

рать нек-рую роль лишь в самых наружных слоях звёзд с очень холодными атмосферами (*красные гиганты и сверхгиганты, красные карлики*). Величина  $\sigma_{ts}$  в (6) связана с обычным полным сечением рассеяния  $\sigma_s$  соотношением

$$\sigma_{ts} = \sigma_s(1 - \langle \cos \theta \rangle), \quad (7)$$

где  $\langle \cos \theta \rangle$  — усреднённый по индикатрисе рассеяния косинус угла отклонения рассеянного фотона — определяет степень анизотропии рассеяния. При энергиях фотонов, значительно меньших энергии покоя электрона ( $h\nu \ll m_e c^2$ ), т. е. при достаточно низкой темп-ре звёздного вещества, имеет место т о м с о н о в с к о е р а с с е я н и е без изменения энергии фотона. В этом случае поправочный множитель на индуцир. рассеяние отсутствует, поскольку эффекты индуцир. рассеяния при отклонении рассеянных фотонов от направления их движения (выход из пучка) и при повторном их рассеянии в первонач. направлении (вход в пучок) взаимно компенсируются. Кроме того, индикатриса томсоновского рассеяния симметрична относительно направлений вперёд-назад, и поэтому  $\langle \cos \theta \rangle = 0$ . Т. о., для учёта вклада в Н. томсоновского рассеяния нужно заменить  $\sigma_{ts}$  в (6) на полное томсоновское сечение  $\sigma_t$ , к-рое не зависит от частоты. Это справедливо для всех звёзд, принадлежащих главной последовательности на *Герцишпрунга — Расселла диаграмме*, в недрах к-рых осуществляется синтез гелия из водорода.

Однако в горячих и плотных центр. ядрах звёзд, заканчивающих свою эволюцию, и особенно при вспышках *сверхновых звёзд*, темп-ра оказывается столь высокой, что нельзя пренебречь изменением энергии фотонов при рассеянии и асимметрией индикатрисы рассеяния, к-рая уже при  $h\nu \approx 0,1 m_e c^2$  показывает заметную вытянутость вперёд, и поэтому  $\langle \cos \theta \rangle > 0$ . В таких условиях сечение рассеяния описывается общей *Клейна — Нишины формулой*, а сам процесс наз. *комптоновским рассеянием*. Если плотность звёздного вещества не очень велика и электронный газ невырожден, то при темп-ре  $(1-2) \cdot 10^8 \text{ K}$  является значит. число электронно-позитронных пар, и под  $n_e$  в (6) нужно понимать суммарное число электронов и позитронов в единице объёма. Кроме того, помимо рассеяния становится существенным процесс рождения электронно-позитронных пар при взаимодействии фотонов в основном с эл.-магн. (кулоновским) полем атомных ядер.

В совр. расчётах Н. звёздного вещества учитываются все перечисл. процессы. Эти расчёты очень сложны: они включают не только вычисления сечений отд. процессов, но и определение населённостей многочисл. возбуждённых уровней атомов и ионов с учётом разл. поправок на отклонение от идеальности звёздной плазмы. В самых наружных слоях холодных звёзд существенный вклад в Н. может носить также тормозное поглощение и фотопоглощение отрицательными ионами ( $\text{H}^-$ ,  $\text{C}^-$  и др.), поглощение в спектральных полосах разл. молекул и поглощение частицами пыли.

На рис. показана зависимость Н. от темп-ры  $T$  и плотности  $\rho$  для смеси с хим. составом, близким к солнечному:  $X = 0,7$ ,  $Y = 0,28$ ,  $Z = 0,02$  ( $X$ ,  $Y$ ,  $Z$  — массовые концентрации водорода гелия и тяжёлых элементов, причём осн. вклад в  $Z$  вносят кислород, неон, углерод и азот). В большом интервале изменений  $T$  и  $\rho$  осн. источником Н. оказываются тормозное поглощение и фотопоглощение. При достаточно больших частотах сечения обоих этих процессов  $\sigma_a \sim 1/\nu^3$  и соответствующая им Н. может быть аппроксимирована простым выражением (приближение Крамерса):

$$\kappa = \kappa_K = C\rho/T^{3,5}, \quad (8)$$

где параметр  $C$  зависит от хим. состава вещества, а слабой зависимостью  $C$  от  $T$  и  $\rho$  в первом приближении пренебрегают.

В случае преобладания томсоновского рассеяния (напр., в горячих массивных звёздах верхнего конца гл. последовательности):

$$\kappa = \kappa_T = 0,2(1 + X). \quad (9)$$

Ф-лы (8) и (9) сыграли (и продолжают играть) большую роль в исследовании внутр. строения звёзд. В совр. наиболее точных расчётах звёздных моделей используются подробные таблицы Н. как ф-ции  $T$  и  $\rho$  и хим. состава.

