

低次元量子スピン系物質における スピンによる熱伝導

東北大学大学院工学研究科応用物理学専攻
小池洋二

理研仁科セ 川股隆行

東北大工 高橋伸雄、金子直人、上坂正憲
足立匡、野地尚

東北大金研 工藤一貴、小林典男



参考： 応用物理 77 No. 5 (2008) 525-529.
固体物理 38 No. 12 (2003) 889-902.

低次元量子スピン系

+

熱伝導率

||

スピンによる
熱伝導

絶縁体の
高熱伝導材料

||

熱伝導の
変化

スピン状態を調べる
プローブ

- (1) 熱伝導の一般論
- (2) スピンによる熱伝導 κ_{spin} の観測例
- (3) κ_{spin} が大きくなる条件
- (4) スピンによる熱伝導の弾道性の検証
- (5) まとめ



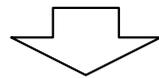
しゃぶしゃぶ

銅鍋

熱伝導

~400 (W/Km)

肉に旨味を閉じこめる



常に高温が保つ



すき焼き

鉄鍋

~80 (W/Km)

...

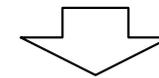


寄せ鍋

土鍋

~1? (W/Km)

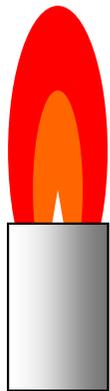
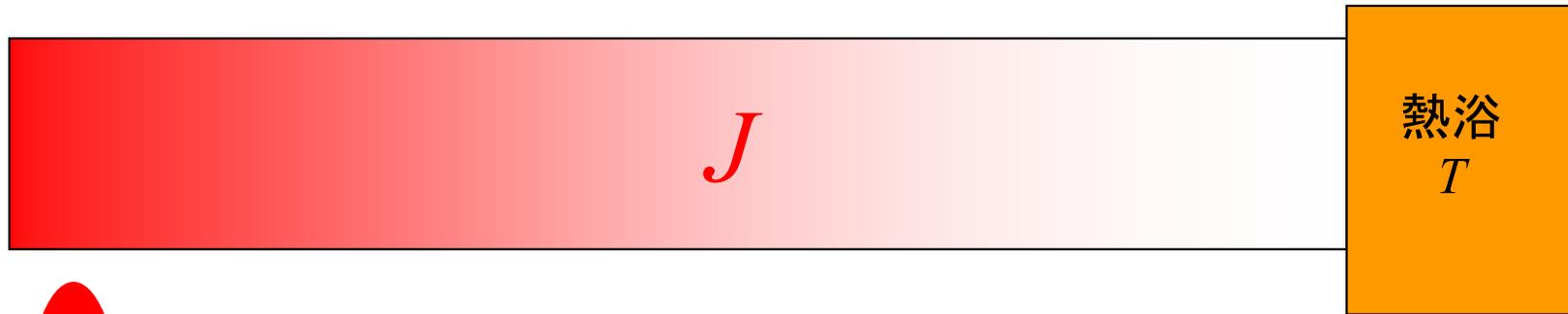
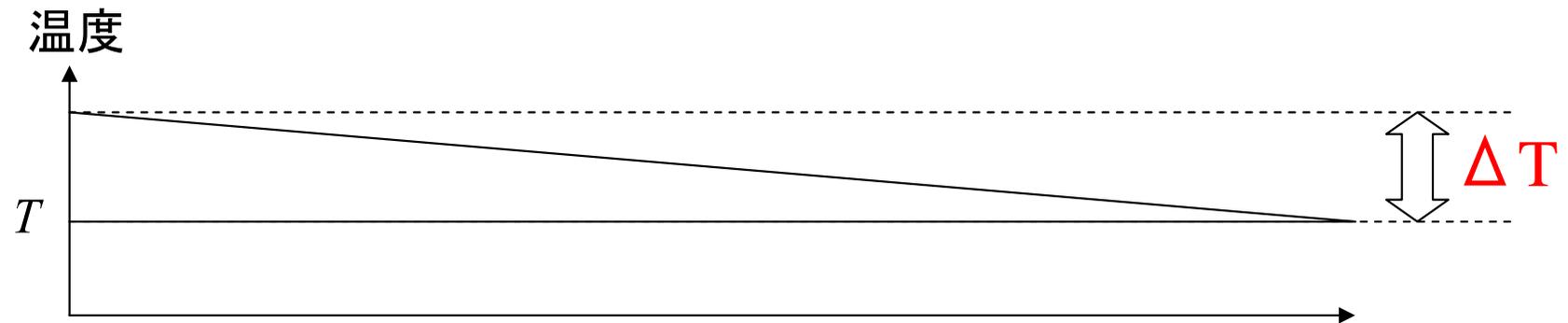
旨味がつゆに出る



