

СТРАТИФИКАЦИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ МЕЖЗВЕЗДНЫХ УДАРНЫХ ВОЛН

К. В. Бычков

За фронтом ударной волны, движущейся в нейтральном газе со скоростью от 30 до 100 км/с, охлаждение определяется возбуждением водорода вплоть до температур порядка 1 эВ. Линии бальмеровской серии водорода формируются в областях со сравнительно высокой температурой, а запрещенные линии тяжелых элементов — в более холодных областях, дальше от фронта. Интенсивность излучения любой спектральной линии зависит только от ее вклада в охлаждение.

Возраст молодых остатков сверхновых может оказаться сравнимым со временем высвечивания облаков, обжимаемых горячим газом за фронтом передней ударной волны. В результате область образования запрещенных линий сдвигается к центру туманности, а сами линии могут быть ослаблены воздействием сопутствующих процессов, таких как, например, падение горячего газа вследствие его адиабатического расширения. В отличие от модели свечения горячего, но только частично ионизованного газа вблизи переднего фронта, где линии всех элементов образуются практически в одной узкой зоне, причем интенсивность излучения тяжелых элементов примерно в 10^3 раз слабее линий водорода, пропорционально их обилию, излучение плотных облаков в линиях бальмеровской серии водорода и в линиях тяжелых элементов может исходить из областей, разделенных расстоянием порядка радиуса туманности, а ослабление запрещенных линий сопутствующими процессами не обязательно делает их ненаблюдаемыми.

Обе модели согласуются с результатами наблюдений ядер водородных линий остатков сверхновых Тихо и SN 1006, где не были обнаружены линии тяжелых элементов. Для сравнения двух моделей достаточно сделать глубокие снимки этих туманностей с фильтрами, не пропускающими излучение в линиях бальмеровской серии водорода. Обнаружение на них деталей, отличных от наблюдаемых в линиях водорода, будет свидетельствовать в пользу модели обжатия облаков.

The cooling of gas behind a shock wave propagating at a velocity of 30–100 km·s⁻¹ in neutral medium is dominated by hydrogen excitation unless the electron temperature exceeds 1 eV. The Balmer lines are formed in rather hot regions while the forbidden lines of heavy elements are formed in the cold ones which are further from the shock wave. Intensity of any spectral line depends only on its contribution to the cooling function.

The age of young supernova remnants can be comparable with the radiative cooling time of clouds compressed by the hot plasma behind the supernova blast wave. As a result, the region where the forbidden lines are formed, is shifted to the center of the nebula, the lines themselves are being weakened due to the effect of accompanying processes, such as hot plasma pressure dropping following its adiabatic expansion. Unlike the model of hot partly ionized plasma emission behind the blast wave where lines of all chemical elements are forming practically in the same narrow zone, the intensity of heavy element radiation being 10^3 weaker than hydrogen ones, proportionally to their abundance, the emission of the compressed clouds in the Balmer lines may be originated in the regions separated from those where the forbidden lines are forming by the distance comparable to the radius of the nebula, the weakening of the forbidden lines by the accompanying processes being insufficient to make them unobservable.

The both models are in agreement with the present observations of hydrogen line cores in the supernova remnants of Tycho and SN 1006 where the heavy element line emission was not detected. A possible observational test is suggested: deep plates of both nebulae can be made through a filter opaque in the wave lengths of the Balmer lines but transparent in those of forbidden lines. The model of hot plasma behind the blast wave emission predicts no such radiation. The presence of details different from those observed in hydrogen lines, if they are detected, can be interpreted in terms of non-established shock-wave radiation from the compressed clouds.

Как известно [1], процесс ионизации за фронтом ударной волны существенно нестационарен: состояние ионизации любого слоя газа определяется, вообще говоря, не только локальным значением температуры, но и всей совокупностью условий, в которых он находился с момента пересечения фронта.

В условиях межзвездной среды нестационарность проявляется в заметном количестве нейтрального водорода при высокой (3–5 эВ) температуре [2]

(в стационарных условиях водород практически полностью ионизируется уже при температуре около 2 эВ). Подобная ситуация имеет место и у других химических элементов.

Особенно сильно этот эффект проявляется в так называемых ударных волнах средней силы, скорость которых лежит в диапазоне от 30 до 150 км/с. Ударные волны средней силы представляют значительный интерес при интерпретации наблюдений туманностей — остатков вспышек сверхновых. Относительно слабая ионизация газа за их фронтом обусловлена главным образом отсутствием источника тепла, который бы поддерживал высокую температуру в течение времени, необходимого для установления стационарной степени ионизации.

Для определения структуры радиативной ударной волны необходимо решить уравнение кинетики ионизации и охлаждения с начальными условиями на вязком скачке. Изменение суммарной внутренней энергии электронов и тяжелой компоненты — атомов и ионов — описывается адиабатой Гюгонио, но как именно эта сумма распределяется по компонентам, можно сказать, лишь рассмотрев развитие плазменных колебаний на вязком скачке. Обычно предполагают, что в ударной волне средней силы энергия передается тяжелым частицам, а электроны получают только направленный импульс, причем их температура T_e после прохождения вязкого скачка остается много меньше температуры ионов, соответственно малой массе электронов.

Электроны после прохождения вязкого скачка испытывают действие двух противоположных сил: нагрева путем упругих столкновений с горячими тяжелыми частицами и охлаждения при неупругих ударах. Скорость обмена энергией электронов с атомами при $T_e \approx 10$ эВ приблизительно постоянна, а с ионами — падает с ростом температуры как T_e^{-2} , в то время как потери на возбуждение и ионизацию, наоборот, экспоненциально растут; кроме того, постепенно иссякает источник нагрева электронов — внутренняя энергия тяжелых частиц. В результате температура электронов меняется немонотонно: вначале она растет, затем достигает максимума и падает (температура тяжелых частиц за вязким скачком все время падает). Величина максимума T_e значительно меньше температуры ионов и атомов на вязком скачке, что объясняется влиянием неупругих процессов [3].

