

О ВОЗМОЖНОСТИ УСКОРЕНИЯ ЧАСТИЦ В УСЛОВИЯХ УДАРНОЙ ВОЛНЫ В ТУМАННОСТЯХ WR

А.ЕГИКЯН

Поступила 8 ноября 2017

Принята к печати 29 августа 2018

На основе аналогии между туманностями WR, с одной стороны, и гелиосферой и расширяющимися остатками сверхновых, с другой, рассчитаны дифференциальные интенсивности энергетических протонов, ускоренных в условиях ударной волны до энергий 100 МэВ. Использовалась известная аналитическая теория ускорения в условиях квази-параллельной магнитогидродинамической ударной волны. Время ускорения и время диффузии энергетических частиц хорошо согласуются между собой и с характерным динамическим временем туманностей WR. Предложенная однопараметрическая формула для оценки интенсивности ускоренных частиц в условиях гелиосферы дает хорошее совпадение с данными Вояджер-1 при 1 МэВ, с точностью до коэффициента меньше 2. Оценка интенсивностей для условий туманностей WR дает на 4-6 порядков большее значение, чем среднее по диску Галактики. Относительно низкие температуры, наблюдаемые в рентгеновском диапазоне для возмущенных областей около ударной волны, возможно связаны с фактором эффективности ускорения частиц, как это уже давно используется при интерпретации аналогичных наблюдений остатков сверхновых. Полученные интенсивности энергетических протонов используются для оценки доз облучения углеродсодержащих сложных систем в пыли туманностей и свидетельствуют о возможной важной роли ускоренных частиц в радиационно-химических превращениях в туманностях WR.

Ключевые слова: туманности WR; энергетические частицы; ускорение протонов; пыль - H₂, PAH, фуллериты; дозы облучения

1. **Введение.** Источником космических лучей в Галактике, по крайней мере вплоть до энергий 10^{15} эВ, считаются остатки сверхновых, взаимодействующих с окружающим околозвездным веществом, где в условиях фронта ударной волны происходит ускорение ионов согласно диффузионному механизму ускорения на ударных волнах [1]. Частицы меньших энергий могут появляться во взаимодействующих ветрах двойных массивных звезд, причем ускорение может происходить до энергий порядка и более 10^{12} эВ [2]. Следует отметить результаты большой группы авторов о возможностях ускорения частиц в условиях гелиосферы, движущейся относительно межзвездной среды, до энергий порядка нескольких ГэВ ([1] и ссылки там). Недавно было показано, что в условиях ударных волн, характерных для планетарных туманностей, возможно ускорение до 10^9 эВ [3]. В настоящей работе показано, что в туманностях WR также возможно ускорение протонов ветра от энергий кэВ до энергий 10^9 эВ.

Быстрый ветер от звезды WR при столкновении с более медленно движущимся окисляющимся веществом формирует структуру, похожую на гелиосферу – область взаимодействия солнечного ветра с межзвездной средой с внутренней и внешней ударными волнами [1]. Собственно туманность WR есть вещество преобладающего ветра, расширяющегося за фронтом внешней ударной волны на расстояниях 1-10 пк от звезды со скоростями ~50-100 км/с, с характерной динамической шкалой времени ~10⁵ лет [4]. При характерных скоростях быстрого (>1000 км/с) и предельного медленного (<100 км/с) ветров WR ветер в области ударной волны должны формироваться структуры с температурой более 10⁷ К [5]. Однако недавние рентгеновские наблюдения объектов WR 6 (S 308), WR 7 (NGC 2359), WR 18 (NGC 3199), WR 136 (NGC 6888), показали, что температуры излучающих областей находятся в узком диапазоне 1-2 млн К [5]. Сами авторы наблюдений объясняют понижение температуры более чем на порядок элементарными процессами, связанными с теплопроводностью [5], хотя при такой интерпретации данных существует и наличие определенных проблем [6]. Возможно, проще связать понижение температуры эффективностью ускорения частиц, как это давно уже используется при интерпретации рентгеновских наблюдений остатков сверхновых [7], и недавно было применено для интерпретации аналогичных случаев в планетарных туманностях [3].

Прежде чем приступить к расчетам дифференциальных интенсивностей энергетических частиц при различных предположениях о группах сверхтепловых частиц, входящих в режим ускорения в условиях ударной волны, рассмотрим некоторые модели ускорения частиц в гелиосфере, которые пригодны для прямого использования в рассматриваемом случае WR туманностей (раздел 2). Затем применим их для расчета интенсивностей энергетических частиц в гелиосфере и в туманностях WR (разделы 2 и 3). Некоторые приложения полученных энергетических спектров обсуждаются в разделах 3 и 4, и заключение дано в разделе 5.

2. Энергетические частицы от входящих в режим ускорения сверхтепловых ионов в области внутреннего ударного фронта гелиосферы. Имеется большое количество аналитических и численных моделей, описывающих интенсивности энергетических частиц, ускоренных на фронте ударной волны и учитывающих множество особенностей процесса, таких как формирование спектра частиц, ориентации вектора магнитного поля по отношению к нормали к фронту, источники сверхтепловых частиц, испытывающих ускорение по диффузионному механизму и преобразующихся в аномальную компоненту космических лучей (АКЛ). Эти теории предсказывают разумные значения интенсивностей частиц, согласующихся с прямыми наблюдениями зондов Вояджер 1 и 2 [8]. Поэтому ниже будут представлены

результаты одной такой аналитической теории, описывающей спектр частиц в условиях параллельной ударной волны в гелиосфере [9], и далее использованной для условий WR туманностей. В условиях гелиосферы речь идет о случае, когда протоны солнечного ветра отражаются от фронта квазипараллельной магнитогиродинамической ударной волны вверх по течению и захватываются в виде группы сверхтепловых частиц, вступающих в режим диффузионного ускорения [9,10]. Здесь может возникнуть вопрос о подобии условий ударных волн гелиосферы и туманностей WR, в то время как о геометрии магнитных полей последних ничего не известно. Мы ограничимся здесь, как и в [3], ссылками работ [11,12], где показано, что проявления квазипараллельной конфигурации ударной волны в гелиосфере весьма вероятны и существенны.

