

ПРОЦЕССЫ В ОБОЛОЧКАХ НОВЫХ НА ФАЗЕ ДИФФУЗНО-ИСКРОВОГО И ОРИОНОВА СПЕКТРОВ

В. С. Бычкова

Одновременное наличие у Новых на стадии диффузно-искрового и орионова спектров нескольких систем сравнительно узких линий с разными доплеровскими сдвигами, а также значительные изменения этих сдвигов и временное исчезновение некоторых полос объясняются столкновением с главной оболочкой клочковатого звездного ветра от центрального источника.

Элементом взаимодействия является столкновение быстрого и медленного волокон, в результате которого по каждому из них бегут ударные волны.

Невозмущенный газ медленного сгустка образует полосы главного спектра, а газ между двумя фронтами — диффузно-искровой и орионов. Источником свечения могут быть либо слои вблизи фронта в быстром волокне, и тогда наблюдаются все системы, как в большинстве Новых, либо газ вблизи фронта в медленном волокне, и тогда виден лишь главный спектр, как в Новой Лебеда (1975 г.).

В каждый момент времени с волокнами главной оболочки взаимодействует только часть быстрых сгустков. Затем эти сгустки обгоняют оболочку (или застревают в ней), а на их место прилетают другие, с иными лучевыми скоростями. Так можно объяснить наблюдаемые флуктуации доплеровских сдвигов диффузно-искрового и орионова спектров.

Некоторые волокна могут оказаться прозрачными для жестких квантов, рождаемых у фронтов, что может привести к появлению всплесков рентгеновского излучения.

An interaction of a patchy stellar wind with the principal envelope explains simultaneously observed systems of rather narrow lines with different dopler shifts as well as the strong variations of these shifts and temporal disappearance of some line systems.

The elementary act of the interaction is a collision of a fast-moving knot with a slow-moving one, which results in shock propagation into the two knots.

The pre-shocked gas of the slow knot gives an origin to the bands of the principal spectrum while the cooled gas between the two shocks to the diffuse-enhanced and orion spectra. Both layers near the shock in the fast-moving knot, then all the spectral systems are observed as in the large part of novae, and the post-shocked gas of the slow filament, then only the principal spectrum is seen, as it was in the case of the Nova Cygnus (1975), can be the energy source.

Only a part of the fast-moving knots is colliding with the filaments of the principal envelope at a given moment of time. These knots are passing the principal envelope (or sticking in it), new ones being arrived at their place, with another radial velocities which can explain the observed fluctuations of the diffuse-enhanced and orion spectrum dopler shifts.

Some of the knots can prove to be transparent for the hard quanta originated from the shocks that can result in «bursts» of X-ray emission.

Введение. Через несколько дней после максимума блеска в спектрах большинства Новых появляются наряду с главным спектром системы линий поглощения доплеровские сдвиги, которых значительно больше, чем у главного спектра. У быстрых Новых они видны несколько недель, у медленных — до нескольких месяцев. Эти системы принято делить на диффузно-искровой и орионов спектры по степени ионизации и величине разброса доплеровских скоростей.

Диффузно-искровой (ДИ) спектр появляется раньше, чем орионов (ОРИ). Вначале возникают системы с меньшими доплеровскими скоро-

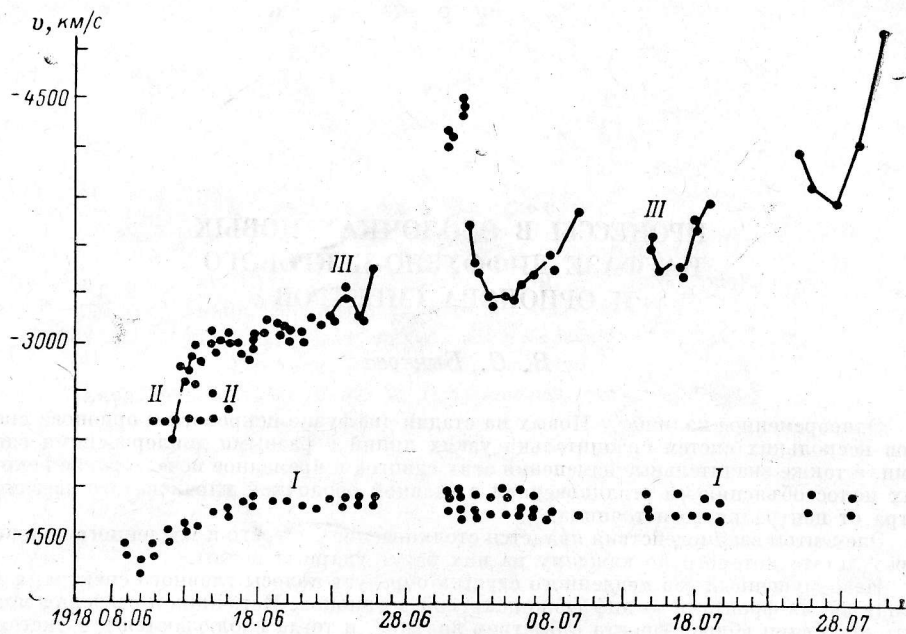


Рис. 1. Кривая лучевых скоростей N Aql 1918 г.
Спектры: I — главный; II — ДИ; III — ОРИ.