Для каждого фиксир.  $\rho$  при достаточно больших  $T$  Н. приближается к  $\kappa_T$  (горизонтальная штриховая линия, см. рис.), а при промежуточных значениях  $T$  и  $\rho$  хорошим приближением может служить ф-ла (8) (штрихпунктирная линия). Вклад в Н. линией поглощения продемонстрирован на рис. для плотности  $\rho = 10^{-4} \text{ г/см}^3$  (штриховая кривая — расчёт без учёта этого эффекта). Резкое падение непрозрачности с уменьшением  $T$  при  $T < 10^4 \text{ K}$  связано с массовой рекомбинацией звёздной плазмы.

Осн. вклад в Росселандово среднее вносят фотоны с энергией  $h\nu_m$ , в неск. раз превышающей энергию теплового движения частиц звёздного вещества:  $h\nu_m \approx 4kT$  в случае томсоновского рассеяния и  $h\nu_m \approx 7kT$  в случае тормозного и фотопоглощения.

*Лит.:* Франк-Каменецкий Д. А., Физические процессы внутри звёзд, М., 1959; Sampson D. H., The opacity at high temperatures due to Compton scattering, *Astrophys. J.*, 1959, v. 129, p. 734; Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П., Физика ударных волн и высокотемпературных явлений, 2 изд., М., 1966; Кокс А. Н., Стюарт Дж., Лучистое поглощение и коэффициент проницаемости 23 звёздных смесей, «Научные информации Астроцентра АН СССР», 1969, в. 15, с. 1; Кокс А. Н., Коэффициенты поглощения и непрозрачность звёздного вещества, в кн.: Внутреннее строение звёзд, пер. с англ., М., 1970; Alexander D. R., Johnson H. R., Rumba R. L., Effect of molecules and grains on Rosseland mean opacities, *Astrophys. J.*, 1983, v. 272, p. 773; Schweitzer M. A., Opacities for comptonization plus emission and absorption, *Astrophys. J.*, 1984, v. 280, p. 809; Ишеник В. С. и др., Минимальная оценка среднего Росселандова пробега фотонов, «ЖЭТФ», 1986, т. 90, с. 1669.

Д. К. Надёжин.

**НЕПТУН** — восьмая по расстоянию от Солнца планета Солнечной системы, относящаяся к группе планет-гигантов. Н. был открыт в 1846 И. Г. Галле (J. G. Galle) по теоретич. предсказаниям её положения, блеска и собств. движения, сделанным У. Ж. Леверье (U. J. Le Verrier) и Дж. К. Адамсом (J. C. Adams) на основе законов небесной механики.

Н. обращается вокруг Солнца по орбите, находящейся на ср. гелиоцентрич. расстоянии 30,058 а. е. (4497 млн. км), имеющей эксцентриситет 0,086 и наклон к плоскости эклиптики  $1^{\circ}46,4'$ . Ср. скорость движения по орбите 5,4 км/с, один полный оборот (сидерич. период обращения, или нептунианский год) составляет 164,788 земного года, Экваториальный радиус Н. 24800 км ( $3,88 R_{\oplus}$ ), сжатие 1:50 (0,020), объём  $V = 6,38 \cdot 10^{13} \text{ км}^3$  ( $58 V_{\oplus}$ ), масса  $M = 1,0243 \cdot 10^{26} \text{ кг}$  ( $17,2 M_{\oplus}$ ). Ср. плотность  $1,64 \text{ г/см}^3$ , ускорение силы тяжести на экваторе  $11,238 \text{ м/с}^2$ , вторая космич. скорость 23,585 км/с. Ось вращения Н. отклонена на  $29^{\circ}$  от нормали к плоскости орбиты. Период осевого вращения, оценённый по данным спектроскопич. измерений и подтверждённый данными космич. аппарата «Вояджер-2», равен  $16,1 \pm 0,08$  ч. Направление вращения прямое. Количество солнечной энергии (на ед. поверхности), поступающей к Н., составляет  $1,5 \text{ Вт/м}^2$  (для Земли  $1370 \text{ Вт/м}^2$ ), интегральное сферич. альbedo 0,31. Эффективная темп-ра, определяемая излучаемой планетой тепловой энергией, составляет 59 К, что значительно больше равновесной (38 К), вычисленной из условия баланса с поступающей солнечной энергией. Это объясняется наличием теплового источника в недрах Нептуна, благодаря чему тепловой поток из недр втрое превышает поглощаемую планетой солнечную радиацию.

Макс. угл. диаметр Н. при его наблюдениях с Земли достигает всего  $2,4''$ , и детали на диске разрешаются