Таким образом, в случае плоского фронта, для условий квазипараллельной ударной волны, для дифференциальной интенсивности ускоренных частиц имеем (в единицах частиц $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1} \text{sr}^{-1} \text{МэВ}^{-1}$) [10]:

$$\Phi_0(E) = \frac{1}{4\pi} \frac{\epsilon_1 n_1 v_{01}}{\Lambda(s)} \frac{1}{2E_0} \left(\frac{E}{E_0} \right)^{(3-q)/2}, \quad (1)$$

где $v_{01} = \sqrt{2E_0/m} = 2U_1$ - скорость инжекции при скорости течения солнечного ветра $U_1 = 400 \text{ км/с}$. Далее, n_1 - концентрация протонов ветра в области ударной волны гелиосферы ($n_1 = 0.0005 \text{ см}^{-3}$), $\epsilon_1 \cong 0.03$ - доля отраженных от фронта протонов, инжектированных в процесс диффузионного механизма ускорения на ударных волнах, с результатом в виде АКЛ. В действительности, как уже отмечалось, эта доля зависит от углов наклона магнитного поля и была определена в статье [13] (см. ниже, об альтернативном значении ϵ_1 , определенном в [3]). Остальные величины в (1) это функции $\Lambda(s) = \frac{s-1}{3} \left(\frac{4s-1}{3s} - 1 \right)$ и $q = 3s/(s-1)$ со степенью сжатия ударной волны $s = U_1/U_2$ [9].

Ускорение частицы от значения импульса p_0 до p_{max} происходит за характерное время [1]

$$\Delta t_{\text{acc}}(p_0, p_{\text{max}}) = \frac{3}{U_1 - U_2} \int_{p_0}^{p_{\text{max}}} \left(\frac{\kappa_1}{U_1} + \frac{\kappa_2}{U_2} \right) \frac{dp}{p}, \quad (2)$$

которое для энергий $E \leq 1 \text{ ГэВ}$ может быть записано в виде [9]

$$\Delta t_{\text{acc}}(p_0, p_{\text{max}}) = \frac{3\kappa_0 v_{01}/c}{U_1 U_2} \frac{s+1}{s-1} (x_{\text{max}} - 1). \quad (3)$$

Здесь коэффициент диффузии κ равен

$$\kappa = \kappa_0 \frac{v_{01}}{c} \left(\frac{p}{p_0} \right)^{\alpha}, \quad (4)$$

где $n=1$ для протонов с $E \leq 1$ ГэВ и в условиях гелиосферы $\kappa_0 = 10^{21} - 10^{22}$ см²/с (см. [9] и ссылки там). Также, $x_{\text{max}} = \rho_{\text{max}}/\rho_0$ и $x_0 = 1$ являются верхним и нижним пределами интегрирования в ур. (2). Эффективность инжекции для перехода в режим ускорения, как известно, сильно зависит от числа затравочных частиц, отраженных от барьера в ударной волне вверх по течению и переходящих в режим диффузионного ускорения. В [14] рассчитана доля этих частиц (с приростом энергии примерно в 30 раз по сравнению с первоначальной), и используя функцию распределения смеси протонов ветра с нагруженными вверх по течению сверхтепловыми протонами, найдено, что примерно 2% всех протонов входит в режим ускорения, трансформируясь в АКЛ.

Здесь опять возникает вопрос об аналогии между ударными волнами гелиосферы и туманности, в частности, можно ли ожидать наличия нагруженных частиц в области ударных волн WR туманностей как в гелиосфере? Ответ положительный, если вспомнить что ветры WR звезд, а также звезд на предшествующей стадии, сильно неоднородны, включающие в себя сгущения плотности [15], которые могут служить источником затравочной инжекции нагруженных частиц. Следует напомнить также, что в [16] было показано, что в реальности затравочная инжекция нагруженных частиц не необходима, так как ее может заменить процесс диффузии по энергии из-за взаимодействия волна-частица (процесс Ферми-2), снова приводящий к случаю с затравочной инжекцией.

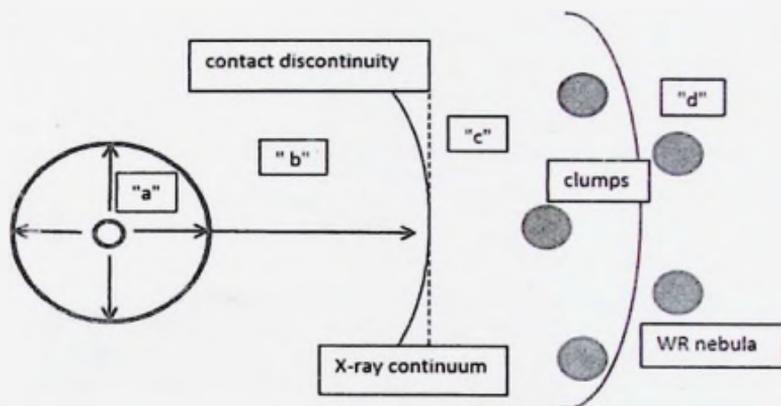


Рис. 1. Схематическая картина взаимодействия быстрого звездного ветра с окружающей средой согласно [3-7] (не в масштабе): "a" - возмущенный быстрый звездный ветер; "b" - горячая полость, сформированная возмущенным звездным ветром у внутренней ударной волны; "c" - область внешней ударной волны; "d" - область WR туманности.

Далее, из-за более интенсивного и быстрого звездного ветра, и как следствие, более высокой плотности и, возможно, более развитой турбулентности в туманностях WR по сравнению с межзвездной средой вокруг гелиосферы (рис. 1), условия в этих объектах разнятся, что должно сказаться на значениях коэффициента диффузии.