После пионерской работы Пикельнера [4] численные расчеты радиативных ударных волн на ЭВМ проводились неоднократно, например [5—8]. Хотя последовательный расчет с учетом всех важных процессов еще не был проведен из-за сложности задачи, качественная картина стала понятной. Ионизация водорода в основном происходит только вблизи максимума электронной температуры. До максимума в волне много нейтральных атомов водорода при относительно высокой температуре, что приводит к возбуждению линий лаймановской серии электронным ударом. Диффундируя, эти кванты разбиваются, давая тем самым заметное излучение в линиях бальмеровской серии. Вблизи максимума значительная часть энергии расходуется на ионизацию водорода и гелия. С падением электронной температуры за ее максимумом свечение водорода слабеет. Основную роль здесь играет возбуждение запрещенных линий, которые становятся наиболее интенсивными при температурах 1.5—2 эВ.

Потери энергии на излучение вызывают такое сжатие газа, что его давление остается приблизительно равным давлению слоев вблизи фронта. Сжатие сопровождается усилением вымороженного магнитного поля и бетатронным ускорением космических лучей. Упругость релятивистской компоненты, не испытывающей потерь на излучение, постепенно начинает доминировать и останавливает сжатие. Таким образом, в самых холодных областях радиативных ударных волн давление определяется магнитным полем и космическими лучами.

В старых туманностях вполне хватает времени на завершение всего процесса подъема и последующего спада электронной температуры. В результате получается некоторый набор интенсивностей линий различных ионов, характерный для установившегося спектра ударной волны. Величина пространственного разделения линий в этом случае относительно мала по сравнению с радиусом туманности.

В самых молодых остатках сверхновых, таких как Кассиопея А и остатки сверхновых Тихо, Кеплера и SN 1006, возможна иная ситуация. Время радиа-

тивного охлаждения может оказаться сравнимым с возрастом объекта, и в игру могут вступить дополнительные факторы, например адиабатическое расширение. Тогда охлаждение произойдет путем, отличным от высвечивания, и линии тяжелых элементов окажутся ослабленными по сравнению со случаем установившихся ударных волн. Иное соотношение между временем охлаждения и возрастом у молодых остатков сверхновых может также привести к значительной стратификации излучения, вплоть до того что линии водорода и тяжелых элементов будут разделены расстоянием, сравнимым с радиусом туманности.

Стратификация излучения была обнаружена Ситник и Тороповой [8] в Петле Лебеда: изофоты монохроматических снимков показывают смещение областей излучения в линиях [O III] и H_{α} ± [N II]. Области максимальной яркости [O III] и H_{α} ± [N II] разделены промежутком 12—24 угл. сек., что при расстоянии до Петли Лебеда 770 пс соответствует линейному разделению 0.05—0.1 пс.

С точки зрения динамики молодых туманностей представляют значительный интерес спектральные наблюдения остатков сверхновых Тихо [10] и SN 1006 [11]. В обеих туманностях обнаружено излучение только линий бальмеровской серии водорода. Верхний предел интенсивности линий остальных элементов составляет 1% интенсивности H_{α} (в красном диапазоне спектра) или 10% H_{β} (в синем диапазоне). Профили водородных линий в туманности Тихо имеют сложную структуру: они состоят из ядра с доплеровской шириной около 200 км/с и крыльев, ширина которых достигает 1800 км/с. В остатке сверхновой 1006 года линии имеют только узкое ядро шириной до 40 км/с.

Оптическое излучение значительного большинства остатков сверхновых возникает в сравнительно плотных облаках, по которым бегут радиативные ударные волны, генерируемые горячим разреженным газом, обжимающим облака [12, 13]; разреженный газ нагревается за фронтом ударной волны, возникающей в результате общего разлета остатка сверхновой. В литературе волны в облаках называются «внутренними», а фронт в разреженном газе — «передним», или «внешним».

В установившемся спектре ударной волны запрещенные линии тяжелых элементов достаточно интенсивны и некоторые из них сильнее линий водорода [2]. Такая ситуация наблюдается в старых остатках сверхновых и в некоторых молодых — Кассиопее А и туманности Кеплера. В чем же причина аномальной слабости линий тяжелых элементов в туманностях Тихо и SN 1006?

Шевалье, Кишнер и Раймонд [14] связывают оптическое свечение обеих туманностей не с облаками, а с передним фронтом. Согласно их модели функция распределения атомов водорода после прохождения вязкого скачка приобретает характерную двухскоростную структуру: часть нейтральных атомов за фронтом входит в реакцию перезарядки с быстрыми протонами, и возникают быстрые атомы и медленные ионы. Медленные атомы излучают узкое ядро водородной линии, а быстрые — широкие крылья.

Получающаяся задача в общей постановке весьма сложна, и авторы сделали два упрощающих предположения. Во-первых, они считают, что заряженная компонента плазмы — ионы и электроны — за счет взаимодействия с магнитным полем сразу приобретает высокую скорость на вязком скачке, а нейтральные атомы разгоняются постепенно. Во-вторых, они предполагают практически полную ионизацию газа перед вязким скачком, так что относительное число атомов можно считать малым параметром. Первое предположение справедливо в том случае, когда плотность энергии магнитного поля достаточно велика по сравнению с кинетической энергией направленного движения газа. В молодых остатках сверхновых ситуация, как правило, иная. Например, в туманности Тихо плотность энергии поля составляет около 10^{-10} эрг/см³, а плотность кинетической энергии — 10^{-8} эрг/см³ [15]; по-видимому, более реальным было бы предположение о постепенном разгоне заряженной компоненты. Предположение о большой ионизации водорода перед вязким скачком не согласуется с наблюдениями Ван ден Берга и соавторов [16], показавших отсутствие HII-области вокруг туманности Тихо. Поэтому количественное сопоставление расчетов [14] с наблюдениями конкретных туманностей пока надо делать с некоторой осторожностью, хотя справедливость положенной в основу идеи не вызывает сомне-

ний. Отсутствие линий тяжелых элементов в модели свечения газа за передним фронтом есть естественное следствие пропорциональности потока излучения потоку вещества через фронт, т. е. обилия химического элемента [14, 17].

