

**Рис. 1.** Распределение силы  $S(E)$  разрешенных ( $\Delta J^\pi = 0^+, 1^+$ )  $p \rightarrow n$ -переходов в ядре  $^{80}\text{Ge}$  при различных значениях температуры  $T$ . По оси абсцисс отложена энергия перехода  $E$ . Штриховые кривые — вклад фермиевских  $0^+$ -переходов.  $S$  — полная сила переходов при данной  $T$ .

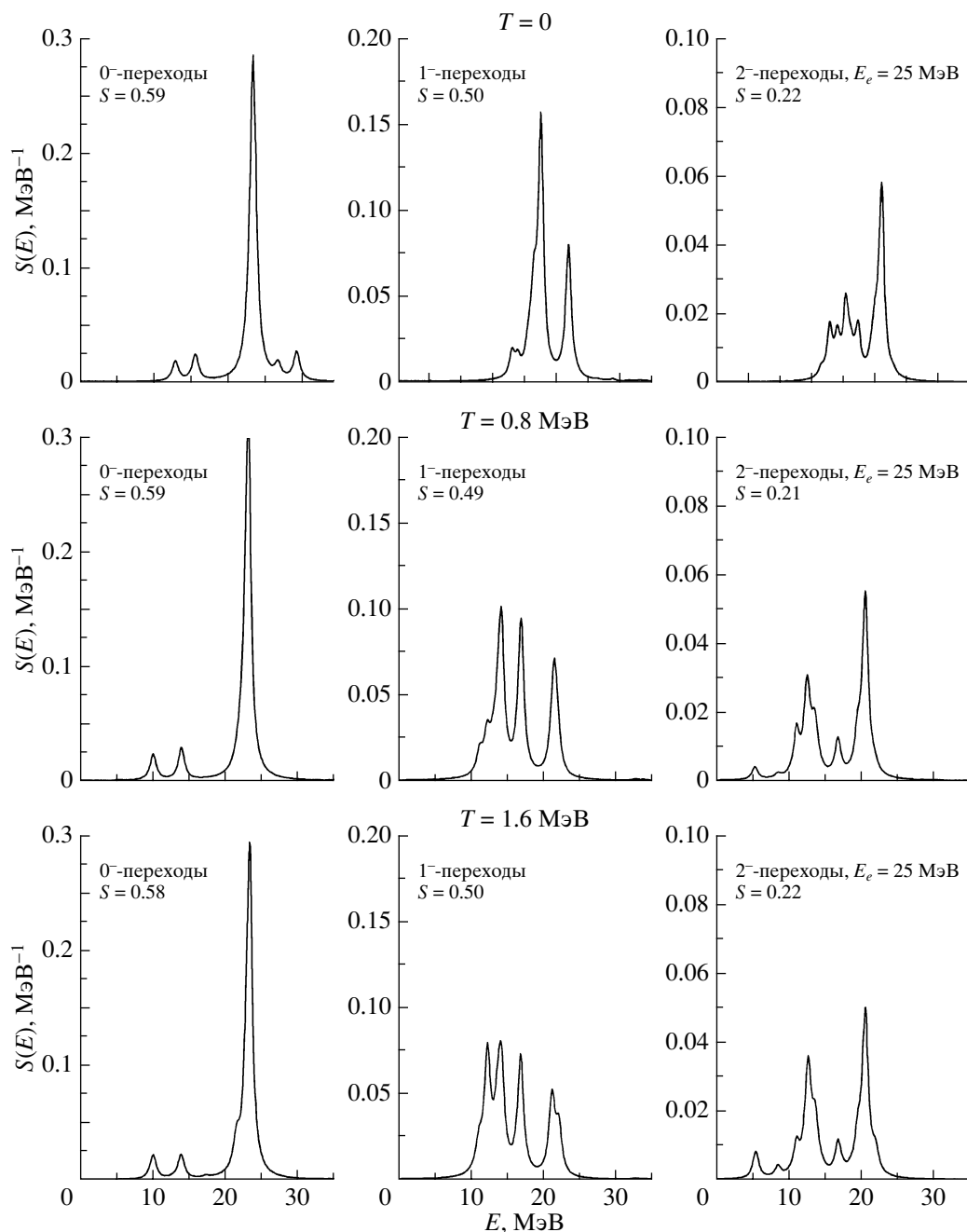
$p \rightarrow n$ -переходов в  $^{80}\text{Ge}$ . Для каждого значения  $T$  указана суммарная сила  $S$  этих переходов.

При температуре ниже критической  $T_{\text{cr}} \approx 0.7\text{--}0.8$  МэВ главный максимум распределения силы находится при энергии 18–19 МэВ. В формировании этого максимума принимают участие два одночастичных перехода:  $\pi(1f_{7/2}) \rightarrow \nu(1f_{5/2})$  и  $\pi(1g_{9/2}) \rightarrow \nu(1g_{7/2})$ . Первый из них — переход типа дырка–дырка, второй — частица–частица. Таким образом, указанный максимум обязан своим существованием парным корреляциям, благодаря которым уровень  $\pi 1g_{9/2}$  становится частично занятым, а на уровне  $\nu 1f_{5/2}$  появляются дырки. Энергия перехода определяется полюсом  $\varepsilon_{jpjn}^{(+)}$  секулярного уравнения (25).