Действительно, согласно интерпретации гамма-источников от остатков сверхновых, взаимодействующих с близкими молекулярными облаками, коэффициенты диффузии частиц в диапазоне энергий ГэВ-ТэВ и выше, порядка $10^{26}(E/10\text{ГэВ})^{\delta}\text{см}^2/\text{с}$, $\delta = 0.5$ [17]. Очевидно, что для частиц меньших энергий, порядка МэВ, значения коэффициента диффузии должны быть меньше, поэтому принимая приведенную оценку в качестве верхнего предела, получим оценку верхнего предела времени ускорения, согласно (3). Результаты для различных значений энергий, для условий WR туманностей приведены в табл. 1. Там же приведены соответствующие времена диффузии согласно оценке $\Delta\tau_{diff} = L^2/4\kappa$: дело в том, что по очевидной причине время ускорения не может превышать время диффузии в области ускорения с характерным размером L [2] ($L = r_s = 3 \cdot 10^{18}$ см).

Таблица 1

ВРЕМЯ УСКОРЕНИЯ ПРОТОНОВ $\Delta\tau_{acc}$ ДО УКАЗАННЫХ МАКСИМАЛЬНЫХ ЗНАЧЕНИЙ ЭНЕРГИЙ, И ХАРАКТЕРНОЕ ВРЕМЯ ДИФФУЗИИ $\Delta\tau_{diff}$ ДЛЯ УСЛОВИЙ WR ТУМАННОСТЕЙ (см. текст)

Энергия	1 МэВ		10 МэВ		100 МэВ	
	$\Delta\tau_{acc}$, лет	$\Delta\tau_{diff}$, лет	$\Delta\tau_{acc}$, лет	$\Delta\tau_{diff}$, лет	$\Delta\tau_{acc}$, лет	$\Delta\tau_{diff}$, лет
$s = 2.31$	11	71298	36	22546	113	7130
$s = 3.0$	164	71298	517	22546	1636	7130
$s = 3.9$	860	71298	2719	22546	8600	7130

Несмотря на грубость использованной оценки, оно дает представление о порядке значения $\Delta\tau_{diff}$.

Из таблицы видно, что время ускорения во всех случаях меньше времени диффузии за исключением высокоэнергичных частиц около 100 МэВ при $s = 3.9$. Однако уже при $E = 50$ МэВ опять время ускорения меньше времени диффузии для всех s . С точки зрения влияния на окружающую среду это обстоятельство не имеет особого значения из-за крутизны спектра. Например, при радиационно-химических расчетах, как будет видно в дальнейшем, доминирует часть спектра, самое большое, в диапазоне 1-50 МэВ. Наконец, следует опять подчеркнуть, что в табл. 1 приведены верхние пределы времени

ускорения, связанных с используемыми верхними пределами времени диффузии: при меньших коэффициентах диффузии время ускорения уменьшается, а время диффузии растет. Более точные оценки времени диффузии (равно как и коэффициента диффузии) требуют самосогласованных расчетов с использованием данных о спектре магнитогидродинамической турбулентности, относительных флуктуаций магнитного поля $\delta B/B$, и т.д., что выходит за рамки данной статьи.

Согласно работе [10] максимально достижимое значение импульса оценивается по формуле ($n=1$):

$$\frac{p_{\max}}{p_0} = \frac{c}{v_{02}} \sqrt{q-4} \left[\frac{12}{3(1-s^2)} \left(\frac{q-2}{3} \right) \right], \quad (5)$$

или $p_{\max} \approx 9p_0$, $119p_0$ и $564p_0$ соответственно для $s=2.31$, 3.0 и 3.9 . Тогда, как и следовало ожидать, $E_{\max} \approx 947$, 1877 и 7785 МэВ для тех же s . Здесь следует различать $v_{01} \approx 2U_1$ - значение скорости первоначальной инжекции от $v_{02} \approx \sqrt{2E_{02}/m}$ - значения при старте процесса ускорения, причем, как уже указывалось, $E_{02} = 30E_{01}$. Напомним также, что U_1 равно 400 км/с и 1500 км/с для солнечного ветра, и для быстрого ветра WR звезды, соответственно. Тогда для времени ускорения протонов до указанных значений энергий, в условиях WR туманностей, получаются значения, указанные в табл.1. Из этих данных следует, что за время, меньшее динамического времени туманностей WR ($\sim 10^4$ лет), часть спектра энергетических частиц в диапазоне энергий $E \leq 100$ МэВ вполне успеет сформироваться (с учетом вышеназванной оговорки насчет точного значения коэффициента диффузии). Следует подчеркнуть, что с расширением туманности, т.е. с увеличением ее внутреннего радиуса, ее способность производить энергетические частицы уменьшается, что следует из (1), и что особенно заметно, если ее переписать в форме [18]:

$$\eta \frac{1}{4\pi} \frac{M_* V_f^2}{4\pi r^2} = \int_{E_1}^{E_2} J_E(E) dE, \quad (6)$$

где M_* - скорость потери массы звездой WR (г/с), V_f - скорость ветра (см/с), $J_E(E)$ - дифференциальная интенсивность ускоренных частиц ($\text{эрг см}^{-2} \text{с}^{-1} \text{ср}^{-1} \text{МэВ}^{-1}$) и η - доля кинетической энергии ветра, затраченной на ускорение протонов ударной волной в диапазоне энергий $E_1 \leq E \leq E_2$.

Кстати, по общепринятой теории происхождения космических галактических лучей в расширяющихся оболочках сверхновых, обычно $\eta = 0.1-0.3$, но согласно более поздним численным расчетам в сравнении с наблюдениями, возможны и большие значения, $\eta = 0.5$ [7].

На рис.2 функция $\Phi_0(E)$, зависящая от разных значений s , показана для

двух значений ϵ_1 в гелиосфере, 0.03 и 0.0001. Следует отметить, что согласно гелиосферным наблюдениям, $s_{\text{обн}} = 2.5$ [19].

