

# АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

# АСТРОФИЗИКА

ТОМ 11

АВГУСТ, 1975

ВЫПУСК 3

## ПЕРЕХОДНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ И ПЕКУЛЯРНЫЕ ТУМАННОСТИ

Г. А. ГУРЗАДЯН

Поступила 22 июля 1974

Пересмотрена 19 ноября 1974

Переходное излучение, которое возникает в результате электродинамического взаимодействия быстрых электронов с частицами пыли, может объяснить некоторые факты, наблюдавшиеся в галактических пекулярных туманностях — объектах Хербига—Аро, кометарных туманностях, туманностях типа В 10, звездах типа Т Тельца и FU Ori и т. д. Выведены соотношения, необходимые для нахождения энергетических и физических параметров пекулярных объектов. Вероятная величина энергии быстрых электронов оказалась порядка 1.5 Мэв. Рассматриваются также вопросы возбуждения эмиссионных линий, показателей цвета в случае переходного излучения и т. д. Указывается возможность применения теории в отношении фуоров.

1. *Введение.* Существует категория галактических пекулярных туманностей и звездоподобных образований, свечение которых невозможно объяснить в рамках хорошо известных нам представлений о свечении эмиссионных и отражающих туманностей. Сюда относятся кометарные туманности, объекты Хербига—Аро, туманности типа В 10 с сильным нарушением соотношения Хаббла, крошечные пылевые туманности, часто переменные, связанные со звездами типа Т Тельца и разбросанные в окрестностях больших диффузных туманностей, и т. д.

Впервые В. А. Амбарцумян [1] обратил внимание на то, что понимание всего комплекса наблюдательных фактов и явлений, связанных с пекулярными туманностями, выходит далеко за пределы возможностей процессов теплового характера и что дальнейшие поиски следует вести с позиции их нетепловой природы.

В настоящей статье делается попытка показать, что многие факты наблюдений, связанные с пекулярными туманностями, могут быть истолкованы с позиции так называемого *переходного излучения*, возникшего в ре-

зультате электромагнитного взаимодействия электронов высокой энергии («быстрые электроны») с частицами пыли в туманности или в окружающих звезду пылевых облаках.

2. Основные свойства пекулярных туманностей. Наиболее важными свойствами пекулярных туманностей нужно считать следующие.

1. Во всех случаях, без исключения, пекулярные туманности являются образованиями преимущественно пылевыми, с примесью газа.

2. По интегральному блеску пекулярные туманности очень часто оказываются ярче освещающих их звезд [2].

3. Цветовые характеристики пекулярных туманностей резко отличаются от тех, что мы имеем у обычных отражающих туманностей (см. табл. 1 и [2, 3, 4]).

4. Для пекулярных туманностей характерны довольно сильные колебания блеска, а также изменения структуры и формы (NGC 2261, NGC 1554). Бывают случаи почти полного исчезновения туманности и ее повторного появления (NGC 1555). Эти колебания, как правило, не находятся в согласии с изменениями блеска центральной звезды.

5. Характерной особенностью спектров пекулярных туманностей является наличие сильного непрерывного фона, иногда без следов спектральных линий, хотя в спектрах освещающих их звезд линии присутствуют (NGC 2247, туманность Mendez 11 [6]).

6. Относительные интенсивности эмиссионных линий в пекулярных образованиях (объекты Хербига—Аро), как правило, существенно отличаются от того, что мы имеем в классических туманностях [7, 8].

7. Свет пекулярных туманностей поляризован. По характеру поляризации часто не радиальная.

8. Одной из особенностей пекулярных туманностей является их связь со звездами типа Т Тельца — объектами низкотемпературными, очень молодыми и заведомо нестационарными. В некоторых случаях погруженная в крошечную пекулярную туманность звезда оказывалась типичным инфракрасным объектом (Haro 7a, Haro 8a).

Таблица 1  
НАБЛЮДАЕМЫЕ ПОКАЗАТЕЛИ ЦВЕТА НЕКОТОРЫХ ПЕКУЛЯРНЫХ И  
ОТРАЖАЮЩИХ ТУМАННОСТЕЙ [2, 3, 4]

	Пекулярные туманности			Отражающие туманности	
	U-V	B-V		U-V	B-V
B 10	-0 <sup>m</sup> 50	+0 <sup>m</sup> 67	NGC 6914	-0 <sup>m</sup> 07	-0 <sup>m</sup> 20
NGC 2261	-0.71	+0.49	Sad 201	+0.08	+0.28

Факт присутствия в пекулярных туманностях пыли в очень большом количестве, с одной стороны, и их связь со звездами типа Т Тельца — с потенциальными источниками быстрых электронов, с другой, делает весьма вероятным объяснение этих свойств в рамках допущения о возможности генерации переходного излучения в пределах туманности. При этом сами быстрые электроны появляются во внешних областях ядрах туманности — звезды типа Т Тельца в результате ядерного распада вещества, выброшенного из недр звезды [9, 10].

3. *Переходное излучение.* Сущность переходного излучения заряженной частицы, предсказанного теоретически В. Л. Гинзбургом и И. М. Франком [11], заключается в следующем. При переходе заряженной частицы из одной среды в другую, то есть при пересечении границы раздела между средами с различными диэлектрическими свойствами, происходит деформация или перестройка создаваемого частицей электромагнитного поля, в результате чего часть поля «отрывается» от частицы в виде излучения. Важно отметить, что это явление может иметь место как в случае релятивистских, так и нерелятивистских электронов.

Рассматривая вакуум и пылевую частицу как две разные среды, мы должны ожидать импульсивное появление переходного излучения дважды при одном акте прохождения быстрого электрона через частицу пыли — в момент перехода электрона из вакуума в частицу (размеры которой превышают некоторую критическую величину) и в момент выхода из нее в вакуум. При нерелятивистских величинах энергии электрона появляется излучение, направленное как в сторону движения электрона, так и обратно. В случае же релятивистских электронов излучение направлено в сторону движения электрона и сосредоточено в пределах угла  $\theta \approx mc^2/E$ .

Теория переходного излучения разработана достаточно хорошо [12, 13, 14]. В данном случае нас интересуют некоторые свойства этого излучения и прежде всего его спектральное распределение во всем диапазоне длин волн — от оптического до далекого ультрафиолета и рентгеновских лучей, а также при всех значениях энергии электрона — от нерелятивистских до релятивистских. Поэтому мы начнем наш анализ с вывода нужных нам соотношений.