じっくり, 煮込む

「熱伝導率」

熱の伝わりやすさ



$$K = \frac{J}{\Delta T} \frac{l}{S}$$

J : 熱流
(l : 長さ, S : 断面積)

粒子(準粒子)が熱を運んでいる

熱伝導を担う粒子

 ログインまたはアカウント作成



ウィキペディア
フリー百科事典

ナビゲーション

- [メインページ](#)
- [コミュニティ・ポータル](#)
- [最近の出来事](#)
- [最近更新したページ](#)
- [おまかせ表示](#)
- [アップロード \(ウィキメディア・コモンズ\)](#)

ヘルプ

- [ヘルプ](#)
- [井戸端](#)

[本文](#)

[ノート](#)

[編集](#)

[履歴](#)

自由にアクセスできる知識の贈り物のためにご支援を！

\$1,043,104.81 [寄付の状況](#) 

[税の控除について](#) | [FAQ](#) | [会計報告 \(PDF\)](#)

熱伝導

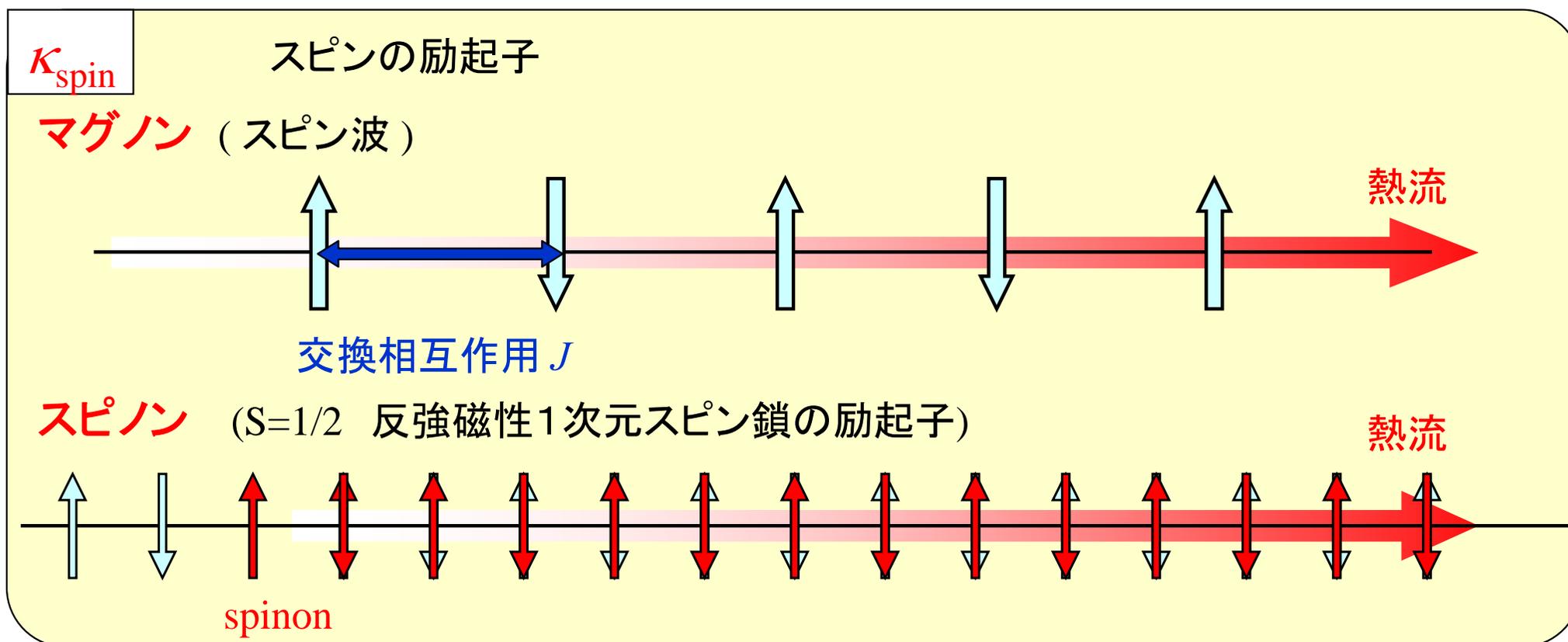
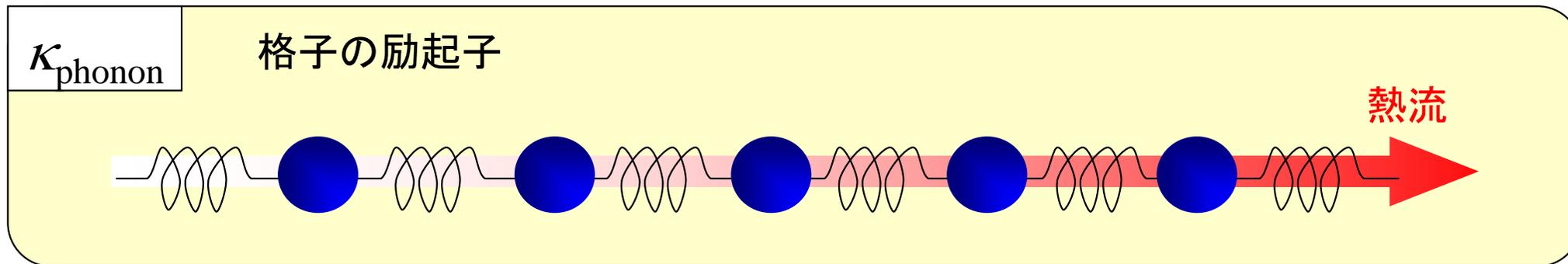
出典: フリー百科事典『ウィキペディア (Wikipedia)』