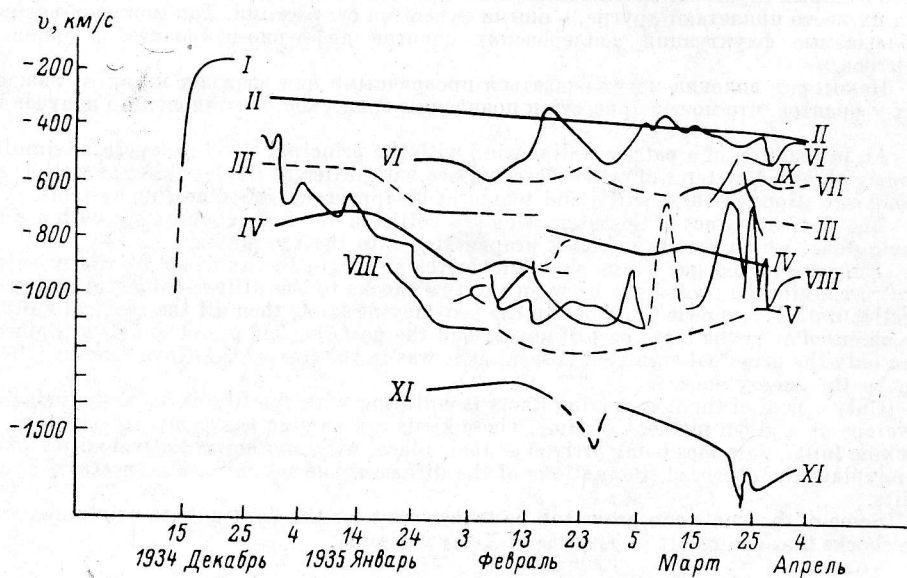


Рис. 2. Кривая лучевых скоростей DQ Her 1934 г.
Спектры: I—II — предмаксимальный; III—V — главный; VI—VIII — ДИ; IX—XI — ОРИ.

стями, потом — с большими. ОРИ спектр становится виден вместе с наиболее быстрыми системами ДИ спектра.

ОРИ спектр, как и диффузно-искровой, чаще всего состоит из несколь-

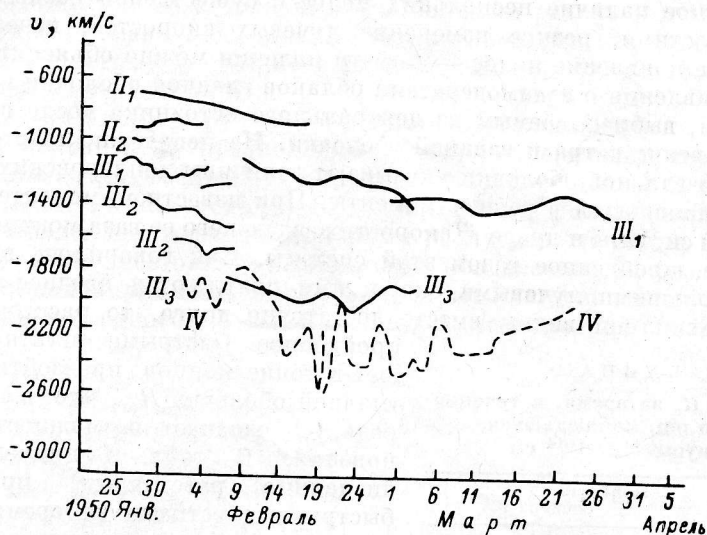


Рис. 3. Кривая лучевых скоростей DK Lac 1950 г.
Спектры: II — главный; III — ДИ; IV — ОРИ.

ких систем линий поглощения, ширина которых, как правило, значительно меньше величины доплеровского сдвига [1].

На рис. 1—4 собраны наиболее известные из литературы данные о лучевых скоростях наиболее исследованных Новых: DQ Her и N Aql [2, 3], DK Lac [4] и N Vul [5]. На всех рисунках хорошо видна сложная зависимость от времени доплеровских сдвигов многочисленных систем линий поглощения. В каждый момент, как правило, присутствует несколько полос с разными скоростями: DQ Her насчитывала шесть систем линий поглощения, а DK Lac и N Vul — по четыре.

Сдвиги линий в среднем увеличиваются со временем, однако это происходит на фоне сильных колебаний лучевых скоростей. У DQ Her колебания, как видно из рис. 2, достигали 200 км/с за 5—10 дней, а у DK Lac — 300—400 км/с (рис. 3).

Зафиксированы случаи, когда отдельные системы вовсе исчезали на время, а потом появлялись снова. Например, в спектре N Her (1963 г.) было замечено исчезновение ДИ системы на 2 дня [6].