Формальная теория дает следующее, весьма общее соотношение спектрального ( $\omega$ ) и углового ( $\theta$ ) распределения переходного излучения [11]:

$$J_{-}(\omega) = \frac{e^2 \beta^2 \eta^2 (1 - \eta^2)}{\pi^2 c (1 - \beta^2 \eta^2)^2} \left| \frac{(\varepsilon - 1) (1 - \beta^2 \pm \beta \sqrt{\varepsilon - 1 + \eta^2})}{(\varepsilon \eta + \sqrt{\varepsilon - 1 + \eta^2}) (1 \pm \beta \sqrt{\varepsilon - 1 + \eta^2})} \right|^2, \quad (1)$$

где  $\eta = \cos \theta$ ,  $\beta = v/c$ ,  $v$  — скорость электрона,  $\varepsilon = \varepsilon(\omega)$  — диэлектрическая постоянная частицы пыли. Знак минус в (1) соответствует излучению, направленному вперед, в сторону движения электрона, знак

плюс — направленному назад излучению, а  $J_{-}(\tau)$  есть интенсивность этого излучения в данной частоте ( $\omega$ ), в данном направлении ( $\tau$ ) и относится к единичному интервалу частоты и телесного угла.

В общем случае диэлектрическая постоянная, помимо того что зависит от частоты излучения, есть величина комплексная и представляется в следующем виде:

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_1(\omega) + i \varepsilon_2(\omega), \quad (2)$$

где  $\varepsilon_1$  и  $\varepsilon_2$  суть действительная и мнимая составляющие диэлектрической постоянной. Обычно найденные опытным путем кривые функций  $\varepsilon_1(\omega)$  и  $\varepsilon_2(\omega)$  имеют довольно сложный вид и не могут быть представлены простой зависимостью от  $\omega$ . Однако с целью получения общих качественных результатов, в определенных случаях можно исходить, для удобства, из некоей модели пылевых частиц, для которой указанные функции могут быть представлены в виде:

$$\varepsilon_1(\omega) = 1 - \frac{\omega_0^2 \tau^2}{1 + \omega^2 \tau^2}, \quad (3)$$

$$\varepsilon_2(\omega) = \frac{1}{\omega \tau} \frac{\omega_0^2 \tau^2}{1 + \omega^2 \tau^2}, \quad (4)$$

где  $\tau$  есть время релаксации электронов в среде атомов частицы пыли,  $\omega_0$  — плазменная частота; она зависит от заряда и массы электрона и плотности частицы:

$$\omega_0 = \left( \frac{4\pi N e^2}{m} \right)^{1/2}. \quad (5)$$

Заметим, однако, что все наши дальнейшие выкладки, связанные с выводом соответствующих соотношений по нахождению интенсивности переходного излучения, делаются совершенно независимо от принятой формы функций  $\varepsilon_1(\omega)$  и  $\varepsilon_2(\omega)$ . Что касается применения основных формул (см. раздел 4), то они делаются как для случая функций  $\varepsilon_1(\omega)$  и  $\varepsilon_2(\omega)$ , представленных в форме (3) и (4), так и для реальных частиц с найденными из непосредственных опытов эмпирических зависимостей  $\varepsilon_1$  и  $\varepsilon_2$  от  $\omega$ .

Переходное излучение в области оптических, ультрафиолетовых лучей и отчасти мягкого рентгена, возникшее на внутренних границах пылевых частиц, будет поглощено уже в пределах самой частицы и практически не может выйти из нее. Поэтому, имея в виду наше основное намерение — применение теории переходного излучения в отношении реальных газо-пылевых туманностей, мы дальше ограничимся рассмотрением только того пере-

ходного излучения, которое генерируется в момент выхода электрона из частицы в вакуум.

Подставив (1) в (2) и произведя необходимые преобразования, мы найдем в результате выражение для интенсивности направленного вперед излучения  $J_+(z)$  при любых значениях энергии электрона  $\gamma (= E/mc^2)$  для произвольно взятой частоты и направлении  $\varphi$ . Однако вид самой функции  $J_+(\gamma)$  будет зависеть от знаков  $\varepsilon_1$  и  $\varepsilon_2$ , а также от условия  $\varepsilon_1 > 1 - \gamma^2$ . В нашем случае возможны следующие комбинации.

I.  $\varepsilon_1 < 0$ ,  $\varepsilon_2 > 0$ . Это соответствует, согласно (3), случаю  $|\omega| < 1$ , то есть оптическому диапазону. В этом случае имеем:

$$J_+(\gamma) = \frac{\varepsilon_1^2 \beta^2 \gamma^2 (1 - \gamma^2)}{\pi^2 c (1 - \beta^2 \gamma^2)^2} P_+(\gamma), \quad (6)$$

где

$$P_+(\gamma) = \frac{(\varepsilon_1 - 1)^2 + \varepsilon_2^2}{1 - 2\beta \gamma \sin \varphi + \beta^2 \Phi^2} \frac{(1 - \beta^2)^2 - 2\beta(1 - \beta^2)\Phi \sin \varphi + \beta^2 \Phi^2}{\gamma^2(\varepsilon_1^2 + \varepsilon_2^2) + \Phi^2 + 2\gamma\Phi^2 + 2\gamma\Phi(\varepsilon_1 \sin \varphi + \varepsilon_2 \cos \varphi)}, \quad (7)$$

Эта формула справедлива при всех величинах  $1 - \gamma^2$  и при  $\varepsilon_2 > 1$ .

II.  $\varepsilon_1 > 0$ ,  $\varepsilon_2 > 0$ . Это соответствует случаю  $|\omega| > 1$ , то есть области ультрафиолетовых и рентгеновских лучей. В этом случае задача имеет два решения, в зависимости от величины  $1 - \gamma^2$  по сравнению с  $\varepsilon_2$ .

В случае, когда  $\varepsilon_1 > 1 - \gamma^2$ , функция  $J_+(\gamma)$  представляется в виде (6), но с заменой  $P_+(\gamma)$  на  $P_-(\gamma)$ , причем

$$P_-(\gamma) = \frac{(\varepsilon_1 - 1)^2 + \varepsilon_2^2}{1 - 2\beta\Phi \cos \varphi + \beta^2 \Phi^2} \frac{(1 - \beta^2)^2 - 2\beta(1 - \beta^2)\Phi \cos \varphi + \beta^2 \Phi^2}{\gamma^2(\varepsilon_1^2 + \varepsilon_2^2) + \Phi^2 + 2\gamma\Phi(\varepsilon_1 \cos \varphi - \varepsilon_2 \sin \varphi)}, \quad (8)$$

В случае, когда  $\varepsilon_1 < 1 - \gamma^2$ , функция  $J_+(\gamma)$  представляется опять в виде (6), но на этот раз с заменой  $P_+(\gamma)$  на  $P_0(\gamma)$ , причем

$$P_0(\gamma) = \frac{(\varepsilon_1 - 1)^2 + \varepsilon_2^2}{1 - 2\beta\Phi \sin \varphi + \beta^2 \Phi^2} \frac{(1 - \beta^2)^2 - 2\beta(1 - \beta^2)\Phi \sin \varphi + \beta^2 \Phi^2}{\gamma^2(\varepsilon_1^2 + \varepsilon_2^2) + \Phi^2 + 2\gamma\Phi(\varepsilon_1 \sin \varphi - \varepsilon_2 \cos \varphi)}, \quad (9)$$

Для других комбинаций (по знаку) функций  $\varepsilon_1(\omega)$  и  $\varepsilon_2(\omega)$  соответствующие решения приведены в [13, 14].