熱伝導(**ねつでんどう**, Conduction of heat, Thermal conduction)は、物質の移動を伴わずに高温側から低温側へ**熱**が伝わる(移動する)こと。**熱伝導**は、**フォノン**及び**伝導電子**が担う。特に、**金属**においては、伝導電子が熱伝導の主要な担い手である。通常の物質では伝導電子による寄与の方が大きいので、金属は**半導体**や**絶縁体**(フォノンが主要な熱伝導の担い手)よりも熱伝導性が良い。しかし、非常に硬い**ダイヤモンド**ではフォノン(**格子振動**)を介した熱伝導性の寄与の方が非常に大きくなる。

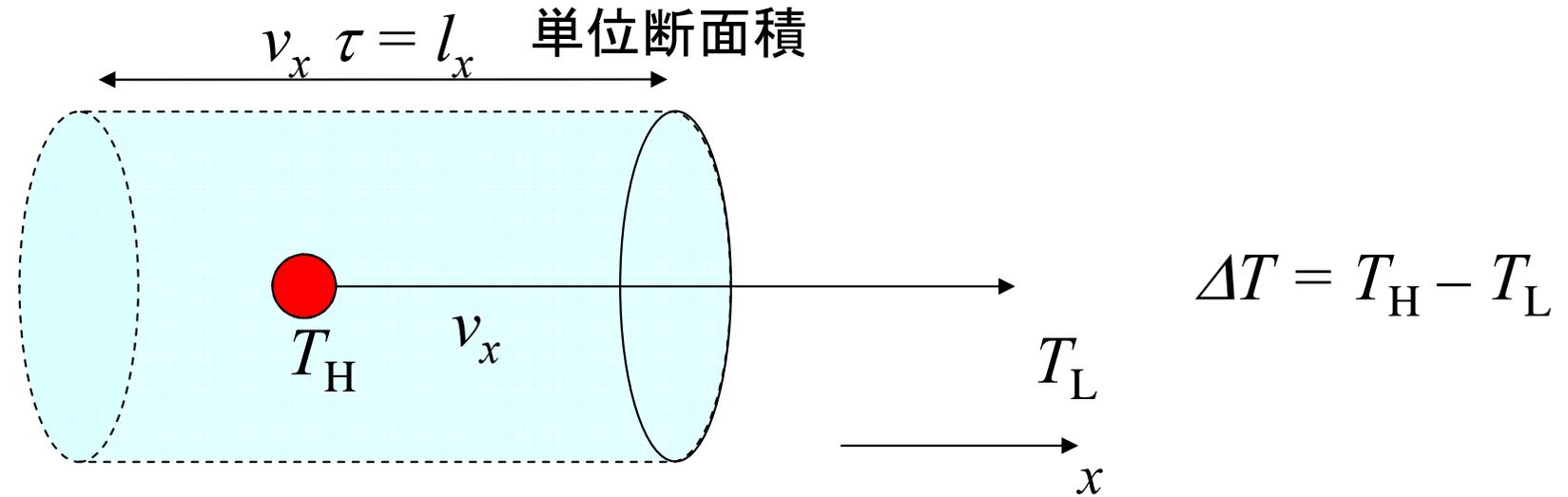
ヘリウムが**超流動**状態になると熱伝導性が非常に高くなる(超流動の項を参照)。