Интересно сравнить оценку (6) по солнечному ветру с измерениями зонда "Вояджер 1" [8] (см. рис.2.). Полагая

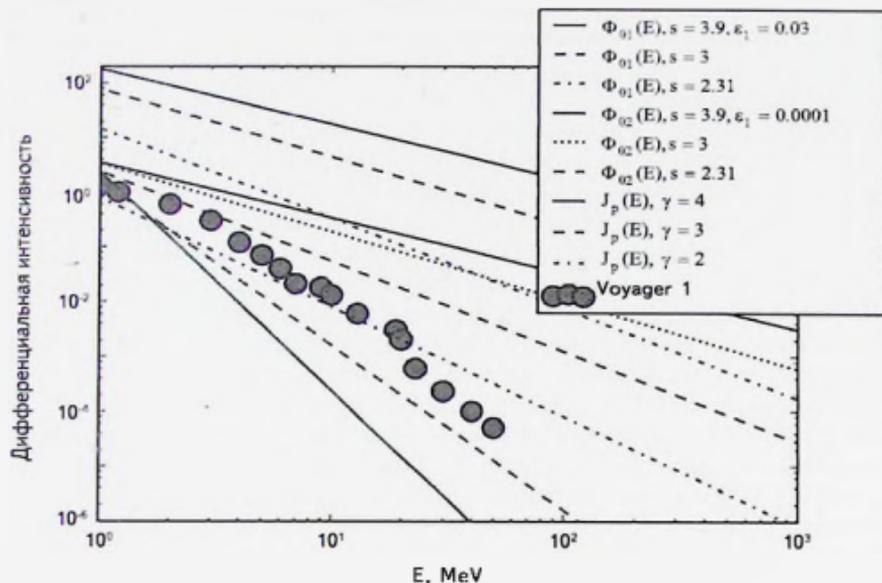


Рис.2. Дифференциальные интенсивности при разных параметрах эффективности инжекции [10], и согласно (7), на 100 а.е. от Солнца (см. текст), в единицах частиц $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1} \text{ср}^{-1} \text{МэВ}^{-1}$. Данные измерений Вояджер-1 также показаны в [8].

$$J_E(E) = J_E(E_1) \left(\frac{E_1}{E} \right)^\gamma, \quad J_p(E) = \frac{J_p(E)}{E_1}, \quad (7)$$

где $E_1 = 1 \text{ МэВ}$, $\gamma = 2-4$, для дифференциальной интенсивности частиц при $E = E_1 = 1 \text{ МэВ}$ (в единицах частиц $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1} \text{ср}^{-1} \text{МэВ}^{-1}$) имеем [3,18]:

$$J_p(E_1) = \frac{J_E(E_1)}{E_1} = \frac{\gamma-1}{E_1^2} \eta \frac{1}{4\pi} \frac{M_p V^2}{4\pi r_1^2}, \quad (8)$$

При $M_p = 2 \cdot 10^{-14} M_\odot / \text{год}$, $V = 400 \text{ км/с}$, $r_1 = 100 \text{ а.е.}$, $\gamma = 0.1$ и $\gamma = 2, 3, 4$, получим, соответственно $J_p(E_1) \cong 0.8, 1.6, 2.4$ частиц $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1} \text{ср}^{-1} \text{МэВ}^{-1}$, что с точностью до множителя 2 совпадает с результатом измерений Вояджер-1, а именно, в тех же единицах. ≈ 1.4 [8,20]. В тех же единицах $\Phi_{02} = 2.4$, при

$s=2.31$, если выбрать $v_1 = 0.0001$. Подчеркнем еще раз, что феноменологическая оценка (7) дает такую же точность (в пределах множителя меньше 2), если выбрать $\eta=0.1$. Сравнения функций (1) и оценки (7) даны на рис.2 и 3.

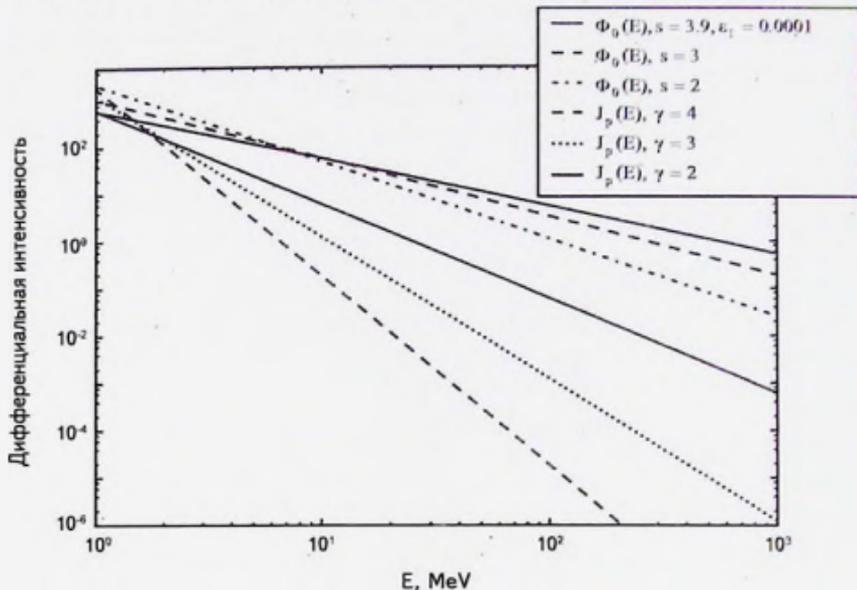


Рис.3. Дифференциальные интенсивности согласно [10], и согласно (7) при $\eta=0.1$ для условий туманностей WR ($\dot{M}_r = 10^{-5} M/\text{год}$, $V_r = 1500 \text{ км/с}$, $r_i = 3 \cdot 10^{18} \text{ см}$) в единицах частиц $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1} \text{МэВ}^{-1}$.

3. Интенсивности ускоренных частиц в условиях туманностей WR. Перейдем теперь к расчету дифференциальной интенсивности энергетических протонов в условиях туманностей WR (см., рис.3). При $\dot{M}_r = 10^{-5} M/\text{год}$, $V_r = 1500 \text{ км/с}$, $r_i = 3 \cdot 10^{18} \text{ см}$, $\eta = 0.1$, уравнения (7), (8) дают значения, приведенные на рис.3, в сравнении с уравнением (1) из [10], где концентрация быстрого ветра у ударной волны определена отношением $n_1 = \dot{M}_r / (4\pi r_i^2 V_r m_p)$.

