для спонтанного момента является точным в пределе $d\to\infty$ или $z\to\infty$. Для Х. м. формулировка этого предела оказывается нетривиальной; Метцнером и Фолхардтом [3] показано, что в этом пределе все вычисления сильно упрощаются, при этом сохраняются все физ. свойства модели. Эти упрощения в пределе $d\to\infty$ обусловлены тем, что собственная энергия электрона становится диагональной в узельном представлении:

$$\sum\nolimits_{ij}(\omega)=\sum(\omega)\delta_{ij}, \qquad (6)$$

т. е. Σ не зависит от квазиимпульса, а является только ф-цией частоты. Одновременно оказывается, что во всех вершинных частях диаграммной техники можно пренебречь законом сохранения квазиимпульса, т. е. заменить соответствующую δ-функцию на 1. При выполнении предела $d\to\infty$ для Х. м. необходимо соответствующим образом масштабировать параметры гамильтониана:

$$t=t^{*}/2\sqrt{d},\ t^{*}=\text{const}. \qquad (7)$$

Тогда спектру (2) в пределе $d\to\infty$ соответствует плотность состояний

$$\rho_0(\omega)=\frac{1}{t^{*}\sqrt{\pi}}\,e^{-\omega^2/(t^{*})^2}, \qquad (8)$$

а ср. квадрат энергии $\mathscr{E}^2(k)$ в спектре (8) становится конечным в пределе $d\to\infty$. Кроме того, ф-ции Грина на решётке

$$G^0_{ij}(\omega)=\frac{1}{N}\sum_k\frac{e^{ik(R_i-R_j)}}{\omega-\mathscr{E}(k)} \qquad (9)$$

имеют асимптотику $\sim(1/\sqrt{d})^{|i-j|}$, где $|i-j|$ — мин. число шагов по ближайшим соседям (в единицах параметра решётки) между узлами i и j. В частности, для ближайших соседей $G^0_{ij}\sim1/\sqrt{d}$. Т. о., в пределе $d\to\infty$ все *Ван-Хова особенности* в плотности состояний сглаживаются.

Благодаря локальному характеру собственной энергии в пределе $d\to\infty$ Х. м. сводится к однопримесной задаче в решётке [4—7] со специально подобранными двумя ф-циями энергии $\Sigma(\omega)$ и $\mathscr{G}(\omega)$, характеризующими эфф. однородную среду, к-рые в случае магн. упорядочения зависят ещё и от спина. $\Sigma(\omega)$ играет роль нек-рого эфф. поля, действующего на электрон со стороны всех др. электронов, а $\mathscr{G}(\omega)$ является затравочным линейным пропагатором для $G_{ii}(\omega)$. Т. о., имеются два выражения для $G_{ii}(\omega)$:

$$G_{ii}(\omega)=\int d\varepsilon\,\frac{\rho_0(\varepsilon)}{\omega-\varepsilon-\Sigma(\varepsilon)}, \qquad (10)$$

$$G_{ii}(\omega)=[\mathscr{G}^{-1}(\omega)-\Sigma(\omega)]^{-1}, \qquad (11)$$

приводящие к ур-нию, связывающему $\Sigma(\omega)$ и $\mathscr{G}(\omega)$. С др. стороны, величина $G_{ii}(\omega)$ как ф-ция Грина однопримесной модели может быть найдена численно (напр., с помощью квантового *Монте-Карло метода*). В этом смысле ур-ния (10) и (11) представляют точное решение Х. м. в пределе $d\to\infty$, выражая результат через точное решение однопримесной модели. Имеется и др. способ исследовать Х. м. з пределе $d\to\infty$ [4] на основе известных выражений для атравочной ф-ции Грина $\mathscr{G}(\omega)$ однопримесной Х. м. Разл. арактер поведения $\mathscr{G}(\omega)$ в зависимости от соотношения ежду параметрами однопримесной модели определяет озможные режимы для точного однопримесного пропага-ора $G_{ii}(\omega)$, а следовательно, и характер решения для 〈. м. Плотность состояний $\rho(\omega)$ даётся ф-лой