Одновременное наличие двух быстрых систем, вообще говоря, не является атрибутом Новых. Например, у N Ser (1970 г.) линии ОРИ спектра отсутствовали [7], а у N 1500 Cyg (1975 г.) начиная от максимума блеска

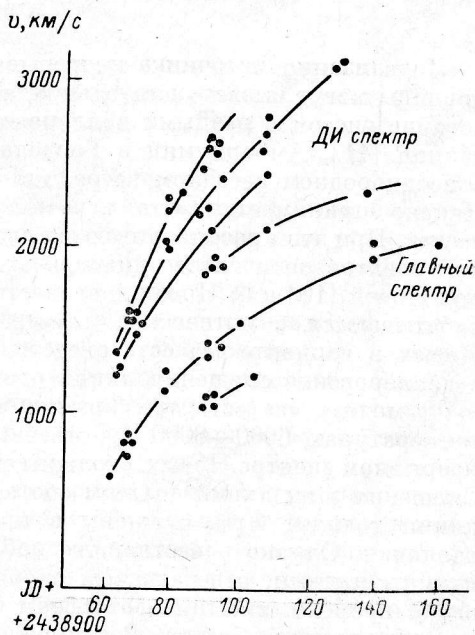


Рис. 4. Лучевые скорости N Vul 1968 г.

и вплоть до небулярной стадии была видна лишь одна система широких полос поглощения [8].

Ниже мы покажем, что наблюдаемый калейдоскоп систем поглощения, одновременное наличие нескольких полос с существенно разными лучевыми скоростями, резкое изменение лучевых скоростей, исчезновение и повторное появление полос — все эти явления можно объяснить в рамках представления о взаимодействии облаков главной оболочки со звездным ветром, выбрасываемым из центрального источника после вспышки.

Столкновение ветра и главной оболочки. На неизбежность столкновения ветра и главной оболочки указывают величины доплеровских сдвигов систем, появившихся в разные моменты. При известном моменте появления данной системы и лучевой скорости создающего ее газа можно оценить расстояние, пройденное газом этой системы. Как говорилось выше, системы с большими лучевыми скоростями появляются позднее главного спектра. Если они видны вместе достаточно долго, то расстояние R_6 ,

ТАБЛИЦА 1
Расстояния R_6 за время, в течение которого они наблюдаются, и радиусы $R_{гг}$, 10^{14} см

Объект	При исчезновении спектра			
	ДИ		ОРИ	
	$R_{гг}$	R_6	$R_{гг}$	R_6
V 603 Aql	2	1	4.8	4.3
DQ Her	3	6.4	3.4	2.5
V 476 Cyg	3.1	4.4	3.2	5.6
DN Gem	2.1	2.9	3.9	7.4
GK Per	3.9	6.9	5.2	8.2

пройденное быстрыми сгустками, может в конце концов превзойти радиус главной оболочки $R_{гг}$, что, в свою очередь, и означает возможность столкновения. В табл. 1 приведены вычисленные расстояния, пройденные быстрыми сгустками за время наблюдения, а также значения радиуса главной оболочки. Вычисления проведены для пяти Новых, данные взяты из [9]. Из таблицы видно, что в большинстве случаев R_6 оказывалось в конце концов больше, чем $R_{гг}$ в 1.5—2 раза, т. е. быстрый газ догонял главную оболочку, и столкновение должно было иметь место.

Локализация источника непрерывного оптического излучения. Какие причины могут вызвать длительное, в несколько десятков дней, сосуществование систем с разными доплеровскими сдвигами? Мустель [10], Горбацкий [11], Амбарцумян и Горделадзе [12] выдвинули предположение о неоднородном звездном ветре, истекающем из Новых после вспышки. Неявно принимается, что источником энергии является центральная звезда. При этом рассматриваются два варианта: а) излучение в непрерывном спектре оптического диапазона обусловлено сжимающейся фотосферой Новой [10] и б) Новая дает жесткие УФ-кванты, которые потом перерабатываются в оптическое излучение оболочки [11]. Падение блеска Новых в варианте «а» есть следствие уменьшения размеров фотосферы, а доплеровские смещения линий отвечают скоростям ветра.

В модели «а» есть три принципиальные трудности. Во-первых, при температурах 6000—8000 К, отвечающих распределению энергии в непрерывном спектре Новых, должны наблюдаться линии разных элементов. Смещения этих линий должны соответствовать скорости фотосферы, т. е. линии должны быть смещены в красную сторону относительно линий оболочки. Однако известно, что наблюдаются только линии с доплеровскими сдвигами, отвечающими скоростям оболочек [1]. Во-вторых, масштаб времени сжатия фотосферы значительно больше наблюдаемого времени падения блеска. В самом деле, фотосфера радиуса R сжимается вдвое под действием силы тяжести за время

$$t = 3.9 \cdot 10^6 R_{13}^{1.5} \cdot M^{-0.5} \text{с}, \quad (1)$$

где $R_{13} = R/10^{13}$ см; M — масса звезды в солнечных единицах. Радиусы пяти Новых в момент максимума вычислены в [13], они лежат в интервале $2.4 < R_{13} < 10$. Легко показать, что для $M < 2$ величина t заключена

в диапазоне 40—1000 дней, в то время как наблюдается значительно более быстрое падение блеска, примерно на 1^m в сутки после момента максимума. В-третьих, кривая блеска звезд с большими лучевыми скоростями должна в гипотезе «а» падать медленнее, чем у звезд с малыми скоростями, так как фотосфера быстрых звезд должна иметь больший радиус к моменту остановки, чем фотосфера медленных. Это противоречит известному факту, что Новые, быстрые в фотометрическом смысле, являются быстрыми и в смысле спектральном [1].

