

УДК: 524.354—726

ФОРМИРОВАНИЕ ВОЛОКОН В ТУМАННОСТЯХ —
ОСТАТКАХ СВЕРХНОВЫХ

А. А. РУМЯНЦЕВ

Поступила 17 мая 1984

Принята к печати 3 ноября 1984

Рассмотрен новый механизм конденсации плазмы в волокна при столкновениях ударных волн в оболочке сверхновой. Электронный газ за преломленными фронтами, теряя энергию на возбуждение тяжелых ионов и их высвечивание, сжимается. Возникающее электрическое поле поляризации стимулирует обмен энергией между компонентами плазмы. Процесс конденсации продолжается вплоть до образования ионов, генерирующих относительно мягкое рентгеновское излучение.

1. *Ажурная система ярких и тонких волокон наблюдается* в относительно старых остатках сверхновых, таких как IC 443, Петля Лебеда, Си-меиз 147. Нитевидные образования из плотной плазмы прослеживаются на расстояниях $R \sim 5$ пс, тогда как их толщина в сотни раз меньше. Волокна интенсивно излучают в видимой и рентгеновской частях спектра [1].

Феномен волокон обусловлен мощными и не до конца еще понятными динамическими явлениями в плазме. Первое указание на пересечение ударных фронтов для объяснения морфологии и неравновесности излучения было дано Пикельнером [2]. Линии пересечения фронтов представляют собой особенность геометрического характера: вокруг них температура может принимать несколько значений. Остается неясной физическая причина срыва режима пересечений, определяемого адиабатами Гюгонио. Сами пересечения обусловлены ударной турбулентностью, которая, возможно, реализуется при развитии неустойчивости уединенных ударных волн Римана [3]. В [4] указано на возможность возникновения волокон при пересечении ударных волн. Этот механизм рассматривается здесь.

2. *Рассмотрим столкновения двух плоских ударных волн.* Граничные условия на образующихся при этом поверхностях удобно рассматривать в сопутствующей системе отсчета, в которой линия пересечения фронтов покоится (рис. 1). Здесь индексами a, b, a', b' отмечены соответственно фронты набегающих и преломленных волн, стрелками показаны линии тока газа. Фронты набегающих волн образуют между собой угол α , заклю-

ченный в интервале $0 - \pi/2$. Аналитические выражения, определяющие параметры прошедших волн при произвольных интенсивностях и углах наклона падающих волн, приведены в [5]. Здесь мы ограничимся рассмотрением столкновения лишь сильных ударных волн равных интенсивностей

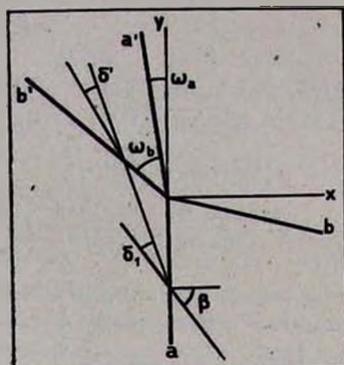


Рис. 1. Пересечение ударных волн.

$g = p_{2a}/p_1 \gg 1$, где $p_1, p_{2a} = P_{2b}$ — давления соответственно в невозмущенной среде и за фронтами встречающихся волн. Обозначим далее p' — давление за преломленными фронтами и введем интенсивность $g' = p'/p_2$. Параметры преломленных волн при этом определяются следующими соотношениями:

$$\delta = \operatorname{arctg} \frac{2 \sin \alpha (1 + \cos \alpha)}{(\gamma - 1) \sin^2 \alpha + (\gamma + 1) (1 + \cos \alpha)^2},$$

$$\delta' = \operatorname{arctg} \left[\left(\operatorname{ctg}^2 \frac{\alpha}{2} - \lambda^2 \right)^{1/2} \left(\frac{\gamma}{\lambda} \operatorname{ctg}^2 \frac{\alpha}{2} - \lambda \right)^{-1} \right],$$

$$\beta' = \arccos \left(\lambda \sin \frac{\alpha}{2} \right); \quad \omega_b = \pi - (\beta + \beta' + \delta), \quad (1)$$

$$\alpha' = \omega_b - \omega_a = \pi - 2\beta'; \quad g' = \frac{3\gamma - 1}{\gamma - 1},$$

$$x = \frac{\beta'}{\beta_1} = \frac{\gamma(\gamma + 1)}{(\gamma - 1)^2}; \quad V = c_1 \left(\frac{g}{\lambda} \right)^{1/2} \operatorname{cosec} \frac{\alpha}{2}.$$

Здесь $\lambda = \frac{2\gamma}{\gamma + 1}$; γ — показатель адиабаты, δ, δ' — углы, определяющие направление линий тока, ω — углы между плоскостями преломленных фронтов и осью y (см. рис. 1), β, β' образованы нормальными к фронтам

и линиями токов, V — величина скорости перемещения линии пересечения в системе отсчета, в которой невозмущенный газ неподвижен, направленной по биссектрисе угла α .