В вышенаписанных формулах обозначены:

$$\Phi = [(\varepsilon_1 - 1 + \gamma^2)^2 + \varepsilon_2^2]^{1/4}, \quad (10)$$

$$\operatorname{tg} 2\varphi = \left| \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1 - 1 + \gamma^2} \right|. \quad (11)$$

Спектральное распределение переходного излучения  $J_{\omega}$ , интегрированного по всей внешней полусфере, будет:

$$J_{\omega} = \int_{\Omega} J_{\omega}(\gamma) d\Omega = 2\pi \int_0^1 J_{\omega}(\gamma) d\gamma_{\omega}$$

или, имея в виду (6), найдем:

$$J_{\omega} = \frac{2e^2}{\pi c} \beta^2 L_{\omega}(\beta), \quad (12)$$

где

$$L_{\omega}(\beta) = \int_0^1 \frac{\gamma^2(1-\gamma^2)}{(1-\beta^2\gamma^2)^2} P_{\omega}(\gamma) d\gamma \quad (13)$$

— в случае  $\varepsilon_1 < 0$ , и

$$L_{\omega}(\beta) = \int_{\frac{1}{1-\varepsilon_1}}^1 \frac{\gamma^2(1-\gamma^2)}{(1-\beta^2\gamma^2)^2} P_{\omega}(\gamma) d\gamma + \int_0^{\sqrt{\frac{\varepsilon_1}{1-\varepsilon_1}}} \frac{\gamma^2(1-\gamma^2)}{(1-\beta^2\gamma^2)^2} P_{\omega}(\gamma) d\gamma. \quad (14)$$

— в случае  $\varepsilon_1 > 0$ .

Наконец, интегрируя (12) по всем частотам, найдем для полной интенсивности переходного излучения  $J$ :

$$J = \frac{2e^2}{\pi c} \beta^2 \int_0^{\infty} L_{\omega}(\beta) d\omega. \quad (15)$$

В частном случае, когда электрон релятивистский ( $\beta \rightarrow 1$ ) и  $\omega \gg \omega_0$ , что обычно соответствует области жесткого и рентгеновского излучения, имеем:  $\varepsilon_1 = 1 - (\omega_0/\omega)^2$ ,  $\varepsilon_2 \ll \varepsilon_1$ . Тогда найдем из (12) и (15):

$$J_{\omega} = \frac{e^2}{\pi c} \left[ \left( 1 + 2 \frac{\omega^2}{\omega_0^2} \right) \ln \left( 1 + \frac{\omega^2 \beta^2}{\omega_0^2} \right) - 2 \right], \quad (16)$$

$$J = \frac{e^2}{3c} \omega_0^2. \quad (17)$$

Выражения (16) и (17) относятся к одному акту пересечения электроном границы раздела частица—вакуум или наоборот; они впервые были по-

лучены Г. М. Гарибяном [12]. Формула (17) по существу есть ни что иное, как полная потеря энергии электрона в виде переходного излучения; она, оказывается, пропорциональна первой степени энергии электрона ( $\sim \mu$ ). Для сравнения напомним, что в случае, например, обратного комптон-эффекта потеря энергии электрона (причем только релятивистского) на один акт столкновения с фотоном пропорциональна  $\mu^2$ . Потеря в случае синхротронного излучения также пропорциональна  $\mu^2$  (в среднем). Это значит, что при отсутствии последних двух типов потерь в среде переходное излучение является более «долговечным» механизмом свечения среды.

4. *Спектральное распределение переходного излучения.* На рис. 1 представлены кривые спектрального распределения интенсивности переходного излучения в интервале длин волн 3000—6500 Å (охватывающие UVB диапазоны) при различных значениях энергии быстрых электронов — от 10 Мэв до 0.1 Мэв. Интенсивности приведены в шкале длин волн ( $J_\lambda \sim \lambda^{-2} J_\nu$ ) и в единицах  $e^2/\pi c$ . Кривые рассчитаны для значений плазменной частоты  $\omega_0 = 10^{16} \text{ сек}^{-1}$  и времени релаксации  $\tau = 10^{-15} \text{ сек}$ , то есть при значении множителя  $\omega_0 \tau = 10$ . Это соответствует — в упомянутом выше диапазоне длин волн — случаю  $v^2 c^2 / (1 + v^2 c^2) > 1$ , а следовательно  $\epsilon_1 < 0$  и  $\epsilon_2 > 0$ . Поэтому при построении этих кривых

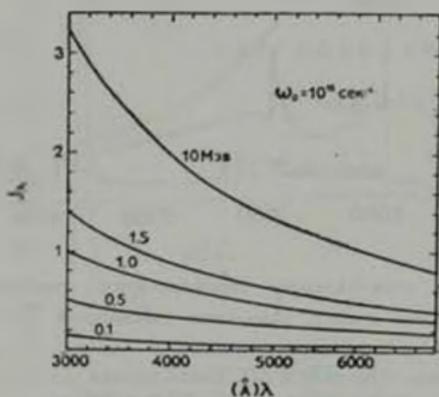


Рис. 1. Кривые спектрального распределения переходного излучения в оптическом диапазоне при энергиях электрона от 0.1 Мэв до 10 Мэв ( $\omega_0 = 10^{16} \text{ с.к}^{-1}$  и  $\tau = 10^{-15} \text{ сек}$ ).

были использованы формулы (7), (13) и (12). При взятой величине  $\omega_0 \tau$  и в рассматриваемом диапазоне длин волн интенсивность переходного излучения, как следует из рис. 1, является монотонно меняющейся функцией от длины волны

Вероятная величина плазменной частоты  $\omega_0$  может отличаться всего в несколько раз от принятого значения. Примерно во столько же раз может меняться и величина  $\tau$ . В результате разброс в величине множителя  $\omega_0 \tau$  составит, вероятно, не больше, чем один порядок. Чтобы получить некоторое представление о том, как это отразится на характере распределения интенсивности, были произведены вычисления для трех значений  $\omega_0 \tau$ : 3, 10 и 30, но при одной и той же величине энергии электрона — 1.5 МэВ ( $\mu = 3$ ); результаты представлены на рис. 2. Скачки на кривых соответствуют длинам волн, где  $\varepsilon_1$  меняет свой знак; то есть где  $\varepsilon_1(\omega_0^2) = 0$ . Длинноволновые участки кривых, лежащих справа от скачков ( $\varepsilon_1 < 0$ ), построены с помощью (12), (13) и (7), а коротковолновые участки ( $\varepsilon_1 > 0$ ) — с помощью (12), (14), (8) и (9).