Итак, установившийся спектр излучения ударных волн в облаках должен иметь достаточно сильные линии тяжелых элементов, в то время как в модели свечения за передним фронтом они должны практически полностью отсутствовать. Последний вывод согласуется с наблюдениями туманностей Тихо и SN 1006. Следует ли отсюда, что вокруг этих туманностей вообще нет облаков, обычно сопутствующих остаткам сверхновых? Для ответа на этот вопрос необходимо рассмотреть возможность распространения в облаках ударных волн с неустановившимся спектром. Основанием для такого рассмотрения служит молодость обеих туманностей. Тщательный анализ спектральных наблюдений необходим также в связи с тем, что как структура поляризованного радиоизлучения туманности Тихо [18], так и нерегулярность ее собственного движения [19] хорошо объясняются именно в рамках модели облаков.

Ниже мы проведем анализ структуры ударной волны средней силы, движущейся по нейтральному газу, и оценим возможное влияние высвечивания на спектр излучения. Рассматриваемая задача позволяет, сохраняя все принципиальные стороны физических процессов, упростить вычислительную сторону дела настолько, что зависимость спектра излучения водорода и тяжелых элементов от начальных условий становится наглядной.

Связь между интенсивностью излучения спектральной линии и ее вкладом в охлаждение. Уменьшение внутренней энергии на одну частицу \mathcal{E} определяется высвечиванием в линиях разных элементов, а также потерями на ионизацию водорода:

$$n \frac{d\mathcal{E}}{dt} = \frac{3}{2} n \frac{d}{dt} (T + xT_e) = \left(\sum_{k>j} A_{kj} E_{kj} n_k^{Z, ion} + n_1^{-1} q_H (1 + 1.5T_e) \right) n_e. \quad (1)$$

Первое слагаемое правой части (1) учитывает все радиативные переходы иона с номером ion химического элемента Z . Обозначения в (1) соответствуют общепринятым: T — температура тяжелых частиц (ионов и атомов); T_e — электронная температура; x — степень ионизации водорода; $n_k^{Z, ion}$ — плотность числа частиц иона ion элемента Z на возбужденном уровне k ; A_{kj} и E_{kj} — соответственно вероятность спонтанного перехода и разность энергий уровней k и j ; n_1 — плотность числа частиц нейтрального атома водорода; n_e — электронная плотность; n — полная плотность числа частиц; q_H — коэффициент ионизации водорода. Температуру измеряем в ридбергах.

Интенсивность излучения некоторой линии kj равна интегралу

$$I_{kj} = A_{kj} E_{kj} \int n_k^{Z, ion} dx, \quad (2)$$

взятому по всей толщине газа, прошедшего через фронт. Величину I_{kj} можно записать и как функцию времени t_ϕ , прошедшего с момента пересечения фронтом данного слоя газа. Для этого воспользуемся уравнением непрерывности для тяжелых частиц

$$n(t_\phi) v_\phi = n_0 v_0, \quad (3)$$

где v_ϕ — скорость фронта в момент t_ϕ относительно слоя газа, прошедшего через фронт при $t_\phi = 0$; v_0 — скорость фронта относительно невозмущенного газа, а n_0 — плотность невозмущенного газа. Из очевидного равенства

$$ax = v_\phi a t_\phi,$$

используя (3), получим

$$I_{kj} = n_0 v_0 A_{kj} E_{kj} \int \frac{n_k^{Z, ion}}{n(t_\phi)} dt_\phi. \quad (4)$$

Из (1) и (4) следует

$$n_0 v_0 \mathcal{E}_0 = \sum_{kj} I_{kj} + Q_i, \quad (5a)$$

где

$$Q_i = v_0 \int n_1 q_H n_e (1 + 1.5T_e) dt_\phi.$$

Потери на ионизацию водорода в рассматриваемом случае ударных волн средней силы, как правило, малы по сравнению с охлаждением в линии Ly_α , поэтому слагаемым Q_i в (5а) в первом приближении можно пренебречь. Тогда (5а) принимает известный вид [2]

$$n_0 v_0 \varepsilon_0 \approx \sum_{kj} I_{kj}. \quad (5б)$$

Формула (5б) является следствием закона сохранения энергии для случая чисто радиативных потерь. Приведенный вывод явно учитывает стратификацию излучения (4).

Из (4) и (5б) следует, что интенсивность линий за фронтом радиативной ударной волны определяется вызванным ими уменьшением внутренней энергии. Например, если возбуждение второго уровня водорода приводит к начальному падению внутренней энергии от ε_1 до ε_2 и только затем «включается» охлаждение на кислороде, то линии кислорода окажутся слабее линии Ly_α примерно в $\varepsilon_1/\varepsilon_2$ раз.

Возбужденные уровни водорода и гелия лежат вблизи границы ионизации, в то время как у других элементов, как правило, существуют уровни энергии, расположенные достаточно низко. Именно это обстоятельство и приводит главным образом к упомянутому выше разделению по температуре диапазонов охлаждения в линиях водорода и тяжелых элементов. При высоких температурах благодаря малому содержанию тяжелых элементов доминирует вклад водорода, а при низких — охлаждение определяется тяжелыми элементами вследствие резкого уменьшения скорости возбуждения водорода. Отсюда в силу связи охлаждения с интенсивностью линий следует, что линии водорода и тяжелых элементов формируются, вообще говоря, в областях с разной температурой.

Кривая в плоскости $T_e - x$, выражающая равенство коэффициентов охлаждения в линиях водорода и кислорода. В этом пункте мы сделаем несколько упрощений вычислительной процедуры, о которых говорилось во введении.

