Первый, «кулоновский», сомножитель по своей физ. природе универсален для всех Т. р. Поскольку высота барьера $\mathscr{E}_6 \approx Z_1 Z_2 e^2/R$ ($Z_1 e$, $Z_2 e$ — заряды ядер, R — сумма их «радиусов») даже для комбинации ядер с наименьшими $Z_1 = Z_2 = 1$, напр. d+d, составляет ~ 200 кэВ [тогда как для плазмы звёздных недр или совр. направлений УТС наиб. типичны темп-ры $\sim(10^7 - 10^8)$ К, т. е. ср. энергии частиц $\sim(1-10)$ кэВ], преодоление барьера носит, как правило, характер туннельного, притом глубоко подбарьерного прохождения (см. *Туннельный эффект*). Вероятность туннельного прохождения может быть описана предельной (для $\mathscr{E} \ll \mathscr{E}_6$, где $\mathscr{E}$ — относит. энергия сталкивающихся ядер) формой известной гамовской экспоненты, а именно: $\exp(-2\pi Z_1 Z_2 e^2/\hbar v) \ll 1$, где $v = \sqrt{2\mathscr{E}/\mu}$ — относит. скорость ядер, $\mu = m_1 m_2/(m_1 + m_2)$ — их приведённая масса. (Эта простая зависимость становится неадекватной в тех, ныне нередких для УТС случаях, когда Т. р. происходят не только «тепловым», подбарьерным образом, но и в результате столкновений ядер плазмы как мишеней с ядрами инжектируемого пучка, энергия к-рых $\mathscr{E} \sim \mathscr{E}_6$.)

Второй, «ядерный», сомножитель, определяющий осн. масштаб сечения Т. р., напротив, специфичен для каждой конкретной Т. р. В частности, для реакций с образованием наиб. сильно связанного ядра ^{4}He он велик и обычно резонансно зависит от энергии (это относится, напр., к важнейшим для УТС реакциям 7 и 10 и к одной из гипотетически перспективных «чистых», т. е. безнейтронных, реакций — реакции 20). Для реакций, обусловленных *слабым взаимодействием*, он чрезвычайно мал; так, фундаментальная для энерговыделения Солнца реакция 1 непосредственно (в лаборатории) вообще не наблюдалась.

Зависимость интенсивности Т. р. от плотности плазмы определяется тем, что они происходят в результате парных столкновений между ядрами. Число реакций в единице объёма в единицу времени равно $n_1 n_2 \langle v\sigma(v)\rangle$, где n_1, n_2 — концентрации ядер сортов 1 и 2 (если ядра одного сорта, то произведение $n_1 n_2$ следует заменить на $(1/2)n^2$); угл. скобками обозначено усреднение по распределению относит. скоростей v, в дальнейшем принимаемому максвелловским (см. *Максвелла распределение*).

Зависимость интенсивности Т. р. от темп-ры определяется «скоростным» множителем $\langle v\sigma(v)\rangle$. В области «не очень высоких» темп-р $T \leqslant (10^7 - 10^8)$ К и в отсутствие резонанса в сечении реакции имеем $\sigma(v) \propto v^{-2}\exp(-2\pi Z_1 Z_2 e^2/\hbar v)$ и тогда $\langle v\sigma(v)\rangle$ может быть приближённо выражено в форме, универсальной для всех нерезонансных Т. р. Для этого достаточно использовать относительную узость максимума при $v = v_{\text{макс}}$, образуемого в $\langle v\sigma(v)\rangle$ произведением двух экспонент — гамовской и максвелловской, $\exp(-\mu v^2/2kT)$. В результате имеем

$$\langle v\sigma(v)\rangle \approx \text{const}\cdot T^{-2/3}\exp\left\{-\frac{3}{2}(4\pi^2 Z_1^2 Z_2^2 e^4 \mu/h^2 kT)^{1/3}\right\},$$

где const — постоянная, характерная для данной Т. р. Эта ф-ла справедлива лишь при больших ($\gg 1$) значениях показателя экспоненты.

Полученная температурная зависимость скорости Т. р., $\langle v\sigma(v)\rangle \propto \exp(-\text{const}/T^{1/3})$, сама по себе достаточно сильная, всё же не столь резка, как, напр., типичная температурная зависимость $\exp(-\text{const}/T)$ скорости хим. реакций, благодаря чему, собственно, только и могут Т. р. эффективно протекать уже при темп-рах kT, в десятки раз ниже высоты кулоновского барьера $\mathscr{E}_6$. Причина такого рода «облегчённой» (в относит. масштабе $\mathscr{E}/kT$) проницаемости кулоновского барьера по сравнению с «химическим» барьером активации состоит в том, что первый имеет сильно скошенную (рис. 1), а второй — почти вертикальную форму.