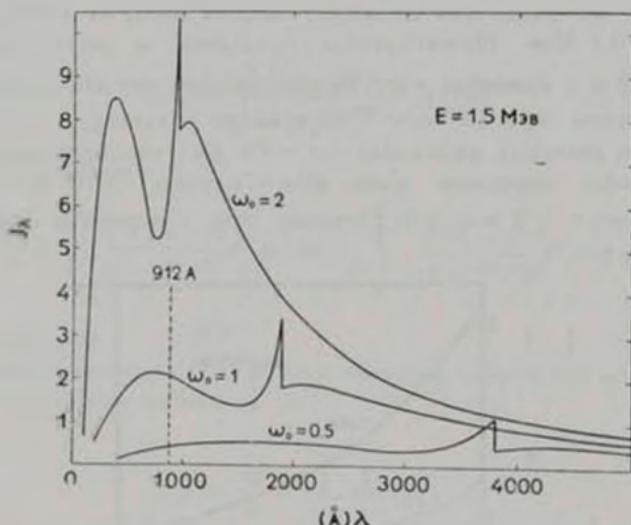


Рис. 2. Кривые спектрального распределения переходного излучения при  $E = 1.5 \text{ МэВ}$ ,  $\tau = 10^{-15} \text{ сек}$  и трех значениях плазменной частоты:  $\omega_0 = 0.5, 1$  и 2 (в единицах  $10^{14} \text{ сек}^{-1}$ ). Кривые рассчитаны: до скачка (с длинноволновой стороны) — с помощью формул (12), (13) и (7), после скачка — (12), (14), (8) и (9).

Как следует из рис. 2, характер спектрального распределения переходного излучения на том или ином участке длин волн может заметно меняться в зависимости от величины параметра  $\omega_0 \tau$ . В частности, это распределение где-то имеет скачки, независимо от величины энергии электронов.

Аналогичные вычисления были выполнены также в отношении некоторых частиц, наиболее часто встречающихся в составе межзвездного вещества и, можно полагать, пылевых образований, а именно, графита, стек-

аморфного углерода и окиси кремния ( $\text{SiO}_2$ ); соответствующие кривые спектрального распределения переходного излучения приведены на рисунках 3,

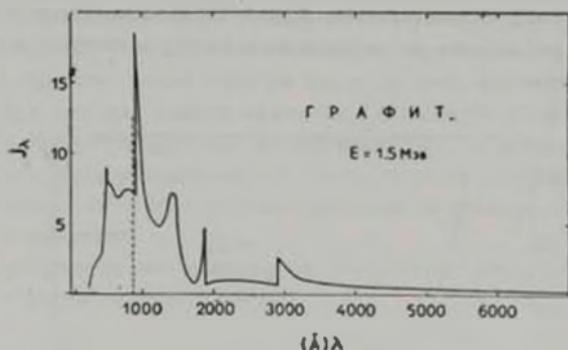


Рис. 3. Спектральное распределение переходного излучения графита в оптическом и ультрафиолетовом диапазонах при энергии электронов 1.5 Мэв.

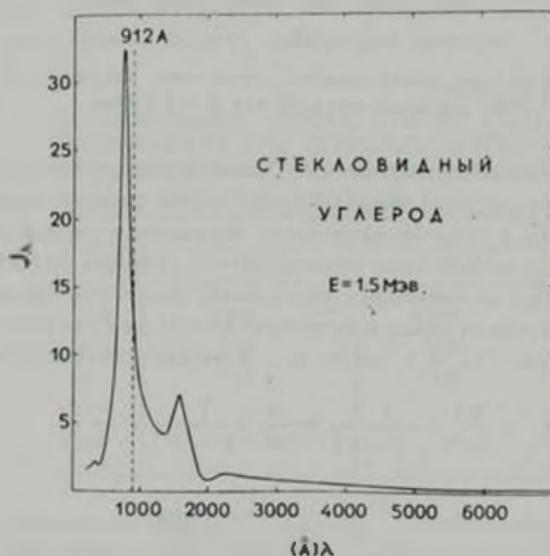


Рис. 4. Спектральное распределение переходного излучения в оптическом и ультрафиолетовом диапазонах для стекловидного углерода при  $E = 1.5$  Мэв.

4 и 5 (вычисления произведены Р. С. Асатрянном и О. В. Оганесяном). При вычислениях использованы числовые значения функций  $\varepsilon_1(\omega)$  и  $\varepsilon_2(\omega)$ , найденные для этих частиц путем лабораторных измерений [15, 16, 17].

Формально, путем сравнения наблюдаемых кривых спектрального распределения с тем, что найдено выше теоретически, можно сделать некоторые заключения о свойствах пыли в рассматриваемой туманности. К сожалению, такими кривыми мы не располагаем. Кроме того, имеющиеся, хотя и скудные данные не указывают на наличие каких-нибудь скачков в оптическом диапазоне спектра.

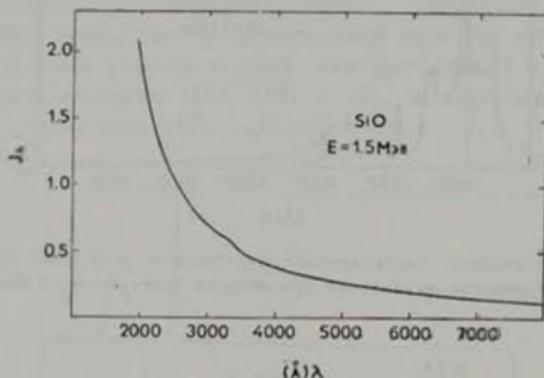


Рис. 5. Спектральное распределение переходного излучения в оптических и ультрафиолетовых лучах для окиси кремния при  $E = 1.5 \text{ Мэв}$ .