Во-первых, под знаком суммы правой части (1) оставим только слагаемые, описывающие возбуждение водорода и кислорода. Замена всех тяжелых элементов кислородом оправдана тем, что он является наиболее обильным из элементов, имеющих удобную для охлаждения структуру уровней. Содержание второго такого элемента — азота — примерно на порядок меньше, а остальные (сера, аргон, кальций) еще менее обильны, поэтому учет одного кислорода должен сохранить все принципиальные стороны рассматриваемой задачи.

Введем величину T_{en} , равную такой электронной температуре, при которой потери на ионизацию и возбуждение водорода равны потерям на возбуждение кислорода. Эту величину можно вычислить из уравнения

$$\left[\sum_{k \geq 2} q_k E_k + q_H (1 + 1.5T_{en}) \right] (1 - x) = Z_{Ox} \left(\sum_{kj} A_{kj} E_{kj} \frac{n_k^{Ox, ion}}{n n_e} \right). \quad (6)$$

Здесь $Z_{Ox} \approx 10^{-3}$ — обилие кислорода. В левой части (6) стоит сумма по всем возбужденным уровням водорода, q_k — коэффициент возбуждения, а E_k — потенциал возбуждения уровня k .

Так как мы рассматриваем только такие ударные волны, в которых не происходит полной ионизации водорода, то в силу приблизительно одинаковой зависимости от температуры степени ионизации кислорода и водорода в правой части (6) достаточно учесть только ОI и ОII.

Ниже мы будем иметь дело с относительно малыми концентрациями электронов $n_e \ll 10^4 \text{ см}^{-3}$ — значительно меньшими критических значений для запрещенных переходов ОI и ОII [2], поэтому в правой части (6) можно пренебречь ударами водорода. Тогда уравнение (6) приобретает вид

$$\left[\sum_{k \geq 2} q_k E_k + q_H (1 + 1.5T_{en}) \right] (1 - x) = Z_{Ox} \left(\sum_j x_j \sum_l E_l q_l \right), \quad (7)$$

где x_j — относительное содержание атома или иона кислорода ($x_{O1} + x_{OII} = 1$), а E_l и q_l — энергии и скорости возбуждения соответствующих уровней.

Коэффициент возбуждения k -го уровня атома водорода равен [20]

$$q_k = 10^{-8} \frac{A_k}{(k^2 - 1)^{3/2}} \frac{\sqrt{\beta_k (\beta_k + 1)}}{\beta_k + \chi_k} e^{-\beta_k}, \quad \beta_k = \frac{E_k}{T_e}. \quad (8)$$

Величины A_k и χ_k приведены в табл. 1. Наличие множителя $(k^2 - 1)^{3/2}$ в знаменателе (8) обуславливает малый вклад высоких уровней в скорость охлаждения. Уже вклад 6-го уровня составляет менее 2%, в связи с чем в суммарной части (7) мы ограничимся слагаемыми с $k=2 \div 5$. Численное значение

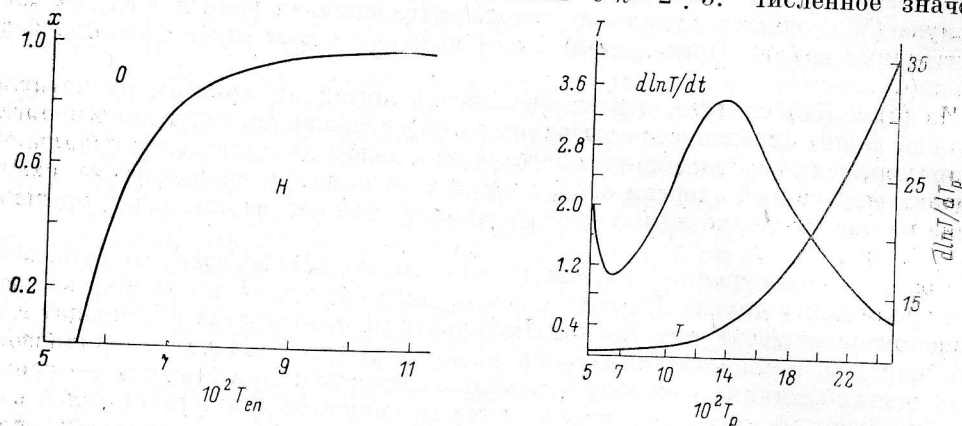


Рис. 1. Кривая равенства скоростей охлаждения в линиях водорода и кислорода на диаграмме $T_e - x$.

Слева от кривой доминирует кислород, справа — водород.

Рис. 2. Связь между температурой тяжелых частиц T и «граничной» электронной температурой T_p .

коэффициента ионизации водорода получалось путем интерполяции таблиц Лотца [21] формулами борновского приближения

$$q_H = 1.16 \cdot 10^{-7} \left(\frac{1}{T_e} + 4.247 \right)^{-1} (T_e + 1)^{1/2} e^{-1/T_e} \quad (9)$$

в диапазоне температур $0.08 < T_e < 0.8$ Ry. Коэффициенты возбуждения кислорода были вычислены по формулам [2]

$$q_l = \frac{2.17 \cdot 10^{-8} \Omega_l}{\omega_n \sqrt{T_e}} \exp \left(-\frac{E_l}{T_e} \right), \quad (10)$$

где ω_n — статистический вес нижнего уровня; Ω_l — сила удара. Значения параметров, использованных при расчетах, приведены в табл. 2.

