

Title	18.2分枝励起の効果をいれたHigh Momentum中性子散乱 (「量子液体と量子固体の理論」研究会報告,基研短期研究会報告)
Author(s)	西山, 敏之
Citation	物性研究 (1972), 18(6): G62-G64
Issue Date	1972-09-20
URL	http://hdl.handle.net/2433/88498
Right	
Type	Departmental Bulletin Paper
Textversion	publisher

18. 2分枝励起の効果を入れたHigh Momentum中性子散乱

阪大・教養 西山 敏之

高い波数の中性子散乱は凝縮相を検出するために impulse approximation を用いて解析されたが、その過程で 9\AA^{-1} 以下では自由粒子のエネルギーからの Peak のずれと半値幅の変動が観測され、Sears¹⁾ などにより final-state interaction および干渉効果²⁾ が重要であることが指摘された。

こゝでは final-state interaction として、フォノンとの相互作用によるポテンシャル $V^{(a)}$, $V^{(c)}$, 直接の有効ポテンシャル $V^{(s)}$ と pairing energy を考えることによって peak のずれが説明され、幅の変動の一部 ($3\text{\AA}^{-1} \sim 5\text{\AA}^{-1}$) は $V^{(c)}$ および 2分枝励起の効果により定量的に理解できることを示す。この効果の peak のずれへの影響はかなり小さい。

9\AA^{-1} 以下では励起は pairing energy を持つ準粒子によって与えられると考えられる。これら準粒子は凝縮相を通じて 2粒子状態と結合しエネルギー 18 K 近くで準位反撥を起す。

準粒子の演算子を $\alpha_{\mathbf{k}}$, $\alpha_{\mathbf{k}}^+$ とおいて、凝縮相との相互作用を取り入れて 1粒子グリーン関数

$$G_{\mathbf{k}} = (-i/\hbar) \int_{-\infty}^{\infty} \langle T [\alpha_{\mathbf{k}}(t), \alpha_{\mathbf{k}}^+(0)] \rangle e^{i\omega t} dt$$

を求めると、準粒子のエネルギー幅 $\Gamma_{\mathbf{k}}$ と書いて

$$[G(\omega)]^{-1} = \hbar\omega - E_{\mathbf{k}} + i\Gamma_{\mathbf{k}}/2 - \Sigma_{\mathbf{k}}(\omega) \quad (1)$$

$$\Sigma_{\mathbf{k}}(\omega) = \frac{N_0}{2} \sum_{\mathbf{k}'} \frac{(V_{\mathbf{k}'}^{(s)} + V_{\mathbf{k}-\mathbf{k}'}^{(s)})^2}{\hbar\omega - E_{\mathbf{k}} - E_{\mathbf{k}-\mathbf{k}'} + i\Gamma_{\mathbf{k}}/2 + i\Gamma_{\mathbf{k}-\mathbf{k}'}/2} \quad (2)$$

を得る。 Γ は主にポテンシャル $V^{(c)}$ から求められ、 $k_c = 2\text{\AA}^{-1} \approx 1.5\text{ mC}/\hbar$ (C : 音速, m : 原子質量) とおいて

$$\Gamma_{\mathbf{k}} = 120 \frac{k_D}{k} \begin{cases} 1 & , k_c + k_D/2 < k \\ 8(k - k_c)^3 / k_D^3 & , k_c < k < k_c + k_D/2 \end{cases}$$

となる。\$k_D\$ は \$1.09 \text{ \AA}^{-1}\$, 単位は K である。前出の \$V_{\mathbf{k}}^{(s)}\$ の値を用いて数値計算により \$\Sigma_{\mathbf{k}}(\omega)\$ の実部と虚部を \$\omega\$ の関数として求める。準位密度は計算中であるが、2分枝の存在による energy shift \$\Delta E^{(2)}\$ と幅の変化 \$\Delta \Gamma\$ の数例を表示しておく。
\$\Delta E^{(a)}\$ は \$V^{(a)}\$ による shift を表わす。(単位 K)。(図参照)

\$k (\text{\AA}^{-1})\$	\$E_{\mathbf{k}}^{(0)}\$	\$\Delta E_{\mathbf{k}}^{(a)}\$	\$\Delta E_{\mathbf{k}}^{(2)}\$	\$\Gamma_{\mathbf{k}}^{(0)}\$	\$\Delta \Gamma_{\mathbf{k}}\$
3.63	80	-10	-20	36	28
4.60	128	-16	6	26	44
6.00	218	-26	2	20	39
6.60	264	-31	2	20	35