5. *Эффект «зоны формирования»* Важную роль в теории переходного излучения играет так называемый эффект «зоны формирования». При переходе из вакуума в вещественную среду заряженная частица начинает излучать задолго до пересечения геометрической границы раздела и продолжает излучать еще на некоторых расстояниях после пересечения этой границы. Однако основной вклад в излучение вносит участок пути заряженной частицы в вакууме  $z_v$  и в среде  $z_m$ , даваемый соотношениями [18, 19]:

$$z_v = \frac{c}{\omega} \frac{1}{1 - \beta \cos \theta} \approx \frac{c}{\omega} \frac{1}{1 - \beta^2} \approx \frac{c}{\omega} \gamma^2, \quad (18)$$

$$z_m = \frac{c}{\omega} \frac{1}{1 - \beta |1 - \sin^2 \theta|}. \quad (19)$$

Переходное излучение будет испускаться в полном количестве лишь в случае, когда размер (диаметр) пылевой частицы равен или больше размер «зоны формирования», то есть, когда

$$d \geq z. \quad (20)$$

Собственно говоря, все написанные в предыдущих разделах соотношения справедливы только при наличии этого условия. Если оно не будет выполняться, то процесс генерации переходного излучения «расстроится», что приведет к уменьшению общего количества выделяемой энергии.

Скрупулезный учет влияния «зоны формирования» на излучательную способность среды — такая попытка была сделана, например, в [20] — следует отнести к разряду тонких аффектов. При оценке же роли переходного излучения в интересующих нас астрофизических объектах достаточно и установления границы длины волны,  $\lambda_{max}$ , длиннее которой переходное излучение не может быть генерировано при данном размере частицы и заданной энергии электрона.

В интересующем нас случае — формирование переходного излучения в вакууме — имеем из (18) и (20):

$$\lambda_{max} \approx 2\pi \frac{d}{\beta^2} \quad (21)$$

В табл. 2 приведены найденные с помощью этого соотношения значения  $\lambda_{max}$  для ряда значений энергии электрона  $E$  и диаметра частиц  $d$ . Из этих данных можно сделать следующие выводы.

Таблица 2  
МАКСИМАЛЬНАЯ ДЛИНА ВОЛНЫ ( $\lambda_{max}$ ),  
ГЕНЕРИРУЕМАЯ ПРИ ПЕРЕХОДНОМ ИЗЛУЧЕНИИ ЭЛЕКТРОНАМИ ЭНЕРГИИ  $E$  И ПРИ  
РАЗМЕРАХ ЧАСТИЦЫ  $d$

$E$ Мэв	$\lambda_{max}$ (А)	
	$d=10^{-5}$ см	$d=10^{-4}$ см
0,5	6300	63000
1,5	700	7000
5	63	630
50	0,6	6,3
500	0,006	0,06

1. При размерах частиц  $d = 10^{-5} - 10^{-4}$  см переходное излучение в оптическом диапазоне — короче 6000 А — может быть генерировано только электронами, энергия которых порядка 1—2 Мэв и меньше. Есть основание полагать, что в пекюлярных туманностях  $d$  не меньше  $10^{-5}$ , а может быть и даже значительно больше этой величины. Поэтому переходное излучение, индуцированное электронами с очень низкой энергией — 1—2 Мэв — в пекюлярных туманностях, в принципе, может оказаться аффективным, в зависимости от концентрации частиц пыли и быстрых электронов.

2. Рентгеновское излучение в диапазоне, представляющем астрофизический интерес (1—10 А), может быть индуцировано переходным механизмом лишь электронами, энергия которых находится в пределах 10—100  $Mэв$ .

3. Ультрарелятивистские электроны с энергией порядка одного  $Гэв$  и больше могут генерировать переходное излучение только в области гамма-фотонов ( $\lambda < 0.01 \text{ А}$ ).

4 В принципе, инфракрасное излучение (1—10  $\mu$ ) также может быть индуцировано переходным механизмом, но при этом энергия электронов должна быть порядка и меньше 0.5  $Mэв$ .

Все эти выводы справедливы при размерах частиц  $d \sim 10^5 - 10^4 \text{ см}$ .

6. *Свечение пекулярных туманностей*. Здесь мы подходим к самой сущности обсуждаемой проблемы. Она заключается в следующем. Каждый выбитый из центральной звезды быстрый электрон, независимо от способа его происхождения, не покидает околозвездное пространство немедленно, а задерживается надолго в окружающем звезду облаке. Для этого достаточно иметь в облаке, в его слегка ионизованном газе, хотя бы очень слабые магнитные поля. Облако превращается в своего рода ловушку, где может идти процесс накопления быстрых электронов в течение очень длительного времени. В результате за миллион лет концентрация быстрых электронов может достичь значительных величин даже при весьма умеренных темпах их выделения. Но за это время могут произойти и ряд весьма сильных, даже катастрофических выбросов быстрых электронов. Именно благодаря эффекту накопления пылевое облако вокруг звезд со временем может превратиться во вместилище огромных запасов энергии, в виде кинетической энергии быстрых электронов.

Далее, как видели выше, при тех размерах частиц пыли, которые наиболее вероятны в рассмотренных нами объектах, переходное излучение в оптическом диапазоне может быть индуцировано только при взаимодействии с электронами очень низкой энергии — порядка одного  $Mэв$ . В этом и заключается особенность нашей постановки задачи, в отличие от тех случаев, когда оперируют электронами с энергией в десятки и сотни  $Mэв$ , а то и  $Гэв$ , когда речь идет о применении теории переходного излучения в астрофизике [20—23]. Электроны с энергией порядка одного  $Mэв$  безусловно должны присутствовать во многих астрономических объектах. Более того, их концентрация должна быть на много порядков больше концентрации высокоэнергетических электронов. Между тем именно такие низкоэнергетические электроны по некоторым причинам остались вне рассмотрения.

Ниже будет сделана попытка, опираясь на результаты теории переходного излучения и на некоторые данные наблюдений, вывести энергетические и другие физические параметры пекулярных туманностей.

Имеем для количества энергии, излучаемой частицами пыли в облаке в оптическом диапазоне, в виде переходного излучения, в 1 см<sup>3</sup> и за 1 сек:

$$\Delta E = 2 \int_0^{\infty} d^2 v n_p n_e \nu \text{ эрг/см}^3 \text{ сек}, \quad (22)$$

где  $d^2 v n_p \approx d^2 c n_p$  есть число актов прохождения за 1 сек одного быстрого электрона сквозь частицы пыли сферической формы с диаметром  $d$  и концентрацией  $n_p$ ,  $v \approx c$  и  $n_e$  — скорость и концентрация быстрых электронов. Наконец, через  $\bar{\nu}_0$  обозначена доля энергии, излучаемая частицей в оптическом диапазоне:

$$\bar{\nu}_0 = \frac{1}{J} \int_0^{\infty} J_{\nu} d\nu, \quad (23)$$

где  $J_{\nu}$  и  $J$  даются (12) и (17).