Большая скорость перезарядки кислорода на водороде (10^{-9} см³/с при температурах, больших 0.1 Ry [22]), значительно превышающая скорость ионизации электронным ударом при $T_e < 0.3$ Ry, устанавливает отношение $n(OI)/n(OII)$ равным $(8/9)n(HI)/n(HII)$, что позволяет явно выразить x_{O1} , x_{OII} через x :

$$\begin{aligned} x_{O1} &= \frac{1-x}{1+x/8}; \\ x_{OII} &= \frac{(9/8)x}{1+x/8}. \end{aligned} \quad (11)$$

Равенство (7) вместе с (11) мы можем рассматривать как уравнение, связывающее электронную температуру со степенью ионизации водорода. Его решение — функция $T_{en}(x)$ — приведено на рис. 1. Хорошо видно, что в диапа-

ТАБЛИЦА 1

k	2	3	4	5	6
A_k	24	22	22	21	21
χ_k	0.28	0.37	0.39	0.41	0.42

ТАБЛИЦА 2

Кислород	Переход	λ , Å	E_l , эВ	ϱ_l	ω_H
O I	1—2	6332	1.96	0.39 *	9
	1—3	2965	4.18	0.30 *	
O II	1—2	3728	3.33	1.28	4
	1—3	2471	5.02	0.58	

* В интервале температур 1—2 эВ. (Параметры запрещенных переходов удобнее выражать в электронвольтах, но численный множитель в (10) отвечает температуре, выраженной в ридбергах).

зоне $T_e > 0.08 R_y$ охлаждение в линиях лаймановской серии доминирует даже при относительно небольшом количестве атомов водорода.

Аналогичным образом можно найти температуру T_{ea} , при которой выполняется равенство коэффициентов излучения в линии H_α водорода и красной линии кислорода $\lambda=6300$ Å. Соответствующее уравнение имеет вид:

$$q_3 + 0.516q_4 + 0.484q_5 + 0.471q_6 = \frac{6563}{6300} \frac{Z_{Ox}}{1+x/8} (q_{1D} + 0.758q_{1S}). \quad (12)$$

В левой части (12) написана скорость возбуждения третьего уровня атома водорода с учетом каскадов через четвертый, пятый и шестой уровни, а множитель в скобках справа равен скорости возбуждения уровня 1D нейтрального кислорода с учетом каскада через уровень 1S ; данные для расчетов приведены в [2]. Величина x в данном случае мало влияет на результат, в силу чего (12) можно рассматривать как уравнение только для T_e . Его решением при $Z_{Ox}=10^{-3}$ и $x=0.1$ является $T_{ea} \approx 1.25$ эВ $\approx 0.09 R_y$. При больших температурах излучение в H_α резко увеличивается, при меньших — становится пренебрежимо малым.

Причины, по которым T_{ep} и T_{ea} оказались в несколько раз меньше потенциала возбуждения второго уровня водорода, не случайны. Они есть следствие малого содержания элементов, обладающих развитой структурой уровней с низким потенциалом возбуждения. Сечения возбуждения разных элементов $e1$ различаются не так сильно, поэтому отношение скоростей возбуждения тяжелого элемента и водорода определяется главным образом произведением

$$Z_{e1} \exp\left(\frac{E_2 - E_{kj}}{T_e}\right) \quad (13)$$

[обозначения те же, что и в (6), (7)]. Так как $Z_{e1} \ll 1$ и $E_{kj} \ll E_2$, то это произведение может оказаться порядка единицы только при большой величине показателя экспоненты, т. е. при $T_e \ll E_2$.

Таким образом, равенство коэффициентов излучения в линиях водорода и тяжелых элементов должно выполняться при температурах, значительно меньших энергии возбуждения второго уровня водорода (исключение составляет не рассматриваемый здесь случай чрезвычайно большой степени ионизации водорода перед фронтом). Именно это обстоятельство позволяет провести указанное выше разбиение всего диапазона температур на две области, в одной

из которых решающий вклад дает водород, а в другой — тяжелые элементы. Уже незначительное отклонение от граничной температуры приводит к доминированию того или иного механизма возбуждения.

Охлаждение газа за фронтом ударной волны описывается некоторой кривой в плоскости $x-T_e$, пересечение которой с кривой на рис. 1 определяет степень ионизации и температуру газа в момент равенства скорости высвечивания в линиях водорода и кислорода. Чтобы получить эту кривую, необходимо решить систему уравнений нестационарного охлаждения.

Система уравнений квазистационарного охлаждения за фронтом ударной волны. Напишем систему уравнений нестационарного охлаждения, учитывая потери энергии на ионизацию и возбуждение водорода, обмен энергии между атомами водорода и электронами, а также ударную ионизацию водорода:

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{3}{2} T_e \right) = \left[\varphi_{eH} (T - T_e) - \sum_{k=2}^5 q_k E_k - q_H (1 + 1.5 T_e) \right] n_1; \quad (14a)$$

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{3}{2} T \right) = -\varphi_{eH} (T - T_e) n_e; \quad (14б)$$

$$\frac{dx}{dt} = q_H (1 - x) n_e \quad (14в)$$

с начальными значениями T^Φ , T_e^Φ , x^Φ на фронте. Будем, как обычно, считать, что на фронте энергия передается преимущественно тяжелой компоненте:

$$T^\Phi = 3.301v (2/7) Ry,$$

где v_7 — скорость газа за фронтом, выраженная в 10^7 см/с.

Систему (14) интегрируем до момента, когда T_e после максимума падает до величины, определяемой (7). В этот промежуток времени доминирует охлаждение в линиях водорода и вкладом тяжелых элементов в правую часть (14a) можно пренебречь. В (14в) опущено слагаемое, описывающее рекомбинацию, так как мы рассматриваем область температур, при которых скорость рекомбинации значительно меньше скорости ионизации электронным ударом. В (14a), (14б) не учитывается обмен энергией электронов с ионами. Справедливость этого предположения мы проверим ниже, используя полученное решение. Скорость обмена энергией электронов с атомами при $T_e < 0.75 Ry$ практически не зависит от температуры. Результат интегрирования по максвелловскому распределению скоростей сечения упругого взаимодействия, взятого из [23], равен

$$\varphi_{eH} = 6.558 \cdot 10^{-10} \text{ см}^3/\text{с}.$$

Правая часть (14a) существенно нелинейна: в ограниченном диапазоне изменения электронной температуры второе и третье слагаемые могут значительно измениться. Это обстоятельство характерно для всего класса задач о радиативных ударных волнах и усложняет их численное решение на ЭВМ. Однако оно же позволяет провести приближенный анализ, упрощающий решение и дающий возможность получить некоторые результаты в аналитической форме.