1.1 Kにおける中性子散乱の high momentum の peak の位置は Sears¹⁾ によれば \$3.5 \text{ \AA}^{-1}\$ 以上で、自由粒子のエネルギーより低い方へ約 15 Kずれている。これは弾性散乱の peak より非弾性散乱の peakの方が高くなるためと考えられる。エネルギー幅は \$4 \text{ \AA}^{-1}\$ と \$6 \text{ \AA}^{-1}\$ で極大値を持つような周期的変化を示す。

peak のずれは散乱強度 \$S(\mathbf{k}, \omega)\$ を elastic (ガウス分布) と inelastic (ロレンチアン) の部分において評価してみると次のようになる。自由粒子のエネルギー \$E_{\mathbf{k}}^{(0)}\$, energy shift \$\Delta E_{\mathbf{k}}\$, 全半値幅 \$\Gamma_{\mathbf{k}}\$ と書いて \$S(\mathbf{k}, \omega)\$ を

$$S(\mathbf{k}, \omega) = \left(\pi \beta / E_{\mathbf{k}}^{(0)} \right) \frac{1}{2} e^{-\left(\beta / 4 E_{\mathbf{k}}^{(0)} \right) \left(\hbar \omega - E_{\mathbf{k}}^{(0)} \right)^2} + \frac{\Gamma_{\mathbf{k}}}{\left(\hbar \omega - E_{\mathbf{k}}^{(0)} - \Delta E_{\mathbf{k}} \right)^2 + \Gamma_{\mathbf{k}}^2 / 4}$$

とおく。2つの項の peak の高さはそれぞれ

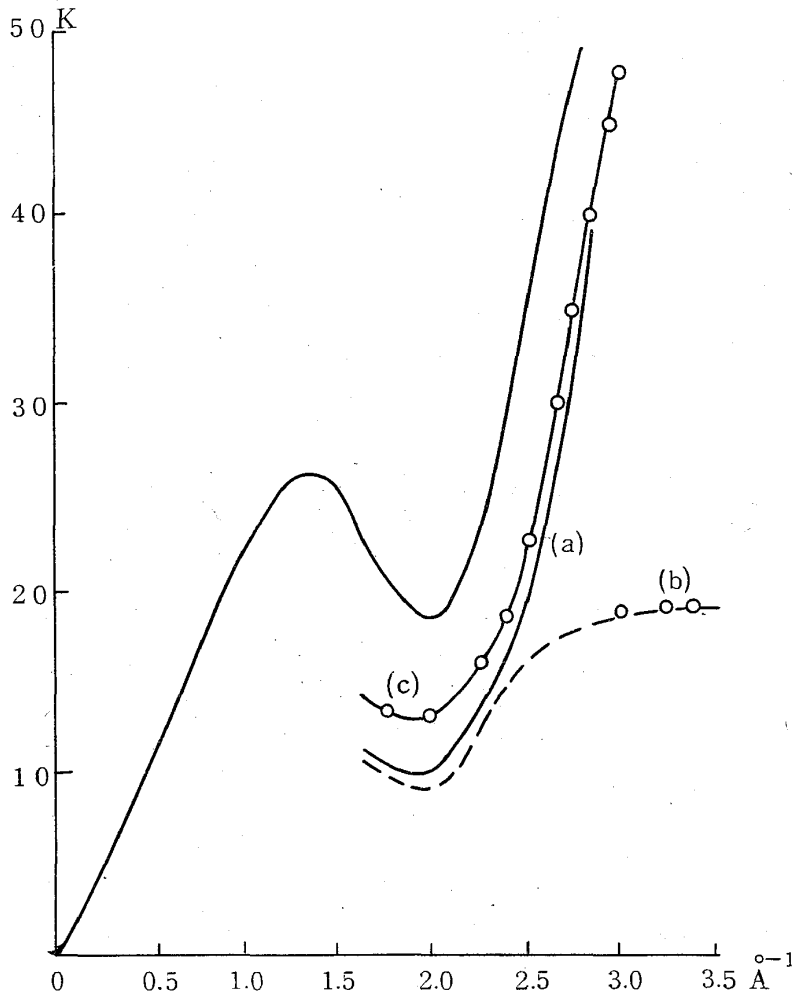
$$\sqrt{\pi\beta/E_{\mathbf{k}}^0} = 0.657k_D / (k\sqrt{T}), 4/\Gamma_{\mathbf{k}}; \text{ 半値幅はそれぞれ}$$

$$1.665\sqrt{4E_{\mathbf{k}}^{(0)}/\beta} = 4.5\sqrt{T}k/k_{\mathbf{k}}, \Gamma_{\mathbf{k}}$$

となる。これを併せて考えると peak は 4 \AA^{-1} 以下では elastic の peak と一致し、 5 \AA^{-1} では inelastic の peak が優勢となり観測と一致している。幅については $\Delta E_{\mathbf{k}}$ の影響を考えにいれて 4 \AA^{-1} で 70 K 、 6 \AA^{-1} で 90 K となりかなりよい一致を示すが、変動の微細構造までは計算できない。これについては $S(\mathbf{k}, \omega)$ の形の修正が必要となる。

参 考 文 献

- 1) V.F.Sears, Phys. Rev. 1 (1970) 1699
- 2) 砂川他, Prog. Theor. Phys. 46 (1971) 354



(c) はポテンシャル $V^{(a)}$, $V^{(c)}$, (a) は pairing energy の効果を示す。(b) は2分枝分離を示す。