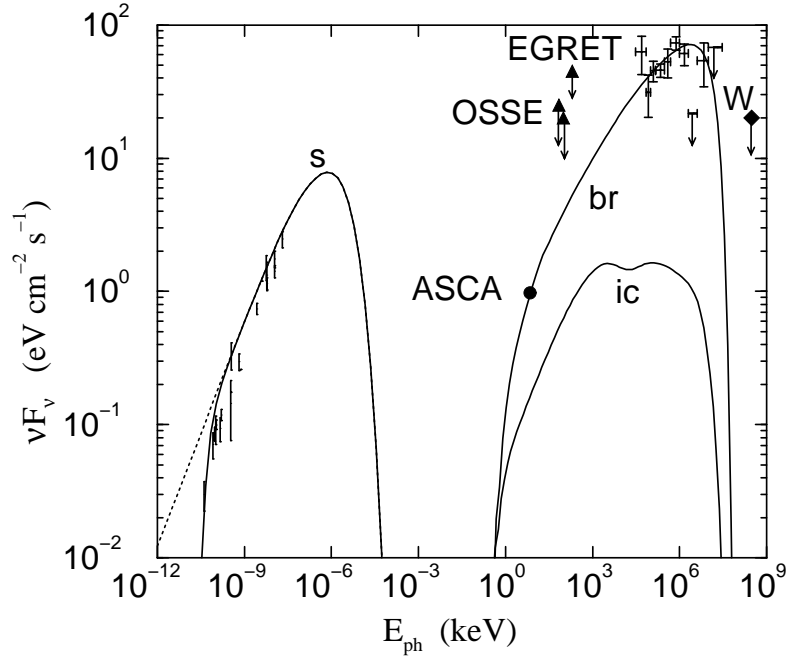


Рис. 5: Спектр рассчитанного в рамках нашей модели излучения от IC443 в сравнении с данными наблюдений. Детектируемое синхротронное излучение с учетом свободно-свободного поглощения в межзвездной среде показано сплошной кривой (s). Пунктирной линией показано синхротронное излучение без учета поглощения. Тормозное излучение оболочки, с учетом поглощения в межзвездной среде [11], показано кривой (br). Излучение остатка за счет обратного комптон-эффекта показано кривой (ic). На рисунке отмечены наблюдательные данные из работ [12] (радио), [13] (ASCA), [14] (OSSE, EGRET), [15] (WHIPPLE (W)).

Мы находим функцию распределения электронов из уравнения (1).

При этом мы учитываем кулоновские и синхротронные потери в рамках описанной в третьей главе схемы. Решение уравнения (1) сводится к решению уравнения в переходной области. После нахождения функции распределения электронов в области 2, функции распределения в областях 3, 4, 5 последовательно вычисляются с помощью приведенных в диссертации аналитических решений в оттекающем потоке.

В третьем разделе четвертой главы приведены результаты расчета нетеплового излучения остатка сверхновой IC443 в широком диапазоне энергий. На рисунке 5 приведен спектр рассчитанного в рамках нашей модели излучения от IC443 в сравнении с данными наблюдений. На рисунке не показано излучение в диапазоне энергий  $\sim 0.2 \div 3.1$  кэВ, которое обладает тепловым спектром и является, судя по всему, излучением нагретого до температуры  $\geq 10^6 K$  горячего ионизованного газа из центральной области остатка.

Мы также исследовали возможность влияния областей взаимодействия УВ со сгущениями плотности в молекулярном облаке на высокоэнергичное излучение. В случае IC443 и W44 эти области, как оказалось, не вносят существенного вклада в радио-излучение. Но они могут содержать большую часть массы облака и являются претендентами на роль источников низкоэнергичного гамма-излучения с  $\nu F_\nu \sim \nu^a$  ( $a \gtrsim 0.5$ ) и максимумом ниже 50 МэВ. Наша модель показывает, что высокоэнергичное гамма-излучение, пространственно коррелирующее с радио-излучением, должно приходить от сильно излучающей в рентгеновском диапазоне части оболочки сверхновой. GLAST (Gamma Ray Large Area Space Telescope) должен стать прекрасным прибором для последующих наблюдений в гамма-диапазоне, поскольку в этом диапазоне он будет обладать очень хорошим разрешением. Вместе с приборами высокого разрешения в рентгеновском диапазоне *Chandra* XRO, XMM и радио-телескопами, он сможет пространственно разрешить излучение от оболочки сверхновой и от сгущений плотности молекулярного облака.

**Публикации по теме диссертации.**

1. А.М. Быков, Ю.А. Уваров, "Спектр надтепловых электронов, ускоренных бесстолкновительной ударной волной", Письма в ЖЭТФ, том **57**, вып. 10 (1993) стр. 625-628.
2. А.М. Быков, Ю.А. Уваров, "Nonthermal electron injection by collisionless shock waves", Proc. 24th International Cosmic Ray Conference, v. **3** (1995) p. 241-244.
3. J.J. Blom, H. Bloemen, A.M. Bykov, W.B. Burton, Dap Hartmann, W. Hermsen, A.F. Iyudin, J. Ryan, V. Schonfelder, Yu.A. Uvarov, "Evidence for COMPTEL detections of low-energy gamma-rays from HVC Complexes?", Europ. Space Agency, SP - 382 (1996) p. 119-122.
4. J.J. Blom, H. Bloemen, A.M. Bykov, W.B. Burton, Dap Hartmann, W. Hermsen, A.F. Iyudin, J. Ryan, V. Schonfelder, Yu.A. Uvarov, "COMPTEL detection of low-energy gamma rays from the HVC Complex M and A region?", Astron. Astroph., v. **321** (1997) p. 288-292.
5. А.М. Быков, Ю.А. Уваров, "Кинетика электронов в бесстолкновительных ударных волнах", ЖЭТФ, том **115**, вып. 3 (1999) стр. 846-864.

## Список литературы.

- [1] И.Н. Топтыгин, *Космические лучи в межпланетных магнитных полях*, Москва, Наука (1983).
- [2] *Астрофизика космических лучей*, под ред. В.Л. Гинзбурга, Москва, Наука (1984).
- [3] А.М. Быков, И.Н. Топтыгин, УФН, **163** (1993) 19.
- [4] К.В. Quest, J. Geoph. Res., **93** (1988) 9649.
- [5] J.R. Kan, M.E. Mandt, L.H. Lyu, Space Sci. Rev., **57** (1991) 201.
- [6] B.T. Tsurutani, R.P. Lin, J. Geoph. Res., **90** (1985) 1.
- [7] B.P. Wakker, H. van Woerden, Ann. Rev. Astron. Astroph. **35** (1997) 217.
- [8] J.J. Blom, H. Bloemen, A.M. Bykov et al., Astron. Astroph., **321** (1997) 288.
- [9] L.S. Haffner, R.J. Reynolds, S.L. Tufte, Astroph.J., **504** (1998) 773.
- [10] B.T. Draine, C.F. McKee, Ann. Rev. Astron. Astroph., **31** (1993) 373.
- [11] R. Morrison, D. McCammon, Astroph.J., **270** (1983) 119.
- [12] W.C. Erickson, M.J. Mahoney, Astroph.J., **290** (1985) 596.
- [13] J.W. Keohane, R. Petre, E.V. Gotthelf et al., Astroph.J., **484** (1997) 350.
- [14] S.J. Sturmer, J.G. Skibo, C.D. Dermer et al., Astroph.J., **490** (1997) 619.
- [15] R.W. Lessard et al., 24th. Int. Cosmic Ray Conf. (Rome), **2** (1995) 475.