Пренебрегая эффектом самопоглощения, имеем для светимости облака сферической формы:  $L = \Delta E \cdot V$ , где  $V = (4\pi/3) R^3$ ,  $R$  — радиус облака. Обозначим через  $2\tau_0$  полную оптическую толщину облака в видимых лучах, причем  $\tau_0 = \tau_p n_p R$ , а  $\tau_p = 2\pi d^2$  есть коэффициент поглощения на одну частицу пыли [24]. Тогда из (17) и (22) найдем для концентрации быстрых электронов в туманности:

$$n_e = \frac{9}{4e^3 \omega_0 \nu_0} \frac{L}{\tau_0 R^3}. \quad (24)$$

Здесь и дальше мы будем ограничиваться рассмотрением случая моноэнергетических электронов. Мы увидим дальше, что наиболее вероятная величина энергии быстрых электронов порядка  $1.5 Mэв$  ( $\mu = 3$ ) — немногим больше собственной энергии электрона. Примем также  $\omega_0 = 10^{14}$  сек<sup>-1</sup>. При этих значениях  $\mu$  и  $\omega_0$  имеем  $\bar{\nu}_0 \approx 0.2$ . Тогда найдем из (24) для концентрации быстрых электронов:

$$n_e \approx 1.6 \cdot 10^3 \frac{L}{\tau_p R^3} \text{ см}^{-3}. \quad (25)$$

Суммарная по всему облаку энергия быстрых электронов будет:

$$E_e = E_e n_e V = 1.6 \cdot 10^3 \frac{L}{\tau_p} R \text{ эрг}, \quad (26)$$

где  $E_e = \mu \cdot mc^2 = 3 \cdot mc^2 = 2.4 \cdot 10^{-6}$  эрг есть энергия одного электрона. По существу  $E_e$  есть запас энергии облака в виде кинетической энергии быстрых электронов. Интересно заметить, что ни  $n_e$ , ни  $E_e$  не зависят от  $d$  — размера частиц.

Наконец, имеем для концентрации пылевых частиц:

$$n_p = \frac{\tau_0}{2\pi d^2 R} \approx 0.2 \frac{\tau_0}{d^2 R} \text{ см}^{-3}. \quad (27)$$

Применим найденные формулы для двух случаев.

*Туманность В10.* Расстояние этой туманности оценивается 100 парсек [25], что дает  $R = 3.5 \cdot 10^{17}$  см при ее видимом диаметре  $\sim 8'$ . Интегральный блеск туманности в визуальных лучах равен  $10^{17}$  [2]. Отсюда имеем для ее светимости:  $L \approx 10^{31}$  эрг/сек.

Далее, судя по тому, что центральная звезда этой туманности, DD Тау, все-таки видна, несмотря на сильное поглощение, можно заключить, что  $\tau_0$  во всяком случае не больше 3. Тогда мы найдем с помощью приведенных выше соотношений:

$$n_e \approx 5 \text{ см}^{-3}$$

$$E_e \approx 10^{44} \text{ эрг}$$

$$n_p = \begin{cases} 2 \cdot 10^{-8} \text{ см}^{-3} & \text{при } d = 10^{-5} \text{ см} \\ 10^{-7} \text{ см}^{-3} & \text{при } d = 5 \cdot 10^{-5} \text{ см} \end{cases}$$

По известному  $E_e$  найдем для мощности потери внутренней энергии звезды в виде выброса быстрых электронов  $\sim 10^{29}$  эрг/сек. при допущении, что этот уровень сохраняется в течение последнего миллиона лет.

*Объект Хербига-Аро № 2.* Предполагается, что этот объект (Н-Н № 2) находится в ассоциации Ориона, а следовательно,  $r = 500$  парсек. Хербиг дает следующие данные для него [7]:  $m = 17$ ,  $D \approx 3'$  ( $R = 1.25 \cdot 10^{18}$  см). Отсюда найдем:  $L \approx 10^{31}$  эрг/сек. Судя по тому, что центральная звезда не видна совсем (если она вообще существует), можно заключить, что  $\tau_0$  в этом случае по крайней мере не меньше 5. Этими данными найдем для Н-Н № 2:

$$n_e \approx 200 \text{ см}^{-3}$$

$$E_e \approx 4 \cdot 10^{45} \text{ эрг}$$

$$n_p = \begin{cases} 18 \cdot 10^{-7} \text{ см}^{-3} & \text{при } d = 10^{-5} \text{ см} \\ 3 \cdot 10^{-8} \text{ см}^{-3} & \text{при } d = 5 \cdot 10^{-5} \text{ см} \end{cases}$$

Заметим, кстати, что суммарная энергия  $E_e$  быстрых электронов в случае В10 порядка суммарной энергии релятивистских электронов в Крабовидной туманности ( $\sim 2.5 \cdot 10^{48}$  эрг), а в случае Н-Н № 2 она более чем на два порядка меньше.

Потеря энергии электрона в виде переходного излучения на один акт прохождения через пылевую частицу равна

$$-\frac{dE}{dt} = \frac{2e^2 \omega_0}{3 mc^3} d^2 n_p E^2 \text{ эрг/сек},$$

или, подставив из (27)  $d^2 n_p = \frac{v_0}{2} R$  и  $\omega_0 = 10^{14} \text{ сек}^{-1}$ ,

$$-\frac{dE}{dt} = 3 \cdot 10^3 \frac{v_0}{R} E^2 \text{ эрг/сек}.$$

Интегрируя, найдем:

$$E = E_0 \exp\left(-3 \cdot 10^3 \frac{v_0}{R} t\right).$$

Отсюда имеем для продолжительности свечения облака:

$$t = 3,3 \cdot 10^{-3} \frac{R}{v_0} \text{ сек}, \quad (29)$$

что дает  $t \approx 10^7 \text{ лет}$  для В 10 и  $t \approx 3 \cdot 10^3 \text{ лет}$  для Н-Н № 2.

Однако ионизационные потери быстрых электронов внутри самих пылевых частиц и, в особенности, на свободные водородные атомы, которые присутствуют в среде совместно с пылью, должны быть на два-три порядка больше потери на переходное излучение. В результате мы будем иметь для продолжительности свечения  $t \sim 100 \text{ лет}$  для Н-Н № 2 ( $N_H \sim 10^{21} \text{ см}^{-3}$ ) и  $t \sim 1000 \text{ лет}$  для В 10 ( $N_H \sim 10^{22} \text{ см}^{-3}$ ) для электронов энергии 1.5 Мэв. Соответственно этому внутренняя энергетическая потеря звезды в виде выброшенных быстрых электронов будет  $\sim 10^{31} \text{ эрг/сек}$  для В 10 и  $\sim 10^{30} \text{ эрг/сек}$  для Н-Н № 2.

Из этих данных следует, что всего  $10^{-4}$  часть кинетической энергии корпускулярного излучения центрального ядра («звезды») превращается — в условиях облака — в излучение в оптическом диапазоне.