$$K = K_{\text{electron}} + K_{\text{phonon}} + K_{\text{spin}}$$

スピンも熱を運んでいる



スピンの励起状態が熱を運ぶ



1つの粒子が運ぶ熱量 $q = c \Delta T$ (熱流 $j = q v_x$)

単位断面積を通る粒子数 $N = n v_x \tau$

単位断面積を通る熱流 $J = N q v_x = n c v_x^2 \tau \Delta T = \kappa \Delta T$

$$\kappa = C v_x^2 \tau = C v_x l_x$$

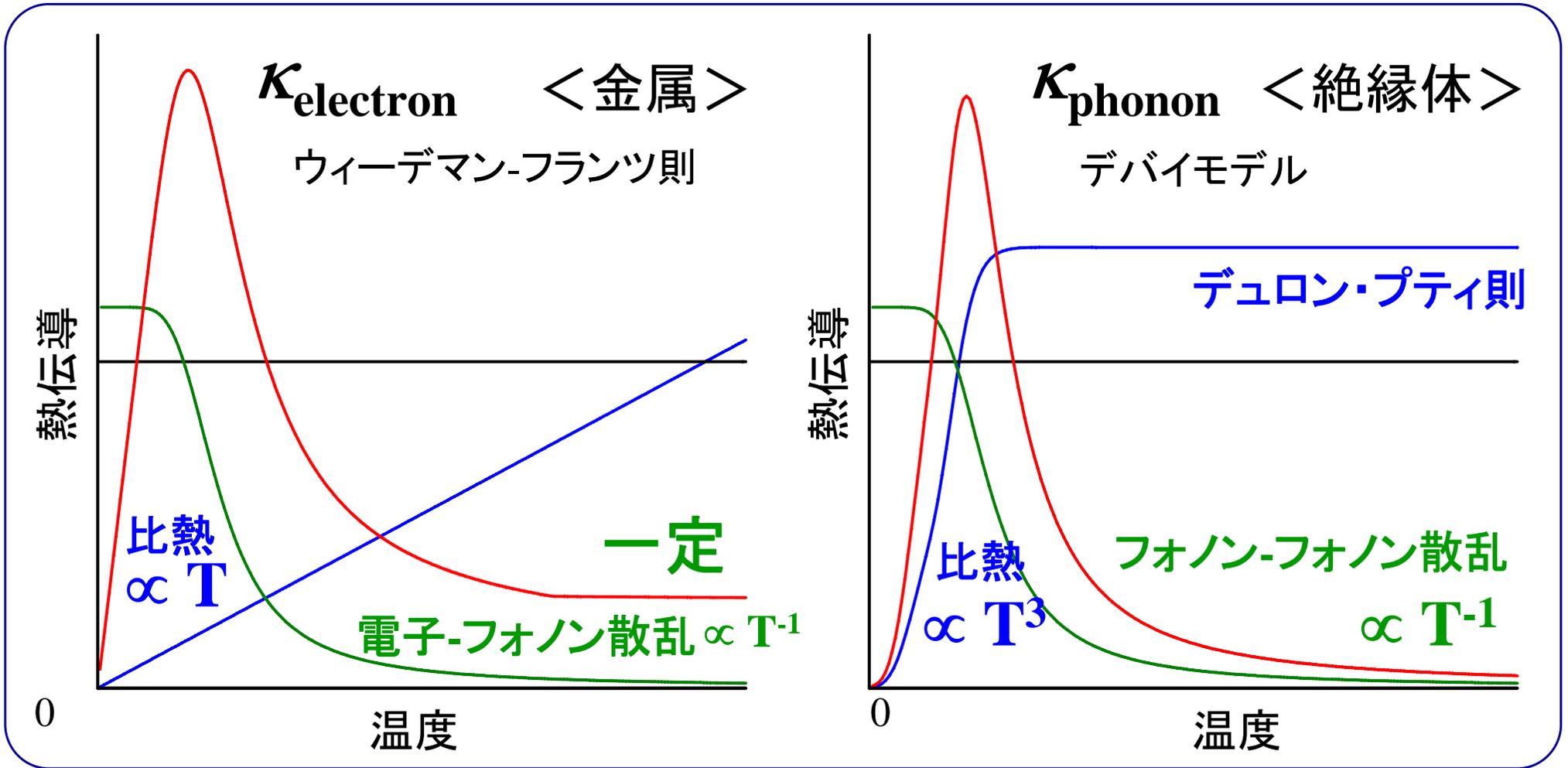
$$\langle v_x^2 \rangle = \langle v_y^2 \rangle = \langle v_z^2 \rangle = \frac{1}{3} \langle v^2 \rangle$$