Следует подчеркнуть, что среднее галактическое значение $J_p(E=1 \text{ МэВ}) = 2 \cdot 10^{-4} \text{ частиц см}^{-2} \text{с}^{-1} \text{МэВ}^{-1}$ [20], т.е. на внутренней границе туманности ($1+10 \text{ пк}$) интенсивность энергетических частиц ($1000 \div 10$, частиц $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1} \text{МэВ}^{-1}$ соответственно) более чем на несколько порядков, ($7+5$) превышает среднегалактическое. Это не удивительно, так как даже гелиосфера, образованная намного более слабым ветром, тем не менее вызывает появление аналогичных

ускоренных частиц на 4 порядка большей интенсивности, чем среднегалактическое [20].

Таким образом, туманности WR могут быть очень мощным локальным источником энергетических частиц (не очень высоких энергий), и было бы интересно исследовать их возможные наблюдательные проявления в самой туманности.

Вначале должна быть рассмотрена причина относительно низкой температуры плазмы за ударной волной, излучающей в рентгеновском диапазоне. Согласно обычным оценкам, течение со скоростью порядка 1500 км/с, сталкиваясь с практически неподвижным (относительно течения) веществом, должно вызвать значение температуры за ударной волной более чем 10^7 К, тогда как рентгеновские наблюдения WR туманностей посредством телескопов XMM и Chandra показывают узкий диапазон значений $1-2 \cdot 10^6$ К для диффузных источников ([5] и ссылки там).

Теоретическая постшоковая температура $T_{shock} = (3/16)(\mu/k)V_s^2$ (где $\mu = 0.6$ и 1.2 для полностью ионизованного, с присутствием и дефицитом водорода вещества, соответственно) более чем на порядок превышает наблюдаемую плазменную температуру T_x [5]. Авторы наблюдений связывают такое понижение температуры с влиянием электронной теплопроводности. Интересно, что то же самое явление имеет место и в случае планетарных туманностей ([21,22] и ссылки там), причем для объяснения обсуждается тот же механизм теплопроводности, и, иногда, привлекаются так называемые нагруженные ионы, поступающие от сгущений вещества, с которым соударяется быстрый ветер: прежде чем покинуть область, излучающую рентгеновское излучение, эти ионы термализуются, понижая температуру [6]. Тем не менее, однозначного решения этой "проблемы низкой температуры" нет [6]. Понятно, что решение такого рода задач должно основываться на самосогласованном рассмотрении баланса энергии по всем каналам подвода и расхода, что выходит за рамки данной статьи. Поэтому, не отвергая, в принципе, другие, в том числе вышеперечисленные возможности, напомним, что аналогичная проблема по интерпретации рентгеновских наблюдений остатков сверхновых решается в рамках так называемой теории "диффузного ускорения модифицированной ударной волной" ([23] и ссылки там). Согласно этой теории, тепловая плазма за ударной волной нагревается до температуры, достаточной для излучения в рентгеновском диапазоне, и в то же время ударная волна сама по себе ускоряет заряженные частицы среды известным диффузионным механизмом и изменяет термодинамическое состояние среды: чем эффективнее ускорение, тем ниже температура в области ударной волны [7,23]. При эффективном ускорении вышеприведенное соотношение между скоростью быстрого течения и установившейся температурой уже неприменимо и должно быть согласовано

с условиями модифицированной ударной волны [7,23]. Имеется много наблюдательных данных молодых остатков сверхновых, иллюстрирующих это явление и подтверждающих связь между эффективным ускорением протонов и наблюдаемыми пониженными значениями T_x [7,23]. Таким образом, не малая доля кинетической энергии расширения оболочки, затрачиваемая на ускорение частиц, в то же время непосредственно влияет на рентгеновское излучение области вокруг ударной волны. Можно провести аналогию между расширяющейся оболочкой сверхновой в межзвездной среде (или в среде вещества от предыдущего звездного ветра) и быстрым звездным ветром WR, сталкивающейся с веществом от предыдущего медленного ветра. Тогда пониженные температуры T_x области взаимодействия ветров, излучающей в рентгеновском диапазоне, также можно объяснить потерей энергии на эффективное ускорение протонов, приводящее к понижению температуры в области взаимодействия. Строго говоря, указанная (аналитическая) теория диффузного ускорения модифицированной ударной волной ([7,23] и ссылки там) разработана для строго релятивистских частиц, и количественные критерии перехода в режим модификации в случае туманностей WR и для диапазона энергий 1 - 100 МэВ, вообще говоря, плохо известны, и требуется отдельное рассмотрение возможности модификации, что выходит за рамки данной работы (смотри, однако, ниже). Поэтому, здесь следует ограничиться качественной констатацией факта, что пониженные температуры T_x туманностей WR возможно свидетельствуют об эффективном ускорении ударной волной, как, например, в случае остатков сверхновых.

Другой аспект проблемы температуры за ударной волной в случае туманностей WR заключается, в зависимости от ситуации, в различном поведении электронов и ионов в области ударной волны, возможно также влияющих на температуру. Тогда средние энергии электронов в области за ударной волной в гелиосфере порядка 1 кэВ [24,25], т.е. в аналогичных условиях ударной волны в WR туманностях (в свою очередь, аналогичных соответствующим ударным волнам планетарных туманностей) для температуры электронов и протонов имеет место [3,24,25]:

$$T_p < T_e \leq \sqrt{\frac{m_p}{m_e}} T_p = 43 T_p \quad (9)$$

Режим модификации ударной волны, как это описано в работе [26], достаточно сложным образом зависит от определяющих параметров процесса ускорения, в частности, от таких параметров, как импульс инжектируемых частиц, пропорциональный λ , и степень инжектируемых частиц η . λ определяется весьма сложными процессами, $\lambda > 1$, а при $\eta \geq \eta_c$, где

$$\eta_c = \left(\frac{u_3}{c} \right) \left[\frac{2\sqrt{50}}{3} \lambda \left(\frac{p_{max}}{mc} \right)^{3/4} \right]^2, \quad (10)$$

ударная волна является сильно молифицированной (здесь $u_3 = V$). Критическое значение скорости ударной волны u_0^* , соответствующей переходу в режим модификации, определяется через формулу

$$u_0^* = \frac{2\sqrt{50}}{3} \eta \lambda \left(\frac{p_{max}}{mc} \right)^{1/4} c, \quad (11)$$