Сильная зависимость от температуры второго и третьего слагаемых (14a) позволяет ввести понятие о «граничной температуре» T_p , обладающей следующим свойством: при $T_e < T_p$ можно пренебречь вторым и третьим слагаемыми, а в противном случае — первым. T_p как функция T определяется из (14a) при условии

$$dT_e/dt = 0, \quad (15)$$

смысл которого в том, что сумма положительных и отрицательных членов в правой части значительно меньше каждого из них в отдельности. График зависимости $T_p(T)$ приведен на рис. 2. Падение T_p обусловлено постепенным уменьшением T .

Из (14) и (15) можно получить уравнение, непосредственно связывающее T и x , причем, как видно из рис. 2, $T_p \ll T$ и в (14б) можно пренебречь T_p по сравнению с T :

$$\frac{dx}{dT} = \frac{3}{2} \frac{q_H}{\varphi_{eH}} \frac{1-x}{T}. \quad (16)$$

В диапазоне температур $0.11 < T_e < 0.3$ Ру величину q_H можно аппроксимировать формулой

$$q_H = 1.776 \cdot 10^{-8} \exp(-B/T_e), \quad B = 1.08434, \quad (17)$$

с относительной ошибкой не более 3%. Из (16) и (17) следует

$$-\int \frac{dx}{1-x} = 40.62 \int \frac{d \ln T}{dT_p} e^{-B/T_p} dT_p. \quad (18)$$

Вынося за знак интеграла медленно меняющийся множитель $d \ln T / dT_p$ (его график приведен на рис. 2), выражаем правую часть (18) через интегральную показательную функцию $Ei_2(B/T_p)$. Учитывая $T_p \ll B$, оставляем в разложении Ei_2 по B/T_p только первый член, после чего получаем

$$\ln \left(\frac{1-x^\phi}{1-x_b} \right) = 34.55 \frac{d \ln T}{dT_p} \Big|_m (T_p^m)^2 e^{-B/T_p^m} - T_p^2 e^{-B/T_p}, \quad (19)$$

где T_p^m — величина электронной температуры в максимуме, а x_b — степень ионизации водорода в момент $T_p = T_p^m$. С течением времени T_p уменьшается, а x — увеличивается. Из (19) видно, что ионизация происходит главным образом вблизи максимума электронной температуры: второе слагаемое в скобках правой части значительно меньше первого при T_p в несколько раз меньшем T_p^m .

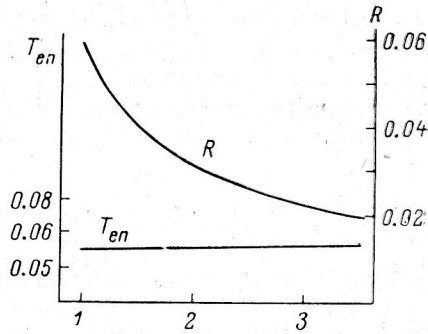


Рис. 3. Температура T_{en} , при которой скорости охлаждения в линиях водорода и кислорода равны друг другу, и внутренняя энергия на одну частицу при $T_e = T_{en}$, деленная на ее значение на фронте (R).

Отсюда следует, что в области температур, где имеет место равенство скорости охлаждения в линиях кислорода и линии H_α , степень ионизации водорода уже практически не меняется. Ниже мы увидим, что в рассматриваемой постановке задачи, когда можно пренебречь скоростью кулоновских соударений по сравнению со скоростью обмена энергией электронов с нейтральными атомами, степень ионизации водорода не успевает значительно измениться во время стадии упругого обмена, и из $x^\phi \ll 1$ следует $x_b \ll 1$. Пренебрегая x_b по сравнению с единицей в левой части (19), получим уравнение, связывающее степень ионизации водорода x^m , установившуюся после момента максимума T_e , с величиной T_p^m :

$$\ln \left(\frac{1}{1-x^m} \right) = 34.55 \frac{d \ln T}{dT_p} \Big|_m (T_p^m)^2 e^{-B/T_p^m}. \quad (20)$$

Легко убедиться, что заметная ионизация за фронтом наступает лишь при $T_p > 0.25$ Ру, отвечающей $T > 3.6$ Ру.

Пересечение (20) с кривой на рис. 2 полностью определяет величины T , T_e и x в конце стадии доминирования водорода. Окончательный результат приведен на рис. 3. По оси абсцисс отложена температура на фронте, а по оси ординат — T_{en} и отношение R внутренней энергии на одну частицу при $T_e = T_{en}$ к ее значению на фронте:

$$R = \frac{T(T_{en}) + x^m T_{en}}{T^\phi}.$$

Величина T_{en} , как и следовало ожидать, слабо зависит от температуры на фронте. Остаточная внутренняя энергия R не превышает нескольких процентов энергии

газа на фронте, и сравнительно слабые (по сравнению с энергией ударной волны) возмущения газа могут воспрепятствовать охлаждению в линиях тяжелых элементов при $T_e < T_{en}$. Этот вопрос мы подробнее рассмотрим в следующем пункте, а сейчас выясним область применимости полученного решения.