$$\rho(\omega)=-\frac{1}{\pi}\,\mathrm{Im}\,G_{ii}(\omega). \qquad (12)$$

озможная структура $\rho(\omega)$ определяется характером ре-ения однопримесной задачи, т. е. поведением ф-ции Гри-з $G_{ii}(\omega)$ в модели Андерсона. Затравочная ф-ция Грина (ω) для этой модели содержит два независимых парамет-ı — атомный уровень d-состояния E_d и ширину этого ювня Δ. В зависимости от соотношения между ними плотность состояний однопримесной модели имеет двухпиковую структуру (при $E_d\ll\Delta$), один широкий пик (при $E_d\gg\Delta$) или узкий пик, соответствующий электронному резонансу в *Кондо эффекте*, наряду с одним или двумя широкими сателлитами (при $|E_d|\sim\Delta$). Этим трём режимам однопримесной модели соответствуют три возможных режима Х. м. вблизи половинного заполнения: расщеплённый на две подзоны спектр, нерасщеплённый спектр и спектр с резонансом Кондо на поверхности Ферми. Подобный перенос свойств однопримесной модели Андерсона на Х. м. хорошо подтверждается численными расчётами. На рис. 2 показана эволюция плотности состояний Х. м. с увеличением параметра U. При $U\gtrsim3$ появляется щель в спектре, отвечающая фазовому переходу. В отличие от результатов приближения «Хаббард-3» (рис. 1), появляется узкий квазичастичный пик на поверхности Ферми в металлич. фазе, соответствующий кондо-резонансу, с шириной порядка темп-ры Кондо T_K. Высота этого центр. пика не меняется с ростом U вплоть до критич. значения U_c, когда он исчезает скачком и открывается щель на поверхности Ферми. При $U>U_c$ в диэлектрич. фазе возникает антиферромагн. упорядочение с волновым вектором Q и локализованными магн. моментами. Металлич. фаза имеет ферми-жидкостное поведение с *тяжёлыми фермионами*, масса к-рых возрастает по мере приближения к границам диэлектрич. фазы. Ожидаемая фазовая диаграмма при половинном заполнении показана на рис. 3, где заштрихована грубо оценённая переходная область от металла к изолятору, в к-рой нарушается ферми-жидкостная картина, т. е. исчезает скачок в n_K на поверхности Ферми.

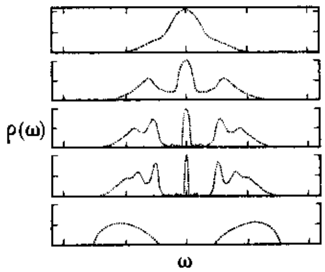

Рис. 2. Плотность состояний $\rho(\omega)$ для Хаббарда модели при половинном заполнении и $T=0$ в пределе $d\to\infty$ для значений U (сверху вниз): 1; 2,3; 2,7; 3; 4 [5].

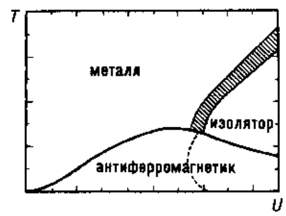

Рис. 3. Фазовая диаграмма при $n=1$ и $d\to\infty$ на плоскости (T, U) [6].

При отклонении от половинного заполнения диэлектрич. фаза быстро заменяется металлической. В частности, на поверхности Ферми при низких темп-рах возникают узкие резонансы, соответствующие кондовской экранировке локализованных магн. моментов, и при $n<0,8$ система ведёт себя как обычная ферми-жидкость. Возможная фазовая диаграмма на плоскости (n, U) показана на рис. 4.

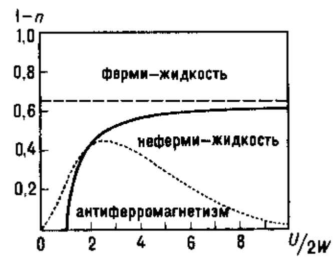

Рис. 4. Фазовая диаграмма при $T=0$ на плоскости (n, U) [7].