и равно (при $\lambda > 1$ и для $p_{max}/mc = 1.39$, $E_{max} = 900$ MeV) скорости $u_0^* = 1500$ км/с, независимо от величины λ . Степень инжекции частиц при этом равна $\eta_c = 9.78 \cdot 10^{-6} / \lambda$. Подчеркнем, что наибольший интерес с точки зрения источников энергии для химических реакций представляют частицы с энергиями 1-10 МэВ, так как даже при минимальных показателях степени ($\gamma \approx 2.3$) все-таки крутизна спектра достаточно заметная, и в интегралах, описывающих, например, долю поглощенной энергии, частицы с энергиями больше 10-20 МэВ вклада практически не вносят. Поэтому формулы, описывающие энергетические спектры, носят всего лишь иллюстративный характер, и при пользовании ими всегда следует помнить об оговорках, с которыми они были получены, особенно в случае релятивистских частиц.

Выше мы получили значение критической скорости перехода ударной волны в режим модификации, порядка 1500 км/с, при этом, например, наблюдаемые значения терминальных скоростей для более половины выборки WR звезд больше 1500 км/с (из 50 наблюдаемых WR звезд, только 19 имеют скорости истечения меньше 1500 км/с, в то время как 31 - больше, достигая значений более 2000 км/с) [27]. То есть примерно для менее половины WR звезд ударные волны, вызванные их звездными ветрами, не являются модифицированными, и поэтому, эффективно не могут ускорять частицы, и обусловленное ими давление не может быть причиной относительно низкой температуры за фронтом. В то же время для большей половины наблюдаемых WR звезд положения вышеизложенной теории вполне применимы. Отметим еще раз, что в данной статье нас в первую очередь интересует распределение частиц по энергиям в непосредственной окрестности (10-20 МэВ) от нижней границы спектра порядка 1 МэВ.

4. *Облучение пыли в туманностях WR энергетическими частицами.* Из-за полученных высоких значений потоков энергетических частиц в туманностях WR интересно оценить дозы облучения некоторых веществ в этих туманностях. Имеем для потока ускоренных частиц выражения (7), (8), в диапазоне энергий 1-100 МэВ, важном в облучении веществ, равно

как и в ионизации молекулярного водорода. Предполагая $M_J = 10^{-3} M_{\odot}/\text{год}$, $V_p = 1500 \text{ км/с}$, для дифференциальной интенсивности энергетических протонов при $E_i = 1 \text{ МэВ}$ можно написать для двух значений внутреннего радиуса $r = 1 - 10 \text{ пк}$:

$$J_p(E_i) = 10.0 - 10^3 \frac{\text{частиц}}{\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{ср} \cdot \text{МэВ}} \quad (12)$$

Таким образом, при стандартных значениях параметров WR туманностей, полученные оценки интенсивности на внутренней границе туманности на 5-7 порядков больше среднегалактического ([20], рис.2):

$$J_p(E_i) = 1.0 \cdot 10^{-4} \frac{\text{частиц}}{\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{ср} \cdot \text{МэВ}} \quad (13)$$

Далее, поскольку поток энергетических протонов, скорость ионизации ζ и сечение ионизации молекулярного водорода протонами σ связаны простым соотношением $F(E)dE = \zeta/\sigma$, $F(E) = 4\pi J_p(E)$ [28], ясно, что скорость ионизации в условиях WR туманностей $\zeta(\text{WR})$ также будет больше среднего значения в межзвездной среде $\zeta(\text{GCR})$: $\zeta(\text{WR}) = 10^5 - 10^7 \zeta(\text{GCR})$. Поинту, что такого рода оценки имеют смысл тогда, когда WR туманность сама содержит молекулярный газ или достаточно близка к какому-нибудь молекулярному облаку, как например, WR 7 (NGC 2359) [29]. В частности, для этой туманности, столбчатая плотность порядка 10^{20} см^{-2} (ibid), откуда следует, что протоны с энергиями 1 МэВ и больше, практически не потеряют энергию на этом пути [30,31], а поток уменьшится из-за расхождения по закону r^{-2} [20]. Влияние магнитного поля (при его наличии) может быть двояким. С одной стороны, протоны могут отражаться от магнитных неоднородностей, и, в зависимости от напряженности и геометрии магнитного поля (1-10 $\mu\text{Г}$), поток может уменьшиться на 1-2 порядка ([31] и ссылки там). С другой стороны, нетепловые протоны относительно малых энергий, возможно, могут ускоряться до значений 1-10 МэВ при наличии магнито-гидродинамической турбулентности с определенным спектром (процесс Ферми-2) [32,33]. Таким образом, в данном случае, фактический поток частиц на внешней границе туманности может снизиться, самое большее, на 2-3 порядка до величины $J_p(E = 1 \text{ МэВ}) = 0.1 - 10 \text{ частиц см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ ср}^{-1} \text{ МэВ}^{-1}$.

Известно, что во многих WR туманностях наблюдается пыль, происхождение которой обсуждается в [34]. возможно пыль образуется в условиях сталкивающихся ветров массивных пар [35].

Можно рассчитать дозу облучения пыли D_p энергетическими протонами в туманностях WR за время t посредством простого соотношения ([30,31] и ссылки там):

$$n \cdot M(n) \frac{D_p}{dt} = \int F(E) S(E) dE, \quad D_p = \frac{D_p}{dt} t, \quad (14)$$