Ввиду указанных трудностей гипотезы сжимающейся фотосферы мы будем исходить из предположения, что непрерывный спектр оптического диапазона возникает в самих разлетающихся массах газа.

По-видимому, в таком случае мы должны рассматривать не однородную оболочку с более или менее равномерным распределением газа по поверхности, а оболочку, состоящую из отдельных конденсаций с большой скважностью, так как ширина многих абсорбционных линий значительно меньше их доплеровских сдвигов [1, 9]. В самом деле, однородная оболочка обра-

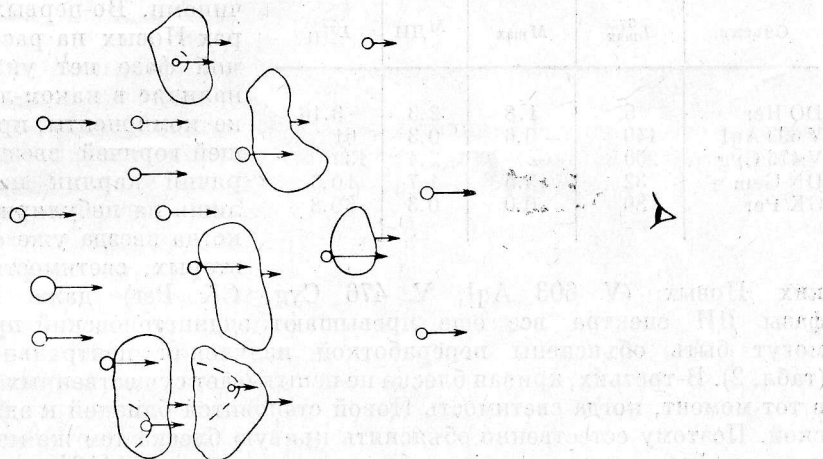


Рис. 5. Фрагмент картины взаимодействия быстрых и медленных волокон.

Длинные стрелки обозначают скорости быстрых волокон, короткие — медленных.

зовала бы линии, ширина и доплеровский сдвиг которых были бы сравнимы, в то время как столкновение клочковатых масс газа естественно приводит к узким, сильно сдвинутым линиям. Отметим, что клочковатость главной оболочки хорошо видна на прямых снимках GK Per и DQ Her [14].

Столкновение ветра и главной оболочки. На рис. 5 изображен фрагмент движения сгустков с разными скоростями и их взаимодействие. Длинные стрелки обозначают быстрые волокна, короткие — медленные. Быстрые волокна догоняют медленные и сталкиваются с ними. От места столкновения внутрь обоих сталкивающихся волокон бегут ударные волны, энергия которых перерабатывается в оптическое излучение. Дополнительный прогрев вызывает упоминутая выше переработка УФ-излучения звезды.

Одновременное сосуществование систем с разными доплеровскими сдвигами объясняется суммой таких столкновений. В каждый момент мы наблюдаем столкновения нескольких сгустков. Через некоторое время энергия удара данных сгустков либо высвечивается целиком, либо переходит в другие формы энергии, и эти сгустки перестают давать существенный вклад в оптическое излучение Новой. Но в это время в других местах оболочки происходят столкновения других сгустков с другими волокнами, и спектры определяются уже ими.

Новые сгустки быстро газа могут иметь, вообще говоря, иные значения проекции скорости на луч зрения, чем старые, что находит отражение

в наблюдаемых колебаниях доплеровских сдвигов сразу нескольких систем. По той же причине может исчезнуть на некоторое время целая система линий: в течение этого промежутка времени может вообще не происходить столкновений с данной лучевой скоростью.

В результате взаимодействия с медленным волокном быстрый сгусток может как «застрять» в волокне главной оболочки, так и пролететь дальше. В любом случае в рассматриваемой модели доступен наблюдениям лишь промежуток времени, в течение которого происходит столкновение, что делает понятными случаи $R_6 > R_{гг}$ (табл. 1).

Как говорилось выше, ионизация и нагрев газа оболочки производится переработкой УФ-излучения звезды и ударными волнами, возникающими при столкновениях оболочек. В настоящей работе будет подробно

ТАБЛИЦА 2
Светимости Новых в максимуме блеска
и в момент появления ДИ спектра, 10^{37} эрг/с

Объект	L_{max}^{37}	M_{max}	$M_{\text{ДИ}}$	$L_{\text{ДИ}}^{37}$
DQ Her	5	1.8	2.3	3.16
V 603 Aql	140	-0.6	0.3	61
V 476 Cyg	200	2	2.4	139
DN Gem	32	3.5	4.7	10.6
GK Per	80	0.0	0.3	60.8

рассмотрен вариант с ударными волнами. Необходимость обсуждения этой модели обусловлена тремя причинами. Во-первых, в спектрах Новых на рассматриваемой фазе нет указаний на наличие в каком-либо участке компоненты, принадлежащей горячей звезде [1]. Горячий карлик наблюдается лишь на небулярной стадии, когда звезда уже слаба. Во-вторых, светимости нескольких Новых (V 603 Aql, V 476 Cyg, СК Per) даже к началу фазы ДИ спектра все еще превышают эддингтоновский предел и не могут быть объяснены переработкой излучения центральной звезды (табл. 2). В-третьих, кривая блеска не испытывает существенных изменений в тот момент, когда светимость Новой становится близкой к эддингтоновской. Поэтому естественно объяснять кривую блеска тем же механизмом, что и на фазе предмаксимального и главного спектров [13], т. е. столкновением оболочек.