Скорость кулоновских столкновений равна [3]

$$\varphi_{ei} = 2.138 \cdot 10^{-10} T_e^{-3/2} \text{ см}^3/\text{с},$$

если T_e выражена в ридбергах. Степень ионизации водорода, при которой скорости обмена энергией электронов с ионами и атомами равны друг другу, получается из уравнения

$$\varphi_{eH} (1-x) = \varphi_{ei} x,$$

или, после подстановки численных констант,

$$x = \frac{a}{1+a}, \quad a = 3.07 T_e^{3/2}. \quad (21)$$

Сравнение (20) и (21) показывает, что уравнение (16), а вместе с ним и весь анализ поведения T_e после максимума, проведенный в этом пункте, справедливы при

$$T_p < 0.24 \text{ Ry}.$$

При больших значениях T_p надо φ_{eH} в (16) заменить на $\varphi_{ei} x / (1-x)$. Оценим величину потерь энергии $(\Delta T_e)_H$ на стадии подъема электронной температуры перед максимумом. Следуя начальным предположениям, опустим в правой части (14а) все слагаемые, кроме первого, а величину T будем считать постоянной, равной T^Φ . Так как в это время T_e значительно меньше T , то (14а) сводится к

$$\frac{dT_e}{dt} = \frac{2}{3} \varphi_{eH} T n_1. \quad (22)$$

Величину $(\Delta T_e)_H$ вычисляем интегрированием скорости потерь $(dT_e/dt)_H$ по времени от начального момента до момента максимума T_e . Как мы видели выше, при $T_e \ll 1 \text{ Ry}$ скорость потерь определяется в основном возбуждением второго уровня водорода:

$$-\left(\frac{dT_e}{dt}\right)_H \approx \frac{2}{3} q_2 E_2 n_1 \approx 2.31 \cdot 10^{-8} e^{-E_2/T_e} n_1 \text{ Ry/c} \quad (23)$$

[во втором равенстве точное значение q_2 из (8) заменено его асимптотическим приближением при $\beta_2 > 1$]. С помощью (22) интегрирование по времени можно заменить интегрированием по T_e :

$$(\Delta T_e)_H = - \int_{T_e^\Phi}^{T_p} dT_e \left(\frac{dT_e}{dt} \right)_H \left/ \frac{dT_e}{dt} \right.$$

После простых выкладок получим

$$\frac{(\Delta T_e)_H}{T} \approx -70.45 \left(\frac{T_p}{T} \right)^2 e^{-0.75/T_p}. \quad (24)$$

При наибольшем из допустимых (21) значений T_p , равном 0.24, правая часть (24) не превосходит 2 %, в остальных случаях потери еще меньше. Таким образом, мы подтвердили правильность предположения о малой роли неупругих процессов на стадии подъема электронной температуры от начального значения до величины T_p .

Аналогичные вычисления степени ионизации водорода на стадии упругого обмена приводят к

$$\ln \left(\frac{x_H}{x^\Phi} \frac{1-x^\Phi}{1-x_H} \right) = 37.46 \frac{(T_p^m)^2}{T^\Phi} e^{-1.084/T_p^m}.$$

Максимальное значение правой части также достигается при $T_p^m = 1.24$, оно оказывается равным $6.6 \cdot 10^{-3}$, откуда получаем

$$x_p \approx 1.007 x^\Phi,$$

т. е. действительно из $x^\Phi \ll 1$ следует $x_p \ll 1$.

Возможные причины ослабления излучения тяжелых элементов. После фазы излучения в линиях бальмеровской серии начинается формирование линий тяжелых элементов. Например, линия 6300 \AA [OI] образуется, как было вычислено во втором параграфе, при $T_e \leq T_{ea} \approx 1.25 \text{ эВ}$ (в этом параграфе температуру удобнее выражать в электронвольтах). Характерное время высвечивания в линиях кислорода равно

$$t_c^{Ox} = \frac{T}{\varphi(T_e) n_e},$$

где

$$\varphi(T_e) = Z_{Ox} (E_{1D} q_{1D} + E_{1S} q_{1S}).$$

Подставляя сюда константы из табл. 2, получим

$$\varphi(1.25 \text{ эВ}) \approx 1.62 \cdot 10^{-12} \text{ эВ} \cdot \text{см}^3/\text{с}.$$

При $T_p = 1.25 \text{ эВ}$ $T = 1.5 \text{ эВ}$ (рис. 2), откуда

$$t_c^{Ox} \approx 0.92 \cdot 10^{12} / (n_e c).$$

Если данный слой газа охладится каким-либо путем, отличным от высвечивания, быстрее, чем за время t_c^{Ox} , то красная линия кислорода соответственно ослабнет.

Возможной причиной, препятствующей высвечиванию газа при $T_e < T_{ea}$, является падение давления за фронтом передней ударной волны. Как известно [24], давление одноатомного газа в случае сферической симметрии падает вдвое уже через промежуток времени, равный примерно $t_R/20$ после момента прохождения переднего фронта, где t_R — возраст остатка сверхновой. Отсюда можно оценить верхний предел n_e^m электронной плотности облака, в котором высвечивание в линиях кислорода происходит медленнее адиабатического охлаждения. Величина n_e^m получается из условия

$$t_c^{Ox} = t_R/20.$$

Возраст остатка сверхновой Тихо равен $1.3 \cdot 10^{10} \text{ с}$, а сверхновой 1006 года — $3.07 \cdot 10^{10} \text{ с}$, откуда

$$n_e^m = \begin{cases} 1.4 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3} \text{ Тихо} \\ 600 \text{ см}^{-3} \text{ СН 1006} \end{cases}$$

Полная плотность, согласно (20), по крайней мере в 4 раза больше.

Другой причиной, задерживающей высвечивание в линиях кислорода, может быть конечная длительность t_c^H охлаждения в течение «водородной» фазы. Величина

$$t_c^H = \frac{T}{q_2 E_2 n_e}$$

слабо зависит от температуры за фронтом и в диапазоне $0.54 < T < 3R$ у равна приблизительно $2 \cdot 10^9 / n_e \text{ с}$. Время охлаждения на водородной фазе сравнимо с $t_R/20$ при $n_e \leq 10 \text{ см}^{-3}$. Полная плотность газа в несколько раз выше.

Итак, линии кислорода в облаке могут оказаться ослабленными за счет адиабатического расширения газа, обжимающего облако; к тому же они излучаются не там, где образуются линии водорода. Оба фактора приводят к ослаблению излучения кислорода (и других тяжелых элементов) в области образования линий водорода, чем можно объяснить цитированные во введении результаты наблюдений Кишнера и Ласкера.

