рываем операторы c в обоих равенствах в $c^+_{\mathbf{k}'\uparrow}c_{\mathbf{k}\uparrow}c_{\mathbf{k}''\downarrow}c^+_{\mathbf{k}''\downarrow}$ и $-c^+_{\mathbf{k}'\uparrow}c_{\mathbf{k}\uparrow}c_{\mathbf{k}''\downarrow}c^+_{\mathbf{k}''\downarrow}$ и берем для произведений $c^+_{\mathbf{k}''}c_{\mathbf{k}''}$ их средние значения при тепловом равновесии [вероятность занятости $f(\mathbf{k}'')$ и вероятность незанятости состояния $1-f(\mathbf{k}'')$]. Наконец, используем коммутационные соотношения $S_+S_- = S_-S_+ + 2S_z$. Сумма (2.114а) и (2.114б) оказывается тогда равной

$$H'^{(2)}_{\text{ex}} = \sum_{\mathbf{k}''} J^2 \frac{c^+_{\mathbf{k}'\uparrow}c_{\mathbf{k}\uparrow}}{E(\mathbf{k}) - E(\mathbf{k}'')}\left[S_{n-}S_{n+} + 2S_z f(\mathbf{k}'')\right]. \qquad (2.115)$$

К этому следует добавить вклад первого порядка из (2.113) (коэффициент при $c^+_{\mathbf{k}'\uparrow}c_{\mathbf{k}\uparrow}$) и вклад второго порядка без переворота спина в промежуточном состоянии. Использование следующего из определения S_+ и S_- соотношения

$$\frac{1}{2}(S_+S_- + S_-S_+) + S_z^2 = S_x^2 + S_y^2 + S_z^2 = S^2$$

[равенство (ч. I.38.10)] приводит к соотношению

$$H'_{\text{ex}} = \left\{JS_{nz} + \sum_{\mathbf{k}''} J^2 \frac{S_n^2 + S_{nz}[2f(\mathbf{k}'') - 1]}{E(\mathbf{k}) - E(\mathbf{k}'')}\right\} c^+_{\mathbf{k}'\uparrow}c_{\mathbf{k}\uparrow}. \qquad (2.116)$$

Температурная зависимость суммы в фигурных скобках может возникать только от множителя $f(\mathbf{k}'')$ распределения Ферми. В вероятность перехода входит квадрат этой суммы. В качестве линейного по $f(\mathbf{k}'')$ члена он содержит выражение

$$W(\mathbf{k}\downarrow, \mathbf{k}'\uparrow) \propto J^2 S_{nz} \sum_{\mathbf{k}''} \frac{2f(\mathbf{k}'') - 1}{E(\mathbf{k}) - E(\mathbf{k}'')}. \qquad (2.117)$$

В окрестности E_F числитель слагаемых в (2.117) меняется от $+1$ до -1, а знаменатель имеет в этой области полюс. Заменяя сумму интегралом по $E(\mathbf{k}'')$, получаем для (2.117)

$$W(\mathbf{k}_\downarrow, \mathbf{k}'_\uparrow) \propto -\ln\left|\frac{\delta E}{E_F}\right|. \qquad (2.118)$$

Здесь δE — отличие энергии $E(\mathbf{k}) = E(\mathbf{k}')$ от энергии Ферми. Оно по порядку величины составляет k_BT. Таким образом, следует результат: вероятность перехода, обусловленная обменным взаимодействием между двумя электронами, и, следовательно, вклад этого механизма в электросопротивление логарифмически растет с понижением температуры.

Этим можно объяснить наблюдаемый минимум электросопротивления. Многочисленные приближения в намеченном выше выводе не дают, однако, возможности количественного сравнения теории с экспериментом. Это приближение следует усовершенствовать хотя бы потому, что (2.118) ведет к логарифмической расходимости сопротивления при $T = 0$. Относительно обзорного рассмотрения эффекта Кондо см., например, статьи Кондо и Хеегера в [101.23].