Перейдем к основному элементу модели — столкновению двух волокон.

Столкновение двух волокон. В обе стороны от места столкновения (Γ на рис. 6) бегут ударные волны: Φ_2 — внутрь сгустка и Φ_1 — внутрь волокна главной оболочки. Область I главной оболочки, которой еще не достиг фронт Φ_1 , движется с той же скоростью, что и до столкновения. Скорости областей II и III приблизительно равны скорости границы Γ . Высветившийся и охладившийся за фронтом Φ_2 газ III (а также газ II за фронтом Φ_1 , если Φ_1 высвечивается) дает спектры с большими доплеровскими сдвигами — диффузно-искровой и орионов. Обе зоны холодного газа (I и II , III) просвечиваются слева слоями, лежащими вблизи Φ_2 , на фоне которых и образуются системы абсорбционных линий.

Области III — II и I образуют спектр поглощения, что следует из монотонности подъема температуры перед фронтом и ее падения после прохождения фронта [15, 16]. Ситуация аналогична внешним слоям звезд, где образование линий поглощения обусловлено падением температуры возбуждения наружу [17].

За «быстрые» (ДИ и ОРИ) спектры ответственны слои газа левее Φ_1 , поэтому основным источником непрерывного спектра должны быть области вблизи Φ_2 . Рассмотрим, при каких условиях их оптическая светимость превышает светимость слоев вблизи Φ_1 .

Зависимость оптической светимости от плотности. Как известно [15, 16], давление за фронтом ударной волны приблизительно однородно, в особенности если происходит высвечивание газа. Для сильных ударных

волн, когда можно пренебречь давлением перед Φ_1 , Φ_2 , это условие переписывается в виде

$$\rho_1 w_1^2 \approx \rho_2 w_2^2, \quad (2)$$

где w_1 — скорость Φ_1 относительно I , а w_2 — скорость Φ_2 относительно IV ; ρ_1 и ρ_2 — невозмущенные значения плотности перед Φ_1 и Φ_2 соответственно.

В ударной волне с высвечиванием поток излучения, проинтегрированный по всем частотам, равен потоку энергии через фронт

$$F_{1,2}^{tot} = 0.5 \rho_{1,2} w_{1,2}^3. \quad (3)$$

Из (2) и (3) получим

$$F_{1,2}^{tot} \sim 1/\sqrt{\rho}.$$

Следовательно,

$$\frac{F_1^{tot}}{F_2^{tot}} \approx \sqrt{\frac{\rho_2}{\rho_1}}, \quad (4)$$

и отношение полных светимостей определяется отношением плотностей сталкивающихся масс газа.

Для решения вопроса о локализации источника непрерывного спектра в оптическом диапазоне необходимо перейти от полной к оптической светимости L^{opt} , т. е. к диапазону энергий квантов, много меньших тепловой энергии газа за фронтом ударной волны.

F^{opt} складывается из двух компонент: суммарного оптического излучения всех слоев за фронтом F_{tr} и переработанного жесткого излучения с фронта F_{τ} . Так как горячий газ излучает в мягком диапазоне только небольшую часть своей энергии, то F_{tr} нужно учитывать только в том случае, когда оптическая толщина τ холодного газа по отношению к жесткому излучению достаточно мала. Излучение газа вблизи Φ_2 поглощается слоями $I-III$, а излучение вблизи Φ_1 — слоем I .

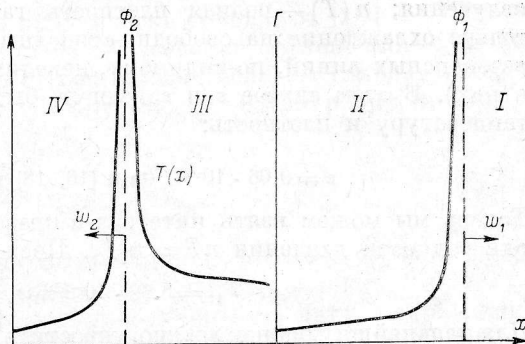


Рис. 6. Фрагмент столкновения.

Область I образует главный спектр, области II и III — ДИ и ОРИ. Схематически показана зависимость температуры от координат.

Для упрощения дальнейших выкладок мы будем пренебрегать вкладом III в поглощение по сравнению с II и I . Основанием для этого является общепринятое предположение, что масса главной оболочки значительно превышает массу ветра [7, 14]. Далее в расчетах мы будем рассматривать моменты времени, настолько далекие от начала и конца столкновения, что условие $\tau_I \geq 1$ влечет за собой $\tau_{II} \geq 1$, и наоборот, из $\tau_{II} \ll 1$ следует и $\tau_I \ll 1$.

Обозначим $\tau_x = \tau_I + \tau_{II}$ и, имея в виду сказанное выше, рассмотрим случаи $\tau_x \geq 1$ и $\tau_x \ll 1$.