Если показатель $\gamma = 5/3$, то максимальное сжатие $\kappa = 10$, в волнах с излучением $\gamma \rightarrow 1$ [5], так что сжатие больше; угол раствора $\alpha' = \alpha\gamma/\gamma + 1$; $\kappa \rightarrow \kappa'$.

3. В оболочках сверхновых встречными волнами могут быть так называемые адиабатические ударные волны, на фронтах которых выполняются обычные условия Гюгонио. При температуре невозмущенной плазмы $T = 5 \cdot 10^6$ К скорость u их распространения превосходит скорость звука $c_1 = 2 \cdot 10^7$ см s^{-1} , или число Маха $\frac{u}{c_1} > 1$. Толщина переходной зоны

на фронтах адиабатических ударных волн не может быть меньше, чем длина свободного пробега ионов $l = (kT)^2/3n_1e^4\Lambda = 10^{16}$ см, здесь k — постоянная Больцмана, $n_1 = 1$ см $^{-3}$ — концентрация протонов, $\Lambda = 30$ — кулоновский логарифм. В относительно старых, проэволюционировавших остатках сверхновых типа Петли Лебедя радиус туманности $R \gg l$.

Ионы заряда $z \gg 1$ тяжелых элементов дают заметный вклад в необратимую релаксацию на фронте за счет высвечивания фотонов при квантовых переходах. Возбуждение ионов происходит при их столкновениях с электронами, имеющих тепловую скорость $v_e > u$ [2].

Неупругие процессы возбуждения ионов при их столкновениях с электронами характеризуются сечением [6]

$$\sigma_e \sim Z\sigma_0/\varepsilon_e \varepsilon, \quad (2)$$

где $\sigma_0 = 4\pi a^2 = 3 \cdot 10^{-16}$ см 2 , a — боровский радиус, ε_e , ε — энергии возбуждения и средняя тепловая энергия частиц в единицах боровской энергии. Если атом потерял не более половины оболочки, то в пределах точности оценки $\sigma_e \sim Z^{4/3}$. Темп высвечивания энергии с фронта преломленных волн в расчете на один протон равен

$$\varepsilon = -v_e \sigma_e \varepsilon' n_1 f, \quad (3)$$

здесь $f = + \sum X_z \varepsilon_e^{-5/4}$, и сумма берется по всем ионам, создающим излучение в линейчатом спектре, X_z — относительное содержание по числу частиц ионов заряда Z , генерирующих высвечивание.

По данным наблюдений в рентгеновском диапазоне излучений остатки сверхновых содержат значительное количество ионов с зарядом $10 \div 15$. Энергия возбуждения таких ионов в среднем равна $\varepsilon_e = 25$. Если далее принять, что содержание (железа) соответствует нормальному химическо-

му составу, то $X_s = 8 \cdot 10^{-4}$, тогда $f \approx 2 \cdot 10^{-5}$. При этом эффективная длина высвечивания равна $l' = 10^{19}/n'$ см.

4. Кулоновский обмен энергией между ионами и электронами происходит на относительно большом расстоянии, $l_i = \frac{m_i}{m_e} \frac{u}{v_e} l$. Энергия электронного газа теряется при возбуждении ионов, его температура *спадает* в направлении вглубь фронта (полуось $x > 0$), соответственно возрастает электронная концентрация. Радиус экранирования $(kT/4\pi n_i e^2)^{1/2} = 10^5$ см, то есть мал.

Поэтому электрическое поле поляризации вовлекает в процесс сжатия ионы, обеспечивая квазинейтральность среды ($n_i = n_e = n$) и равенство макроскопических скоростей частиц. Скорость газа в системе покоя фронта обозначим $v(x)$.

В рассматриваемых ударных волнах перед протяженной зоной высвечивания находится гораздо более узкая зона релаксации по поступательным степеням свободы частиц, образующая скачок уплотнения. Здесь имеют место обычные газодинамические законы сохранения, в которые входит суммарное давление p электронов и ионов.

В радиационной зоне движение среды описывается уравнением $v \frac{\partial v}{\partial x} = -\partial p / \rho \partial x$; $\rho = n m_i$, которое получается из уравнений движения ионов и электронов путем исключения электрической напряженности и в пренебрежении вязкостью. Воспользовавшись уравнением неразрывности $j = \rho v = \text{const}$, получим следующий интеграл движения:

$$p + j^2 \rho^{-1} = p_0 + j^2 \rho_0^{-1}, \quad (4)$$

индексом нуль здесь отмечены значения при $x = 0 +$, то есть непосредственно за скачком уплотнения на преломленном фронте, где сжатие $x_0 = 10$. Согласно (4) отношение $|d \ln p / d \ln \rho| \sim p_1 / \rho \sim (\gamma - 1)/2 \ll 1$, поскольку в зоне высвечивания, как уже отмечено выше, эффективный показатель адиабаты $\gamma \rightarrow 1$. Поэтому при получении оценок, касающихся структуры радиативного фронта, прежде всего нужно учесть эффекты, обусловленные наличием по его ширине градиентов плотности и температуры частиц. В первом приближении отличием от нуля градиента давления можно пренебречь.