7. Вклад различных типов излучений. Быстрые электроны могут генерировать излучение и в результате других процессов, в частности, нетеплового бремстралунга и обратного комптон-эффекта. Как велик их вклад по сравнению с переходным излучением?

Величина энергии, освобождаемой единицей объема пылевого облака за 1 сек в виде переходного излучения в интервале длин волн от  $\lambda$  до  $\lambda + d\lambda$  дается соотношением (см. [26]):

$$E_i(\lambda) d\lambda = 1.39 \cdot 10^{-8} Q_{\text{ш}} \langle n \rangle n_p n_e d^2 d\lambda \text{ эрг/см}^3 \text{ сек} \quad (30)$$

Те же самые быстрые электроны, независимо от присутствия пылевых частиц, должны индуцировать и в результате нетеплового тормозного излучения. Излучательная способность единицы объема в этом случае будет [27]:

$$E_{b, \nu} d\nu = 9.1 \cdot 10^{-7} h \nu n_e N_e [\omega f(\omega, \mu)] d\nu \text{ эрг/см}^3 \text{ сек}, \quad (31)$$

где  $N_e$  — концентрация тепловых электронов.

Из (30) и (31) найдем, подставляя также числовые значения входящих в них функций для оптического диапазона ( $\lambda \sim 5000 \text{ \AA}$ ) и при  $\mu=3$ :

$$\frac{E_i}{E_{b, \nu}} \approx 10^{15} \frac{n_p}{N_e}. \quad (32)$$

Отсюда найдем при  $n_p \sim 10^{-9} \text{ см}^{-3}$  и  $N_e \sim 1000 \text{ см}^{-3}$ :  $E_i/E_{b, \nu} \sim 10^3 \gg 1$ .

Таким образом, в условиях пекулярных объектов переходное излучение преобладает над нетепловым тормозным излучением. А вообще-то условие, при котором последнее будет преобладать над переходным излучением (в оптическом диапазоне) имеет вид:

$$\frac{n_p}{n_e} < 10^{-15}. \quad (33)$$

В условиях межзвездной среды, например,  $n_p \sim 10^{-13} \text{ см}^{-3}$  и  $n_e \ll 1 \text{ см}^{-3}$ . Поэтому и в межзвездной среде переходное излучение будет преобладающим процессом над нетепловым тормозным излучением.

Трудности, связанные с нахождением энергетических потерь электронов с пороговыми энергиями, общеизвестны. Поэтому приведенные выше оценки носят весьма качественный характер и нуждаются в уточнении.

8. *Возбуждение эмиссионных линий.* Мы полагаем, что возбуждение эмиссионных линий в условиях пекулярных туманностей также может быть вызвано за счет ионизирующего излучения переходного происхождения. При этом как плотность, так и жесткость ионизирующего излучения будут зависеть от энергии быстрых электронов.

В спектрах пекулярных туманностей присутствуют эмиссионные линии водорода, а также однажды ионизованные атомы различных элементов. Из этого условия мы можем найти нижнюю границу энергии быстрых электронов. С другой стороны, в пекулярных туманностях отсутствуют линии, принадлежащие атомам и ионам с высоким потенциалом ионизации (см. табл. 3). Это значит, что излучение, короче  $600\text{--}650 \text{ \AA}$  в этих объектах практически отсутствует. Из этого условия можно найти верхнюю границу энергии быстрых электронов. Таким образом, из подобного рода анализа мы

приходим к возможности нахождения вероятной величины энергии быстрых электронов. С этой целью на рис. 6 нанесен ряд кривых (они рассчитаны по формуле (12)), соответствующих спектральному распределению пере-

Таблица 3  
 ИОНЫ, ДОСТАТОЧНО СИЛЬНЫЕ ЛИНИИ  
 КОТОРЫХ НАБЛЮДАЮТСЯ В СПЕКТРАХ  
 ОБЪЕКТОВ ХЕРВИГА—АРО [28]

Ион	Длина волны границы ионизации, А
$H^+$	912
$S^+$	1210
$N^+$	850
$O^+$	911
$Fe^+$	1570
$Fe^{++}$	765
$Ca^+$	2070

ходного излучения при различных величинах энергии электронов. Из этого рисунка следует, что искомая энергия быстрых электронов должна быть больше 100 Кэв, но и меньше 5 Мэв. Вероятная величина порядка 1,5 Мэв

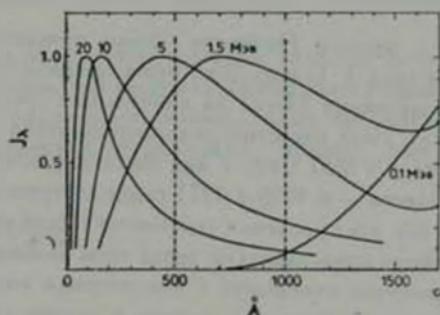


Рис. 6. Кривые относительного спектрального распределения переходного излучения при энергиях электронов 0,1—20 Мэв и в области спектра короче 1500 А ( $\mu_0 = 10$ ). Интенсивность излучения в максимуме во всех случаях принята за единицу.

Эта оценка близка к той, что мы имеем в случае вспыхивающих звезд, у которых явление вспышек связывается с быстрыми электронами [10].

9. *Показатели цвета.* Были найдены теоретические показатели цвета для переходного излучения в системе UVV. Для трех значений энергии электрона найденные результаты представлены в табл. 4 как для оптически тонкой ( $\tau_0 \ll 1$ ), так и оптически толстой ( $\tau_0 \gg 1$ ) среды; в последнем случае закон селективного поглощения принят в виде  $\sim \lambda^{-1}$ . При вычислении использованы числовые значения «кривых реакций»  $U$ ,  $V$ , и  $V_1$ , приведенных в [29].

Таблица 4

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ПОКАЗАТЕЛИ ЦВЕТА ПЕРЕХОДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ДЛЯ ОПТИЧЕСКИ ТОНКОЙ ( $\tau_0 < 1$ ) И ОПТИЧЕСКИ ТОЛСТОЙ ( $\tau_0 > 1$ ) СРЕД

$E, Mэв$	$\tau_0 < 1$			$\tau_0 > 1$		
	10	1.5	0.5	10	1.5	0.5
U—V	$-1^m30$	$-1^m24$	$-1^m16$	$-1^m04$	$-0^m99$	$-0^m93$
V—V	+0.12	+0.13	+0.13	+0.36	+0.39	+0.43

Найденные для переходного излучения величины  $V—V$  и  $U—V$  близки к тому, что мы имеем из наблюдений для пекулярных туманностей (табл. 1). Заметим, что показатели цвета при энергиях электронов больше одного  $Mэв$  практически нечувствительны к величинам их энергий.