$$\kappa = \frac{1}{3} C v^2 \tau = \frac{1}{3} C v l$$

熱伝導率の温度依存性

$$K = C \cdot v \cdot l$$

比熱 速度 平均自由行程



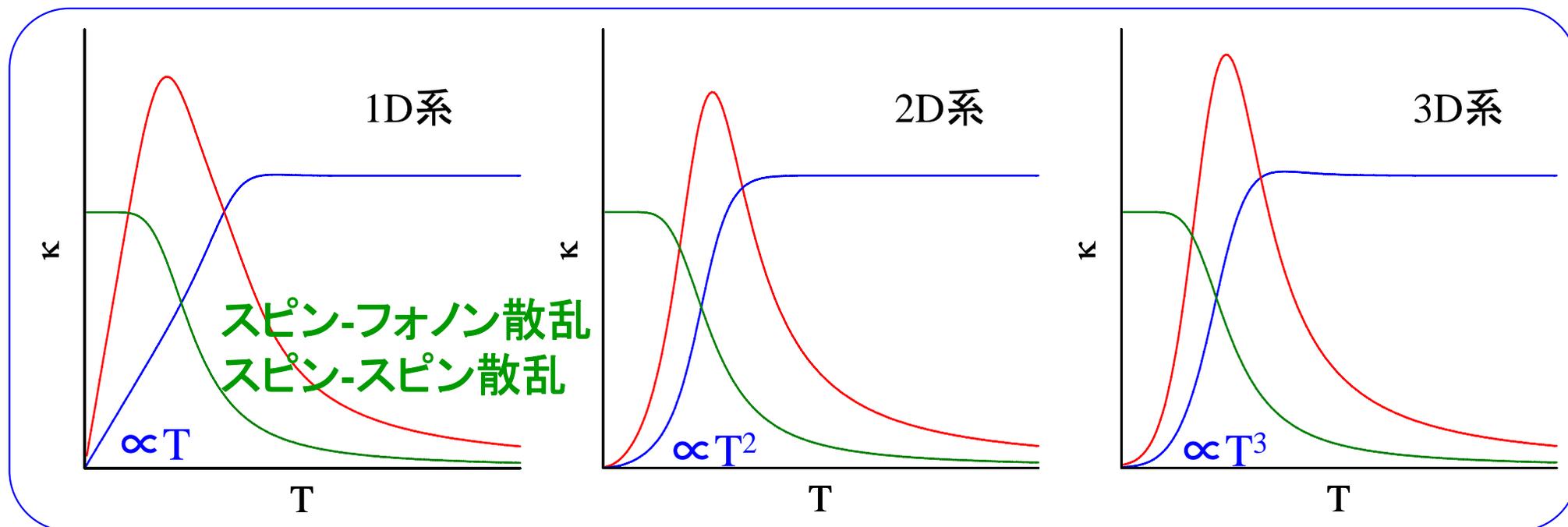
比熱 と 平均自由行程の温度依存性から
ピークを持つ

スピンによる熱伝導 κ_{spin} の温度依存性

$$\kappa_{\text{spin}} = C \cdot v \cdot l$$