Если степень ионизации водорода перед фронтом достаточно велика, то линии ионов тяжелых элементов дадут больший вклад в охлаждение и, следовательно, будут сильнее. Так можно объяснить различие спектров сверхновых Тихо и Кеплера — в последнем наблюдаются линии азота и кислорода. В спектрах стационарных волокон Кассиопеи А вместе с бальмеровской серией водорода видны линии NII, но нет линий кислорода. С точки зрения рассматриваемой модели это может быть следствием аномально большого содержания азота в стационарных волокнах (при нормальном обилии кислорода).

Дискуссия. Итак, в силу конечности времени высвечивания в линиях водорода и вследствие падения давления горячего газа, обжимающего облака, линии тяжелых элементов в спектре излучения облаков могут быть в значительной степени ослаблены и смещены из области свечения водорода. Однако это не означает, что они вообще не должны быть заметны. Их ослабленное излучение может исходить из более глубоких центральных областей туманности, а не из области свечения линии H_α : в силу большой скорости разлета молодых остатков сверхновых происходит пространственное разделение областей последовательного высвечивания сначала в линиях водорода, а затем — в линиях тяжелых элементов. Следовательно, излучение в запрещенных линиях следует искать ближе к центру туманности — в области остаточного высвечивания облаков, начатого в линиях водорода, еще во время пересечения облаком переднего фронта.

Таким образом, две модели свечения водородных линий — модель перезарядки у переднего фронта и модель временной задержки излучения в линиях тяжелых элементов — приводят к принципиально разным наблюдательным следствиям. Согласно модели перезарядки излучение в линиях запрещенных элементов должно исходить приблизительно из той же пространственной области, что и в линиях бальмеровской серии, но оно слабее последних примерно в 10^8 раз, пропорционально обилию тяжелых элементов. В модели обжатия облаков эти линии, несколько ослабленные адиабатическим расширением, должны наблюдаться ближе к центру туманности.

Для сравнения двух моделей достаточно сделать глубокие снимки остатков сверхновых Тихо и SN 1006 с фильтрами, пропускающими излучение в линиях бальмеровской серии водорода. Обнаружение на них деталей, отличных от наблюдаемых в H_α , будет свидетельствовать в пользу модели обжатия облаков, их отсутствие — в пользу модели перезарядки у переднего фронта.

Литература

1. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Физматгиз, 1963.
2. Каплан С. А., Пикельнер С. Б. Межзвездная среда. М.: Физматгиз, 1963.
3. Пикельнер С. Б. Основы космической электродинамики. М.: Наука, 1966.
4. Пикельнер С. Б. Спектрофотометрическое исследование механизма возбуждения волокнистых туманностей. — Изв. КрАО, 1954, 12, с. 93—117.
5. Сох D. P. Theoretical structure and spectrum of a shock wave in the interstellar medium: The Cygnus Loop. — *Astrophys. J.*, 1972, 178, p. 143—158.
6. Бычков К. В. Физические условия в Петле Лебеда. — *Сообщ. САО*, 1974, № 10, с. 3—14.
7. Dorita M. A. Optical emission from shock waves. I. Abundances in No. 49. — *Astrophys. J.*, 1976, 209, p. 395—401.
8. Raymond J. C. Shock waves in the interstellar medium. — *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 1979, 39, p. 1—27.
9. Ситник Т. Г., Горопова М. С. Монохроматическое фотографирование остатка сверхновой Петля в Лебеде. Построение изофот излучения части туманности в линиях [OIII] и H_α + [NII]. — Письма в АЖ, 1984.
10. Kirshner R. P., Chevalier R. A. The spectrum of Tycho's supernova remnant. — *Astron. and Astrophys.*, 1978, 67, p. 267—271.
11. Lasker B. M. Spectroscopy of the remnant of supernova SN 1006. — *Astrophys. J.*, 1981, 244, p. 517—519.
12. McKee C. F., Cowie L. L. The interaction between the blast wave of a supernova remnant and interstellar clouds. — *Astrophys. J.*, 1975, 195, p. 715—725.
13. Бычков К. В., Пикельнер С. Б. Флуктуации плотности межзвездной среды — причина различия «рентгеновских» и «доплеровских» скоростей остатков сверхновых. — Письма в АЖ, 1975, 1, с. 29—34.
14. Chevalier R. A., Kirshner R. P., Raymond J. C. The optical emission

- from a fast shock wave with application to supernova remnants. — *Astrophys. J.*, 1980, **235**, p. 186—195.
15. Шкловский И. С. Сверхновые звезды. М.: Наука, 1976.
 16. Berg S. van den, Marshner A. P., Terzian Y. An optical atlas of galactic supernova remnants. — *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 1973, **26**, p. 19—36.
 17. Вучков К. В., Лебедев В. С. On the origin of high-velocity gas H_{α} -emission from the Cygnus Loop and IC443. — *Astron. and Astrophys.*, 1979, **80**, p. 167—169.
 18. Duin R. M., Strom R. G. A multifrequency study of the radio structure of 3C10, the remnant of Tycho's supernova. — *Astron. and Astrophys.*, 1975, **39**, p. 33—42.
 19. Бычков К. В. К свечению оптических волокон в Тихо. — *Астрон. ж.*, 1974, **51**, с. 317—320.
 20. Вайнштейн Л. А., Собельман И. И., Юков Е. А. Возбуждение атомов и уширение спектральных линий. М.: Наука, 1978.
 21. Lotz W. Electron-impact ionization cross-section and ionization rate coefficients for atoms and ions. — *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 1967, **14**, p. 207—238.
 22. Field G. B., Stegman G. Charge transfer and ionization equilibrium in the interstellar medium. — *Astrophys. J.*, 1971, **166**, p. 59—64.
 23. Друкарев Г. Ф. Столкновение электронов с атомами и молекулами. М.: Наука, 1978.
 24. Седов Л. И. Методы подобия и размерности в механике. М.: Наука, 1981.

Поступила в редакцию 12 ноября 1982 г.