где $F(E) = 4\pi J_p(E)$ и $S(E) = -dE/dx$ - потери энергии частицей при прохождении пути dx (в единицах кэВ/μ) в пылинке с концентрацией n и молекулярным весом $M(n)$ (соответственно, поглощенное пылинкой количество энергии dE будет положительным). $S(E)$ в диапазоне энергий 1-100 МэВ легко рассчитать по формуле Бете-Блоха, например, с помощью компьютерной программы SRIM [36], в частности, $S(E = 1 \text{ МэВ}) = 52 \text{ кэВ/μ}$ для графита с плотностью 2.26 г/см^3 ($1.13 \cdot 10^{23}$ атом/см³) и $S(E = 10 \text{ МэВ}) = 9.3 \text{ кэВ/μ}$, а $S(E = 50 \text{ МэВ}) = 2.5 \text{ кэВ/μ}$. Для гидрогенизованного аморфного углерода (hydrogenated amorphous carbon, a:C-H) с плотностью до 2.4 г/см^3 [37] потери энергии примерно в 1.06 раза больше, $S(E = 1 \text{ МэВ}) = 55 \text{ кэВ/μ}$. Далее, выбирая наименее крутой тип спектра, $F(E) = F(E = E_1 = 1 \text{ МэВ}) \cdot (E/E_1)^{-2}$ получим $D_p = 1.5 - 150 \text{ эВ/а.е.м.}$ для значений внутренней границы WR туманности $r_i = 10$ и 1 пк, соответственно, и для характерного промежутка времени 100000 лет. При дефиците водорода в звездном ветре, т.е. при преобладании гелия, полученную цифру следует умножить на 10, так как потери энергии α-частиц на порядок больше [37], и дозы составят 15-1500 эВ/а.е.м.

В некоторых случаях вместе с пылью наблюдаются также характерные эмиссионные линии РАН [38]. Существует точка зрения, что дальнейшее УФ облучение РАН с последующей дегидрогенизацией может привести даже к образованию фуллеренов [39-41], которые наблюдаются в разных (но радиационно-подобных WR) объектах, например, в планетарных туманностях [40]. Поэтому оценим также дозу облучения для таких систем (НАС, фуллеренов) в условиях WR туманностей, поскольку, как правило, в радиационно-химических превращениях сложных соединений электромагнитное и корпускулярное облучения эквивалентны, и этот факт обязательно следует учитывать [28]. С точки зрения облучения фуллеренов интересны лабораторные данные об устойчивости C_{60} и C_{70} : олигомеризация молекулярных кристаллов с доминантным содержанием C_{60} (фуллерит, плотность 1.7 г/см^3) начинается с доз облучения (γ-лучами или α-частицами) порядка $2.6 \text{ MGy} = 2.6 \cdot 10^{10} \text{ эрг/г} = 20 \text{ эВ/а.е.м.}$, тогда как для аморфизации необходима примерно в 100 раз большая доза 250 MGy (2000 эВ/а.е.м) [42]. Итак, доза облучения фуллерита в туманностях WR (на внутренней границе) сравнима с дозой для графита (1.5-150 эВ/а.е.м. за 100000 лет), а для НАС она несколько больше. Дозы декомпозиции НАС и дефрагментации РАН, очевидно, меньше лабораторных значений доз аморфизации фуллерена и сравнимы с реальными значениями доз, полученных в туманностях WR, на внутренней границе которых, как уже отмечалось, могут ожидать дозы в диапазоне значений 1.5-150 эВ/а.е.м. (15-1500 эВ/а.е.м. в случае дефицита

водорода). Таким образом, в туманностях могут образоваться не только пыль, но и РАН (которые наблюдаются в некоторых случаях), и даже фуллерены, проявления которых стоит поискать в наблюдаемых спектрах. Детальный анализ описанных явлений на основе кинетики процессов выходит за рамки данной статьи и будет дан в дальнейшем.

5. Заключение. В данной статье рассчитаны дифференциальные интенсивности протонов, ускоренных до энергий 1-100 МэВ в условиях ударной волны на внутренней границе туманностей WR. Расчеты произведены посредством формул аналитической теории ускорения в условиях параллельной магнитогидродинамической ударной волны [10] и соотношения (6) о связи доли кинетической энергии звездного ветра с энергией ускоренных частиц в диапазоне 1-100 МэВ. Интересно отметить, что в условиях гелиосферы обе оценки совпадают с измерениями зонда Вояджер-1 (при $E = 1$ МэВ, [8]) с точностью до коэффициента меньше 2, при параметре эффективности ионизации $\epsilon_1 = 0.0001$ и доле кинетической энергии солнечного ветра, преобразованной в энергию ускоренных частиц, $\eta = 0.1$, использованных, соответственно, в (1) и (7). Из-за крутизны спектра (показатель γ в (7) больше 2) основной вклад в дозу облучения вносят частицы с энергиями 1-10 МэВ, а вклад более энергичных частиц мал. Рентгеновские наблюдения туманностей WR показывают температуры в окрестностях ударной волны порядка $1 - 2 \cdot 10^6$ К, что более чем на порядок меньше ожидаемой от течения со скоростью 1500 км/с. В литературе уже обсуждалось, что, возможно, этот факт связан с модификацией ударной волны, приводящей к более эффективному ускорению частиц, и, соответственно, к понижению температуры за фронтом ударной волны в случае остатков сверхновых [7,23] и взаимодействующих звездных ветров планетарных туманностей [3]. Однако режим модификации, весьма сложный, реализуется только при скоростях более 1500 км/с, что верно не для всех WR туманностей, и для них вопрос остается открытым. Потоки ускоренных частиц у внутренней границы туманности более чем на 4 порядка превышают среднегалактическое значение при 1 МэВ. Это может привести к интересным выводам при оценке последствий облучения пыли частицами. Важные примеры относятся к облучению систем типа графита и/или НАС и РАН, с возможной декомпозицией и дефрагментацией, а также фуллерита, причем расчетные дозы оказались одного порядка с лабораторными, вызывающими важные радиационно-химические превращения. В заключение подчеркнем что повышенные потоки энергетических частиц обязательно должны быть учтены при физико-химическом моделировании WR туманностей.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Государственного комитета по науке МОН РА в рамках научного проекта № 15Т-1С081 и

фронта Александра фон Гумбольдта (Alexander von Humboldt), Германия. Автор благодарен Г.Фару (H.Fahr) и институту им. Аржеландера (Argelander) при университете Бонна за гостеприимство сотрудников и неоднократные обсуждения. Автор благодарен рецензенту за стимулирующую критику, которая способствовала улучшению изложения вопроса о модификации ударной волны.