а) $\tau_x \geq 1$. Излучение с фронта поглощается и переизлучается близлежащими слоями в более мягком диапазоне. Оно может еще оказаться достаточно жестким, но так как сечение поглощения квантов рентгеновского и УФ-диапазонов растет с уменьшением энергии кванта, то для промежуточных жестких квантов газ $I-II$ тем более непрозрачен. Практически все кванты перерабатываются в излучение самых холодных слоев, и оптическая светимость равна полной. (То, что полупрозрачный газ при температуре 6000—8000 К в состоянии переработать жесткое излучение, показано в [13]). Следовательно,

$$\frac{F_1^{opt}}{F_2^{opt}} \approx \sqrt{\frac{\rho_2}{\rho_1}}. \quad (5)$$

б) $\tau_x \ll 1$. В этом случае

$$F_{opt} = F_{tr} + F_{\tau}.$$

Величина F_{tr} вычисляется через коэффициент излучения ε_{tr} , проинтегрированный по частоте от 0 до $0.6 \cdot 10^{15}$ Гц $\ll kT_{1,2}/h$; $T_{1,2}$ — температура вблизи $\Phi_{1,2}$. Для определенности рассмотрим фронт Φ_1 :

$$F_{tr} = \int_{T_{min}}^{T_1} \varepsilon_{tr}(T) \frac{dx}{dT} dT. \quad (6)$$

Здесь T_{min} — температура самых холодных слоев за фронтом. Градиент T может быть выражен через скорость фронта относительно слоя с температурой T

$$\frac{dx(T)}{dt} = \frac{\rho_1}{\rho(T)} w_1$$

и через скорость охлаждения

$$\frac{dT}{dt} = \frac{2}{3k} \frac{\varepsilon(T)}{n(T)},$$

где $\varepsilon(T)$ — полный (проинтегрированный по всем частотам) коэффициент излучения; $n(T)$ — полная плотность газа. В расчетах будем учитывать только охлаждение на свободно-свободных переходах. (Вклад возбуждения резонансных линий, по-видимому, невелик из-за большой оптической толщины в них). В этом случае ε и ε_{tr} могут быть аналитически выражены через температуру и плотность:

$$\varepsilon = 9.06 \cdot 10^{-27} T^{1/2} n_e n \quad [16, 18] \quad \text{и} \quad \varepsilon_{tr} = \varepsilon / 3.47 \cdot 10^{-5} T.$$

Теперь мы можем взять интеграл в правой части (6), задавшись условием однородности давления $nT = n_1 T_1$. Несложные расчеты дают

$$F_{tr} = 5.96 \cdot 10^{-12} n_1 w_1 \ln(T_1/T_{min}). \quad (7)$$

Для дальнейших оценок можно упростить (7), положив аргумент логарифма равным 150, тогда

$$F_{tr} = 1.38 \cdot 10^{13} \rho_1 w_1. \quad (8)$$

Для фронта Φ_2 надо индекс 1 в (8) заменить на 2.

F_{τ} может быть вычислена по аналогии с п. «а» как

$$F_{\tau} \approx \tau_x F^{tot} = \tau_c \cdot 0.5 / \rho_1 w_1^3. \quad (9)$$

Окончательно

$$F^{opt} \approx 1.38 \cdot 10^{13} \rho_1 w_1 + 0.5 \tau_c \rho_1 w_1^3. \quad (10)$$

Простые выражения для зависимости F^{opt} от плотности можно получить в двух предельных случаях, когда доминирует одно из слагаемых:

$$\frac{F_1^{opt}}{F_2^{opt}} \approx \begin{cases} \sqrt{\frac{\rho_2}{\rho_1}}, & \text{если } \tau_x \gg \tau_{eqv} = (5.25 \cdot 10^6 / w_1)^2; \\ \sqrt{\frac{\rho_1}{\rho_2}} & \text{— в противоположном случае.} \end{cases} \quad (11)$$

Первая строка совпадает с (5).

Для пяти Новых величина τ_{eqv} приведена в табл. 3. Оценим, какие значения может принимать τ_x в этих Новых.

Величина τ_x у разных Новых. Рассмотрим вначале поглощение излучения фронта Φ_1 . В известной формуле $\tau_x = \sigma_e N$ мы должны задать сечение поглощения σ_e и число атомов N в единичном столбе на луче зрения.

ТАБЛИЦА 3

Оптическая толща главной оболочки для рентгеновского излучения Новых

Объект	w_1 , см/с	T_1 , К	τ_{eqv}	τ_x	
				при появлении ДИ спектра	при исчезновении ДИ спектра
V 603 Aql	10^8	$0.4 \cdot 10^8$	$0.28 \cdot 10^{-2}$	60	24
DQ Her	$7.1 \cdot 10^7$	$2.02 \cdot 10^7$	$0.53 \cdot 10^{-2}$	124	2.1
V 476 Cyg	$8.8 \cdot 10^7$	$3.1 \cdot 10^7$	$0.36 \cdot 10^{-2}$	1.3	0.62
DN Gem	$7.6 \cdot 10^7$	$2.31 \cdot 10^7$	$0.48 \cdot 10^{-2}$	280	30.5
GK Per	$2.8 \cdot 10^8$	$3.14 \cdot 10^7$	$3.5 \cdot 10^{-2}$	28	2

Величина σ , сильно зависит от частоты кванта. Максимум интенсивности тормозного излучения лежит в области частот

$$h\nu \approx kT_1 = \frac{m_H}{3} w_1^2, \quad (12)$$

где h — постоянная Планка; m_H — масса атома водорода.