Длины l_{i0}, l'_{i0} , определенные по параметрам плазмы непосредственно за преломленным фронтом ($x=0$), оказываются одного порядка, именно $l_{i0} \sim l'_{i0} \sim 10^{18}$ см. Отсюда следует возможность одновременной релаксации на фронте высвечивания как по обмену энергией между частицами,

так и по радиационным процессам. В соответствии с проведенным анализом указанная релаксация может быть описана уравнениями теплопереноса следующего вида:

$$\begin{aligned} v(x) \frac{dT_i}{dx} &= \frac{T_e - T_i}{\tau_i}, \\ v(x) \frac{dT_e}{dx} &= \varepsilon(x) k^{-1} + \frac{T_i - T_e}{\tau_i}, \end{aligned} \quad (5)$$

причем за фронтом $p \approx \text{const}$, $j = \text{const}$, $\varepsilon(x)$ определяется формулой (3), $\tau_i = l_i/v_i$; $v_i \sim c'$ — скорость звука за фронтом. Электронной теплопроводностью мы пренебрегли в силу выполнения неравенства $l_{ie} \gg l_e v_e$.

Если с целью проведения оценок принять, что темп высвечивания и относительная разность температур $y(x) = (T_i - T_e)/T_{i0}$ достаточно малы, то решение уравнений (4) не представит затруднений и дает

$$y(x) = y_0 \exp\left(-\frac{x}{\delta}\right) + \frac{1 - \exp\left(-\frac{x}{\delta}\right)}{\frac{1}{2} + \frac{v_{i0}}{v_0 \varepsilon_0}}, \quad (6)$$

где $\delta = l_{i0} \left(\frac{2v_{i0}}{v_0} + \frac{\varepsilon_0'}{2} \right)^{-1}$; $\varepsilon_0' = -\varepsilon_0 \tau_{ij} / k T_{i0}$.

Применяя здесь соотношения на ударной адиабате, получим $v_0/v_{i0} = (\gamma - 1/2\gamma)^{1/2} = 0.4$ при $\gamma = 5/3$, а для ширины фронта значение $\delta = 0.2 l_{i0} \approx (2 \div 3) \cdot 10^{17}$ см, которое уменьшается с ростом величины ε_0' . Разность температур асимптотически не стремится к нулю из-за принятого предположения о безостановочном по глубине фронта излучения ($l' \gg l_i$). В обратном случае решение имеет ступенчатый вид: формула (5) применима без изменений в интервале $0 < x < l'$, а при $x > l'$ в ней следует положить $\varepsilon_0' = 0$, и тогда $y(\infty) = 0$. Оценки ширины переходной зоны на фронте высвечивания при этом остаются неизменными и согласующимися с наблюдательными данными.

Длительность образования зоны сжатия (с одновременной релаксацией температуры плазмы) $\delta/u = 10^3$ лет. Следовательно, в относительно молодых остатках сверхновых типа Кассиопеи А формирование волокон еще не завершилось. В частности, температуры ионов и электронов в них, в отличие от волокон старых туманностей, существенно различаются [1]. По мере понижения температуры, высокозарядные ионы рекомбинируют и в высвечивание вовлекаются ионы с меньшим зарядом, что обусловит

дальнейшее сжатие газа, пока температура не снизится до значения $T' = 10^4$ К, при которой еще возможна радиационная релаксация.

Бинарное сжатие α' газа после его прохождения через фронты a ; b' нетрудно определить, исходя из условий непрерывности потоков массы и импульса на этих фронтах и при использовании соотношений (1). Например, при малых значениях α давление газа за фронтами

$$p' = j^2 \left(\frac{1}{\rho} - \frac{1}{\rho'} \right), \text{ т.е. определяется обычным соотношением для}$$

адиабаты Гюгонио па одиночном фронте, причем здесь $j = n_1 c_1 g^{1/2}$ — плотность потока массы. Отсюда находим $\alpha' = gT/T' \gg 1$ при $T \gg T'$.

Сформировавшееся вдоль линии пересечения фронтов уплотнение газа, т. е. волокно, перемещается следом за создавшими его ударными фронтами.

Ленинградский политехнический
институт

THE FORMATION OF FILAMENTS IN THE SUPERNOVAE REMNANTS

A. A. RUMYANTSEV

A new mechanism of plasma condensation in the filaments due to shock waves collisions in the expanding shells is considered. It has been found that the electron gas losing energy due to ion excitation and emission behind the refracted fronts is being compressed. The ion-electron energy exchange is investigated. The formula for top gas compression in the formed filaments is found.

ЛИТЕРАТУРА

1. И. С. Шкловский, *Сверхновые звезды*, Наука, М., 1976.
2. С. Б. Пикельнер, *Изв. Крымской обс.*, 12, 93, 1954.
3. Л. Э. Гуревич, А. А. Румянцев, *Письма АЖ*, 4, 505, 1978.
4. Т. А. Ловинская, *Итоги науки и техники, сер. Астрономия*, под ред. Сюняева Р. А., ВИНТИ, 27, 33, 1983.
5. Р. А. Глатман, А. А. Румянцев, *Журн. техн. физ.*, 46, 373, 1976.
6. К. У. Аллен, *Астрофизические величины*, Мир, М., 1977.