Существование неширокой области относит. энергий ядер ок. $\mathscr{E}_{\text{макс}} = (1/2)\mu v_{\text{макс}}^2$, вносящей осн. вклад в полную скорость $\langle v\sigma\rangle$ Т. р., имеет простой физ. смысл: для более частых столкновений ядер с энергией $\mathscr{E} \ll \mathscr{E}_{\text{макс}}$ слишком мала проницаемость барьера, и, наоборот, наиб. эффективные по проницаемости столкновения ядер с $\mathscr{E} \gg \mathscr{E}_{\text{макс}}$ слишком редки. «Оптимальная» энергия $\mathscr{E}_{\text{макс}}$ приходится на «хвостовую» область максвелловского распределения; напр., для Т. р. 4 и 5 (табл.) $\mathscr{E}_{\text{макс}}/kT = 6{,}25 T_{\text{кэВ}}^{-1/3} \gg 1$.

Расчёт скорости Т. р. для немаксвелловского распределения ядер (конкретно, усечённого со стороны больших $\mathscr{E}$) показывает, что, начиная со ср. энергий порядка неск. кэВ, когда оптим. «номер хвоста» $\mathscr{E}_{\text{макс}}/kT$ «эквивалентного» (в смысле одинаковости ср. энергий) максвелловского распределения уже перестаёт быть большим, наличие или отсутствие полного максвелловского распределения ядер практически некритично для значения $\langle v\sigma\rangle$.

Скорости $\langle v\sigma\rangle$ нек-рых важнейших для УТС Т. р., рассчитанные численно (с учётом также и резонансов) для максвелловского распределения, приведены на рис. 3; скорость реакции 5 составляет (51—55)% от скорости DD$_{\text{полн}}$.

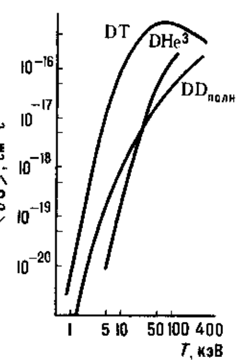

Рис. 3. Скорости некоторых важнейших для УТС термоядерных реакций.

Т. р. во Вселенной играют двоякую роль — как осн. источник энергии звёзд и как один из основных механизмов *нуклеосинтеза*. Для нормальных гомогенных звёзд, в т. ч. Солнца, гл. процессом экзоэнергетического ЯС является сгорание Н в Не, точнее, превращение 4 протонов в ядро ^{4}He, 2 позитрона и 2 нейтрино. Этот результат можно получить двумя путями [Х. Бете (H. Bethe) и др., 1938—39]: 1) в протон-протонной (pp) цепочке, или *водородном цикле*; 2) в *углеродно-азотном цикле* (CN).

Для звёзд-гигантов с плотными, выгоревшими (по содержанию Н) ядрами (см. *Эволюция звёзд*) существенны гелиевый и неоновый циклы Т. р.; они протекают при значительно более высоких темп-рах и плотностях, чем pp- и CN-циклы. Осн. реакцией гелиевого цикла, идущей начиная с $T \approx 200$ млн. К, является т. н. процесс Солпитера (3α-реакция): $3\,^4\text{He} \to {}^{12}\text{C} + \gamma_1 + \gamma_2 + 7{,}3$ МэВ (процесс двухступенчатый, идущий через промежуточное ядро ^{8}Be). Далее могут следовать реакции $^{12}\text{C} + {}^4\text{He} \to {}^{16}\text{O} + \gamma$, $^{16}\text{O} + {}^4\text{He} \to {}^{20}\text{Ne} + \gamma$; в этом состоит один из механизмов нуклеосинтеза. Интересно, что сама возможность процесса Солпитера, а тем самым и нуклеосинтеза большинства элементов (предпосылка возникновения всех форм жизни!), связана с таким случайным (?) обстоятельством, как большая «острота» резонанса в зависимости $\sigma(v)$ для ядерной реакции $3\,^4\text{He} \to {}^{12}\text{C}$, обеспечиваемая, в свою очередь, наличием подходящего дискретного уровня у ядра ^{8}Be.

Если продукты реакции гелиевого цикла вступят в контакт с Н, то осуществляется неоновый (Ne — Na) цикл, в к-ром ядро ^{20}Ne играет роль катализатора для процесса сгорания Н в Не. Последовательность реакций здесь вполне аналогична CN-циклу, только ядра ^{12}C, ^{13}N, ^{13}C, ^{14}N, ^{15}O, ^{15}N заменяются соответствующими ядрами ^{20}Ne, ^{21}Na, ^{21}Ne, ^{22}Na, ^{23}Mg, ^{23}Na. Мощность этого цикла как источника энергии невелика. Однако он, по-видимому, имеет большое значение для нуклеосинтеза, т. к. одно из промежуточных ядер цикла (^{21}Ne) может служить источником нейтронов: $^{21}\text{Ne} + {}^4\text{He} \to {}^{24}\text{Mg} + \text{n}$ (аналогичную роль может играть и ядро ^{13}C, участвующее в CN-цикле). Последующий «цепной» захват нейтронов, чередующийся с процессами β-распада, является механизмом синтеза всё более тяжёлых ядер.

Ср. интенсивность энерговыделения ε в типичных звёздных Т. р. по земным масштабам ничтожна; так, для Солнца (в ср. на 1 г солнечной массы) $\varepsilon = 2$ эрг/с·г. Это гораздо меньше, напр., скорости энерговыделения в живом организме в процессе обмена веществ, а обычная электрич. лампочка по мощности эквивалентна многим тоннам солнечного вещества. Однако вследствие огромной массы Солнца