Скорость w_1 была взята из наблюдений как разность скоростей главного и «быстрых» (ДИ—ОРИ) спектров. Строго говоря, из наблюдений мы получаем только относительные скорости двух систем газа, и еще надо перейти к скорости фронта. Но в ударной волне с высвечиванием скорости фронта и газа за фронтом практически совпадают [16].

Данные наблюдений мы брали из [9], сечение поглощения — из [19].

Перейдем к определению N . В том случае, если бы главная оболочка представляла собой однородную сферу массой M_{pr} и радиусом R_{pr} , мы могли бы сразу написать

$$N = \frac{M_{\text{pr}}}{4\pi R_{\text{pr}}^2 m_H}. \quad (13)$$

Но оболочка состоит из отдельных волокон, поэтому нужно оценить N_f — число атомов в единичном столбе для одного волокна.

Фрагментация оболочки может происходить в двух направлениях: радиальном и тангенциальном. При тангенциальном сжатии поверхность волокна уменьшается, но N_f остается равным N . N_f уменьшается при радиальной фрагментации и становится равным

$$N_f = N/S,$$

где S — число частей, на которые главная оболочка разбивается по радиусу. Сейчас нельзя сказать, чему равно S , так как отсутствует теория оболочек Новых. Оставим на время S свободным параметром и вычислим τ_x .

В табл. 3 приведены значения τ_x у пяти Новых для двух моментов времени: при появлении и исчезновении ДИ спектра. Время отсчитывалось от максимума блеска и было взято из [9]. R_{pr} вычислено через радиус R_m Новой в момент максимума, и скорость главной оболочки V_{pr}

$$R_{\text{pr}} = R_m + V_{\text{pr}} t.$$

Значения R_m для разных Новых взяты из [13].

Из таблицы видно, что в большинстве случаев $S\tau_x$ из [13] больше 1. Сама величина τ_x значительно меньше. Но для того, чтобы она стала сравнима с τ_{eqv} , необходима фрагментация главной оболочки на сотни частей по радиусу.

Мы думаем, что все же S не должно превышать нескольких десятков, хотя более точные утверждения можно будет сделать только после выяснения механизма фрагментации и подробных расчетов.

С учетом сказанного будем считать, что $F_{tr} < F_c$, и получим окончательный результат — формула (5) справедлива для всех вариантов в рассматриваемых Новых.

Когда образуются две системы линий и когда одна? Если оптическая светимость слоев вблизи Φ_2 превосходит светимость Φ_1 , то вклад в линейное поглощение дают как области *II—III*, так и *I*. В результате возможно образование двух абсорбционных систем с разными кинематическими характеристиками.

В случае, когда оптическая светимость Φ_1 достаточно велика, излучение всех слоев сзади Φ_1 залито эмиссией и видны только абсорбционные линии, принадлежащие *I*, т. е. главный спектр. Среди хорошо исследованных Новых эта возможность реализовалась лишь у Новой Лебеда 1975 г. [8]. У других Новых наблюдались обе системы — «быстрая» и «медленная». Согласно (5), $F_2^{opt} > F_1^{opt}$, если $\rho_2 < \rho_1$. Иными словами, у большинства Новых плотность сгустков ветра была меньше плотности главной оболочки, а у Новой 1975 г., наоборот, больше. В таком случае $w_2 > w_1$, как это следует из (2). Следовательно, скорость сгустков ветра до столкновения (скорость слоев *IV* на рис. 6) выше, чем скорость ДИ и ОРИ спектров.

Указать величину скорости сгустков ветра до столкновения на основании одних оптических наблюдений довольно сложно. Для этого необходимо, чтобы имело место столкновение с подобранным специальным образом отношением ρ_2/ρ_1 : так, чтобы, с одной стороны, скорость сгустка после удара уменьшилась незначительно, а с другой — чтобы эмиссия от Φ_1 еще не «залила» окончательно спектры областей *II* и *III*. На спектрограммах такое столкновение проявляется как «замытие» одной из систем ДИ или ОРИ спектров.

Фронт Φ_2 может обнаружить себя в рентгеновском излучении.

Возможность рентгеновского излучения Новых. Рассмотрим излучение фронта Φ_2 , направленное в сторону невозмущенного газа ветра *IV*. Если оптическая толща *IV* для излучения Φ_2 велика, то оно переизлучается в оптическом диапазоне аналогично рассмотренному выше излучению, направленному в сторону областей *III*, *II* и *I*. В таком случае холодные слои *IV* (если в газе ветра есть достаточно холодные слои) задней, удаляющейся от наблюдателя части оболочки, образовали бы систему линий поглощения с красным смещением.

Спектры с красным смещением не наблюдались, поэтому либо газ *IV* ветра горячий и сильно ионизован, т. е. не может давать сильных абсорбционных линий в оптическом диапазоне спектра, либо он прозрачен для жесткого излучения Φ_2 . Оба предположения взаимосвязаны, так как излучательная способность разреженного газа мала и он быстро нагревается (аналогично солнечной хромосфере).