Из-за ослабления парных корреляций с ростом  $T$  рассматриваемый максимум в распределении силы разрешенных переходов практически исчезает при  $T \approx T_{\text{cr}}$ , уменьшается и полная сила разрешенных  $p \rightarrow n$ -переходов. Однако дальнейшее повышение температуры увеличивает вклад  $p \rightarrow n$ -переходов с возбужденных состояний ядра. На рис. 1 это проявляется в увеличении полной силы переходов и появлении в распределении силы максимума при энергии  $\sim 10$  МэВ. В формировании

этого максимума участвуют те же самые одночастичные переходы, что обсуждались выше. Но в данном случае эти переходы обусловлены тепловыми эффектами, и их невозмущенная энергия определяется величиной  $\varepsilon_{jpjn}^{(-)}$ , т.е. она меньше, чем энергия тех же самых переходов при  $T < T_{\text{cr}}$ . Таким образом, рост температуры приводит к заметному перераспределению силы разрешенных  $p \rightarrow n$ -переходов в  $^{80}\text{Ge}$ . Это, в свою очередь, влияет на скорость захвата электрона.

На рис. 2 показано распределение силы запрещенных  $0^-, 1^-$  и  $2^-$   $p \rightarrow n$ -переходов в  $^{80}\text{Ge}$  при разных температурах. Видно, что температура практически не влияет на суммарную силу запрещенных переходов. Причина этого в том, что сильные запрещенные  $p \rightarrow n$ -переходы формируются главным образом частично-дырочными переходами больших энергий, на которые слабо влияют и парные корреляции, и температура. Однако для  $1^-$ - и  $2^-$ -переходов рост температуры приводит к заметному уширению силовой функции, что связано с тепловой размазкой нейтронной и протонной поверхностей Ферми и, как следствие, — с ростом вклада низкоэнергетических одночастичных переходов. Для  $0^-$ -переходов, в силу более жестких



**Рис. 2.** Распределение силы  $S(E)$   $p \rightarrow n$ -переходов первого порядка запрета ( $\Delta J^\pi = 0^-, 1^-, 2^-$ ) в ядре  $^{80}\text{Ge}$  при температурах  $T = 0, 0.8$  и  $1.6$  МэВ. По оси абсцисс отложена энергия перехода  $E$ .  $S$  — полная сила переходов с данным  $\Delta J$  при данной  $T$ . Распределение силы  $2^-$ -переходов соответствует энергии захваченного электрона  $E_e = 25$  МэВ.

правил отбора, вклад низкоэнергетических переходов несуществен.

Сравнение суммарных сил разрешенных и запрещенных переходов показывает, что в расчетах скоростей захвата электронов ядрами нейтронно-избыточных изотопов германия необходимо учитывать переходы обоих типов.

На рис. 3 показаны результаты расчета скорости захвата электронов ядром  $^{80}\text{Ge}$  при различных

температурах и плотностях. Видно, что скорость захвата растет как с ростом температуры, так и с ростом плотности. При этом оказывается, что чем ниже плотность, тем чувствительнее скорость захвата к температуре. Причина в том, что при низкой плотности и, как следствие, относительно небольшой величине химического потенциала электронного газа скорость захвата сильно зависит от деталей распределения силы  $p \rightarrow n$ -переходов.





23. А. И. Вдовин, Д. С. Косов, ЯФ **58**, 829 (1995).
24. A. L. Goodman, Nucl. Phys. A **352**, 30, 45 (1981).
25. O. Civitarese *et al.*, Nucl. Phys. A **404**, 15 (1983).
26. В. А. Чепурнов, ЯФ **6**, 955 (1967).
27. G. Audi and A. H. Wapstra, Nucl. Phys. A **595**, 409 (1995).
28. D. R. Bes *et al.*, Phys. Rep. **16**, 1 (1975).
29. B. Castel and I. Hamamoto, Phys. Lett. B **65**, 27 (1976).
30. S. Drożdż *et al.*, Phys. Lett. B **166**, 18 (1986); **189**, 271 (1987).

## CHARGE-EXCHANGE TRANSITIONS IN HOT NUCLEI

A. A. Dzhioev, A. I. Vdovin, V. Yu. Ponomarev, J. Wambach

A formalism based on the thermofield dynamics and allowing to treat thermal effects on the strength distribution of charge-exchange transitions in hot nuclei is developed. The strength distributions of allowed and first-forbidden  $p \rightarrow n$  transitions are calculated for neutron-rich nucleus  $^{80}\text{Ge}$  at different temperatures. Electron capture rates are calculated for  $^{80}\text{Ge}$  at temperatures and densities corresponding to an advanced stage of stellar evolution.