10. *Применение к фуорам.* Название «фуор» присвоено В. А. Амбарцумяном [30, звездам типа Т Тельца, у которых произошли сильные и сравнительно быстрые повышения блеска на длительный срок, измеряемый десятками и сотнями лет. Пока известны два представителя этого типа объектов — звезды FU Ori и V1057 Cyg; у них были зафиксированы скачкообразные повышения блеска — в 1936 и 1971 годах соответственно — примерно в 100 раз, и с тех пор этот уровень сохраняется почти неизменным.

Фуоры, как крайние представители звезд типа Т Тельца, могут иметь, как нам кажется, некоторое отношение к изложенным выше соображениям и в известном смысле могут быть причислены к группе пекулярных объектов.

Мы, конечно, еще далеки от понимания истинной природы происходящих у фуоров явлений. Особо впечатляет очень долгая «остановка» звезды в состоянии повышенного блеска. Несомненно, что должен существовать прежде всего огромный запас энергии нефотонного типа и именно во внешних областях звезды. И еще должен действовать некий «анкерный» механизм, допускающий освобождение энергии из этого запаса в умеренных количествах и с более или менее постоянным темпом в форме других видов энергии, в частности, лучистой.

В [26] была сделана первая попытка применения теории переходного излучения в отношении звезд типа Т Тельца. При этом было показано, что у нормальных звезд Т Тельца переходное излучение играет огромную роль в коротковолновой части спектра — короче 3000 Å. В оптическом диапазоне вклад переходного излучения невелик — вероятно порядка 1%. Само переходное излучение генерируется в окружающей звезду газо-пылевой оболочке.

Представим теперь, что каким-то образом произошло резкое — сто-кратное—увеличение общего количества быстрых электронов в пылевой оболочке звезды. В результате во столько же раз увеличится — при той же концентрации пылевых частиц — поток переходного излучения. Если к тому же эти вновьявленные быстрые электроны не покинут звезду сразу и будут перехвачены магнитной ловушкой ее оболочки, то уровень повышенного излучения удержится надолго, до тех пор, пока не иссякнет энергия электронов, либо же они не будут диффундированы совсем.

Сильное повышение общего количества быстрых электронов в оболочке звезды вызовет, помимо роста переходного излучения, также усиление излучения, обусловленного другими процессами (обратный комптон-эффект, нетепловое тормозное излучение).

Из всего этого следует, что внезапное и сильное увеличение блеска звезды сводится по существу к крайне эпизодическому явлению — импульсивному появлению большого количества быстрых электронов, очевидно в результате ядерного распада ( $\beta$ -распада) выброшенного из недр звезды вещества [10].

Выведенная здесь интерпретация явлений, наблюдавшихся у фуорор, есть пока не больше, чем гипотеза. Понадобится проведение более тщательного анализа с привлечением новых данных наблюдений (в частности, средствами внеатмосферной астрономии), прежде чем придти к разумным выводам.

Гарний-вая лаборатория  
космической астрономии

## TRANSITION RADIATION AND PECULIAR NEBULAE

G. A. GURZADYAN

Transition radiation arising as a result of the electrodynamic interaction of high energy electrons with dust particles may explain some observed properties of galactic peculiar objects, containing dust par-

ticles in large amounts — Herbig-Haro objects, cometary and Barnard 10 type nebulae, T Tauri and FU Ori type stars etc. The general relationships for the calculation of the spectral distribution of the transition radiation are derived for the arbitrary dielectric properties of dust particles. The probable value of the energy of fast electrons, 1.5 Mev, is found by comparing the theory with the observations. The problem of the excitation of emission lines, colour indexes and the contribution of the various types of the radiation have also been examined. A qualitative application of the theory to the FU Ori type stars (fuors) is made.

## Л И Т Е Р А Т У Р А

1. В. А. Амбарцумян, Сообщ. Бюраканской обс., 13, 4, 1956.
2. Н. М. Johnson, P. A. S. P., 72, 10, 1960.
3. R. Racine, A. J., 76, 321, 1971.
4. Э. Е. Хачикян, Дж. А. Эвнатян, Сообщ. Бюраканский обс., 46, 1975.
5. Э. С. Парсегян, Сообщ. Бюраканской обс., 30, 51, 1962.
6. М. Е. Mendez, Bol. Obs. Tonantzintla, 28, 91, 1967.
7. G. H. Herbig, Non-Stable Phenomena in Variable Stars, Ed. L. Detre, D. Reidel, Dordrecht, 1969, p. 75.
8. G. Haro, Ap. J., 117, 73, 1953.
9. Г. А. Гурзядян, Астрофизика, 1, 319, 1965.
10. Г. А. Гурзядян, Вспыхивающие звезды, Наука, М., 1973.
11. В. Л. Гинзбург, И. М. Франк, ЖЭТФ, 16, 15, 1946.
12. Г. М. Гарибян, ЖЭТФ, 33, 1403, 1957; 37, 527, 1959.
13. R. H. Ritchie, H. B. Eldridge, Phys. Rev., 126, 1935, 1962.
14. E. Janikova, Z. Janout, F. Lehar, P. Pavlovic, V. Zrelow, Nucl. Instr. Meth., 74, 61, 1969.
15. M. W. Williams, E. T. Arakian, Appl. Phys., 41, 3113, 1972.
16. E. A. Taft, H. R. Philipp, Phys. Rev., 138, 1A, 197, 1965.
17. G. Nass, C. D. Salsberg, JOSA, 44, 181, 1954.
18. П. А. Черенков, И. Е., Тамм, И. М. Франк, Нобелевские лекции, Физматгиз, М., 1960.
19. Г. М. Гарибян, Труды Международной конференции по аппаратуре в физике высоких энергий, Дубна, т. II, 1971, стр. 509.
20. G. B. Yodh, X. Artru, R. D. Ramaty, Tech. Report, No. 73-027, Sept. 1972.
21. S. A. E. Johansson, Ap. Lett., 9, 143, 1971.
22. R. D. Ramaty, R. D. Bleach, Ap. Lett. 11, 35, 1972.
23. I. Lerche, Ap. J., 175, 373, 1972.
24. H. C. Van de Hulst, Rech. Astron. Obs. Utrecht, 11, part I, 1946, part II, 1949.
25. O. Struve, Stellar Evolution, Princeton, p. 109, 1950.
26. Г. А. Гурзядян, Astron. Astrophys., 28, 147, 1973.
27. Г. А. Гурзядян, Astron. Astrophys., 20, 145, 1972.
28. K. H. Volk, Ap. J., 123, 379, 1956.
29. H. L. Johnson, W. W. Morgan, Ap. J., 117, 323, 1953.
30. В. А. Амбарцумян, Препринт Бюраканской обс., № 3, 1971.