Ввиду отсутствия в настоящее время наблюдений, с помощью которых можно было бы выяснить параметры газа *IV*, мы не станем делать сколь угодно подробных количественных оценок.

Укажем лишь, что если область *IV* достаточно прозрачна для излучения Φ_2 задней оболочки и не происходит случайного поглощения одним из волокон главной оболочки, то в мягком рентгеновском диапазоне мы можем увидеть излучение собственно фронта Φ_2 . Так как в предлагаемой модели оптическое излучение большинства Новых есть переработанное излучение Φ_2 , то их рентгеновское излучение должно быть сравнимо с оптическим.

Распределение энергии излучения Φ_2 должно соответствовать температуре большей, чем T_1 (если, конечно, видны ДИ и ОРИ спектры).

Величина T_1 для пяти Новых приведена в табл. 3.

В связи с проблемой определения невозмущенной скорости ветра были бы существенны рентгеновские наблюдения Новых на фазе ДИ и ОРИ спектров. К настоящему моменту такие наблюдения проведены только

для Новой Лебеда (1975 г.), рентгеновского излучения у нее не обнаружено [19]. В нашей модели это означает, что излучение фронта Φ_2 слабее излучения Φ_1 , что подтверждается отсутствием ДИ и ОРИ спектров. Излучение Φ_1 поглощается главной оболочкой.

Заключение. Динамику и кинематику главного, ДИ и ОРИ спектров можно объяснить в рамках модели столкновения быстрого звездного ветра с главной оболочкой. Эта модель во многом похожа на механизм взаимодействия предмаксимального и главного спектров, предложенный в [13]. Отличие заключается в скважности сталкивающихся областей. Светящаяся поверхность представляет собой набор отдельных небольших ярких пятен.

Скважность в нашей модели является следствием клочковатости либо ветра, либо главной оболочки, либо того и другого. На упомянутых выше фотографиях отдельных Новых хорошо видна неоднородность главной оболочки.

Возможно, двухфазная структура главной оболочки появляется как результат тепловой неустойчивости после максимума блеска, когда оболочка становится прозрачной в континууме. Этот вопрос мы надеемся рассмотреть в другой работе.

Литература

1. Мак-Лафлин Д. Б. — В кн.: Звездные атмосферы. Под ред. Дж. Л. Гринстейна. М., ИЛ, 1963. 706 с.
2. McLaughlin D. B. The spectrum of Nova Herculis. — Michigan Obs. Publ., 1937, 6, p. 107—214.
3. Мустель Э. Р. О происхождении диффузно-искрового и орionoва спектров у Новых звезд. — Астрон. ж., 1947, 24, с. 97—107.
4. Larsson-Leander G. The spectrum of Nova DK Lacertae (1950) in the late stages. Stockholm, 1954. 108 p.
5. Hutchings J. B. A spectrographic analysis of Nova Vulpeculae. — Publ. Astron. Soc. Pacific, 1970, 82, p. 603—618.
6. Andriolat P. M. Y. Variation spectrophotometrique de Nova Herculis 1963 dans la region du proche infrarouge. — Ann. Astrophys., 1964, 27, p. 475—485.
7. Andersen P. H. e. a. Low-dispersion spectra of Nova Serpentus 1970. — Publ. Astron. Soc. Pacific, 1971, 83, p. 5—22.
8. Розино Л., Темпесте П. Фотометрические и спектроскопические наблюдения Новой Лебеда 1975 г. — Астрон. ж., 1977, 54, с. 517—541.
9. Рауне-Гапоскин С. The Galactic Novae. North-Holland publishing company. Amsterdam, 1957. 336 p.
10. Мустель Э. Р. Новые звезды как один из возможных источников космических лучей. — Астрон. ж., 1962, 39, с. 185—197.
11. Горбачкий В. Г., Минин И. Н. Нестационарные звезды. М., Физматгиз, 1963. 355 с.
12. Горделадзе Ш. Г. On the estimation of the mass ejected of Novae during the outburst. — Бюл. Абастуман. астрофиз. обсерв., 1937, 1, с. 55—74.
13. Бычкова В. С., Бычков К. В. Динамика перехода предмаксимального спектра в главный при вспышках Новых. — Астрон. ж., 1976, 53, 1196—1201.
14. Мустель Э. Р. — В кн.: Эруптивные звезды. Под ред. А. А. Боярчука и Р. Е. Гершберга. М., «Наука», 1971. 375 с.
15. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., Физматгиз, 1963. 632 с.
16. Каплан С. А., Пикельнер С. Б. Межзвездная среда. М., Физматгиз, 1963. 531 с.
17. Мустель Э. Р. Звездные атмосферы. М., Физматгиз, 1960. 444 с.
18. Cox D. B., Tucker W. H. Ionization equilibrium and radiative cooling of the low-density plasma. — Astrophys. J., 1969, 157, p. 1157—1169.
19. Bell K. L., Kingston A. E. The absorption of X-rays by interstellar gas. — M. N. Roy. Astron. Soc., 1967, 136, p. 241—244.
20. Hoffman J. A., Lewin W. H. G. e. a. Search for X-ray emission from Nova Cygni 1975. — Nature, 1976, 261, p. 208—210.