Бюраканская астрофизическая обсерватория им. В.А.Амбарцумяна
Армения. e-mail: ayatayeg@gmail.com

ON THE POSSIBILITY OF PARTICLE ACCELERATION CAUSED BY SHOCKS IN WR NEBULAE

A.YEGHIKYAN

Based on the analogy between the WR nebulae on the one hand, and the heliosphere and the expanding supernova remnants, on the other hand, the differential intensities of the energetic protons accelerated under shock wave conditions to energies of 100 MeV are calculated. The well-known analytical theory of acceleration under conditions of a quasi-parallel magnetohydrodynamic shock wave is used. The acceleration time and the diffusion time of the energetic particles are in good agreement with each other and with the characteristic dynamic time of the WR nebulae. The proposed one-parameter formula for estimating the intensity of accelerated particles under conditions of the heliosphere gives a good agreement with the Voyager-1 data at 1 MeV, to within a factor of less than 2. The estimate of intensities for the conditions of the WR nebulae is 4-6 orders of magnitude greater than the mean galactic disk one. The relatively low temperatures observed in the X-ray range for perturbed regions near the shock wave are possibly associated with the particle acceleration efficiency factor, as has long been used in interpreting similar observations of supernova remnants. The obtained intensities of energetic protons are used to estimate the doses of irradiation of carbon-containing complex systems in the dust of nebulae and indicate the possible important role of accelerated particles in radiation-chemical transformations in WR nebulae.

Key words: *WR nebulae; energetic particles; acceleration of protons; dust-IAC, PAH, fullerenes; doses of irradiation*

ЛИТЕРАТУРА

1. *L. Drury*, Rep. Prog. Phys., **46**, 973, 1983.
2. *A. Reimer, M. Pohl, O. Reimer*, Astrophys. J., **644**, 1118, 2006.
3. *A. Yeghikyan, H. Fahr*, Astron. Astrophys. submitted, 2017.
4. *A. Moffat*, in: Wolf-Rayet Star, W.-R. Hamann, A. Sander, H. Todt, eds. Potsdam, Univ.-Verlag, 13, 2015.
5. *J. Toala, A. Marston, M. Guerrero et al.*, Astrophys. J., **846**, 76, 2017.
6. *N. Soker, R. Rahin, E. Behar et al.*, Astrophys. J., **725**, 1910, 2010.
7. *D. Ellison, A. Decourchelle, J. Ballet*, Astron. Astrophys., **429**, 569, 2005.
8. *E. Stone, A. Cummings, F. McDonald et al.*, Science, **309**, 2017, 2005.
9. *H. Fahr, D. Verscharen*, Astron. Astrophys., **487**, L21, 2008.
10. *H. Fahr, D. Verscharen*, Astrophys. Space Sci. Trans., **6**, 1, 2009.
11. *H. Fahr, K. Scherer, M. Potgieter et al.*, Astron. Astrophys., **486**, L1, 2008.
12. *K. Scherer, H. Fahr*, Astron. Astrophys., **495**, 631, 2009.
13. *D. Verscharen, H. Fahr*, Astrophys. Space Sci. Trans., **4**, 51, 2008.
14. *S. Chalov, H. Fahr*, Solar Phys., **168**, 369, 1996.
15. *N. Smith*, ARAA, **52**, 1, 2014.
16. *A. Dworsky, H. Fahr*, Astron. Astrophys., **353**, L1, 2000.
17. *F. Aharonian, A. Atoyan*, Astron. Astrophys., **309**, 917, 1996.
18. *А. Егикян*, Астрофизика, **60**, 405, 2017, (Astrophysics, **60**, 374, 2017).
19. *J. Richardson, J. Kasper, C. Wang et al.*, Nature, **454**, 7200, 63, 2008.
20. *K. Scherer, H. Fichtner, S. Ferreira et al.*, Astrophys. J., **680**, L105, 2008.
21. *M. Steffen, D. Schönberner, A. Warnuth*, Astron. Astrophys., **489**, 173, 2008.
22. *J. Toala, S. Artur*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **463**, 4438, 2016.
23. *A. Decourchelle*, Mem. S.A.It., **79**, 44, 2008.
24. *H. Fahr, J. Richardson, D. Verscharen*, Astron. Astrophys., **579**, A18, 2015.
25. *H. Fahr, D. Verscharen*, Astron. Astrophys., **587**, L1, 2016.
26. *E. Berezhko, D. Ellison*, Astrophys. J., **526**, 385, 1999.
27. *A. Niedzielski, W. Skorzynski*, Acta Astronomica, **52**, 81, 2002.
28. *P. Jenniskens, G. Baratta, A. Kouchi et al.*, Astron. Astrophys., **273**, 583, 1993.
29. *J. Kizzo, J. Martin-Pintado, J. Mangum*, Astron. Astrophys., **366**, 146, 2001.
30. *А. Егикян*, Астрофизика, **54**, 103, 2011, (Astrophysics, **54**, 87, 2011).
31. *A. Yeghikyan*, ISRN Astron. Astrophys., **2011**, id.905015, 2011.
32. *C. Cesarsky, H. Völk*, Astron. Astrophys., **70**, 367, 1978.
33. *Y. Shchekinov*, Astron. Pap., **49**, 269, 2005.
34. *T. Hendrix, R. Keppens, A. van Marle et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **460**, 3975, 2016.
35. *J. Monnier, P. Tuthill, W. Danchi et al.*, Astrophys. J., **655**, 1033, 2007.
36. *J. Ziegler, J. Biersack, U. Littmark*, The Stopping and Range of Ions in Solids. Pergamon Press, NY, 2003.
37. *C. Cosiraghi, A. Ferrari, J. Robertson*, Phys. Rev. B, **72**, 085401, 2005.

38. *S.Marchenko, A.Moffat*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **468**, 2416, 2017.
39. *A.Scott, W.Duley, G.Pinho*, Astrophys. J., **489**, L193, 1997.
40. *M.Otsuka, F.Kemper, J.Cami et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **437**, 2577, 2014.
41. *J.Zhen, P.Castellanos, D.Paardekooper et al.*, Astrophys. J., **797**, L30, 2014.
42. *F.Cataldo, G.Strazzulla, S.Iglesias-Groth*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **394**, 615, 2009.