比熱
速度
平均自由行程

n次元の反強磁性系



比熱 と 平均自由行程の温度依存性から

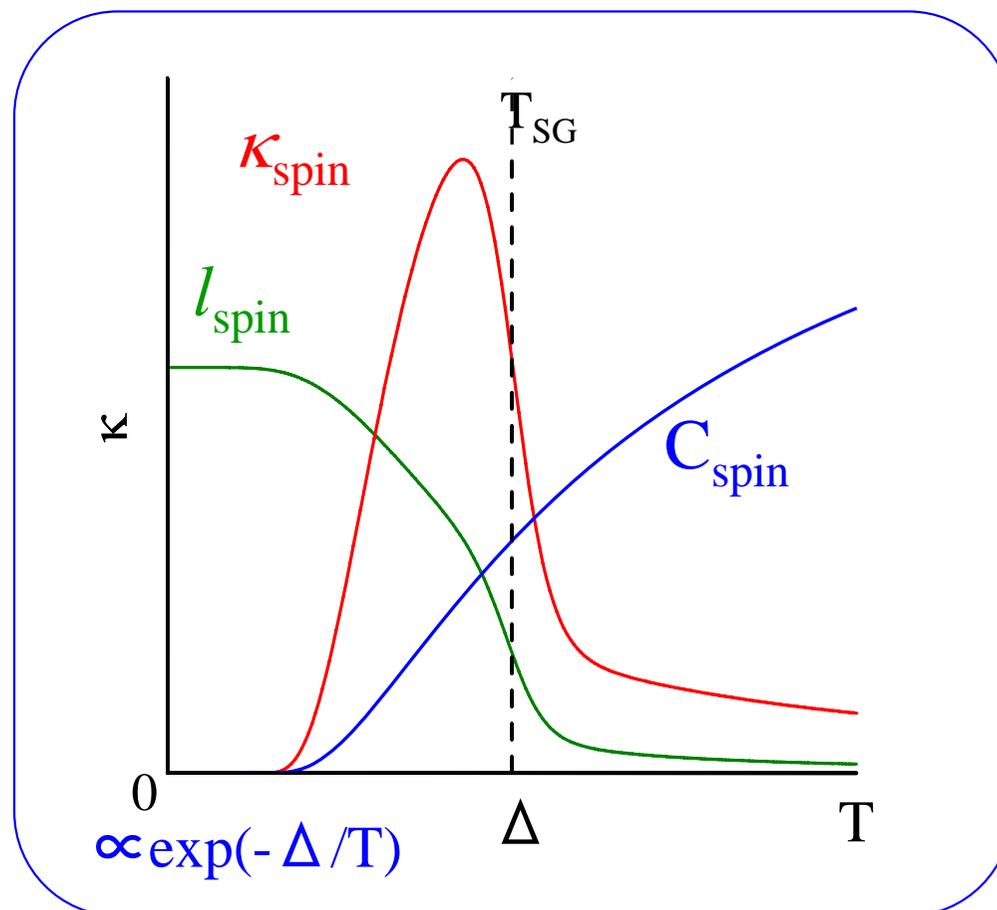
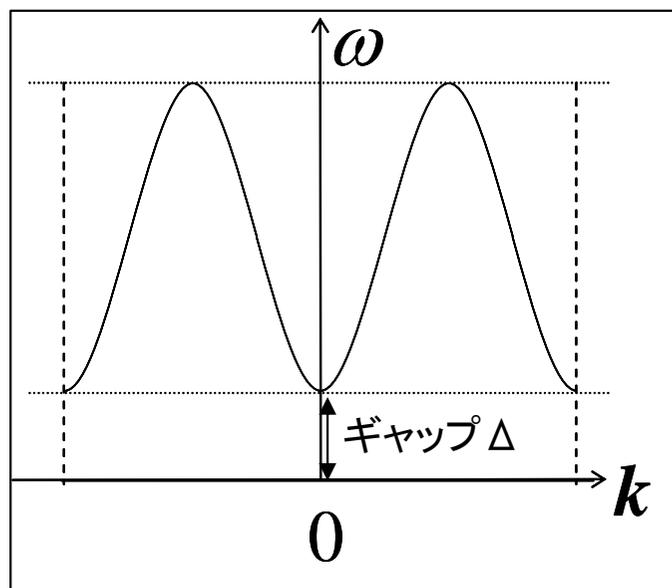
ピークを持つ

スピンによる熱伝導 κ_{spin} の温度依存性

$$\kappa_{\text{spin}} = C \cdot v \cdot l$$

比熱
速度
平均自由行程

スピンギャップ系



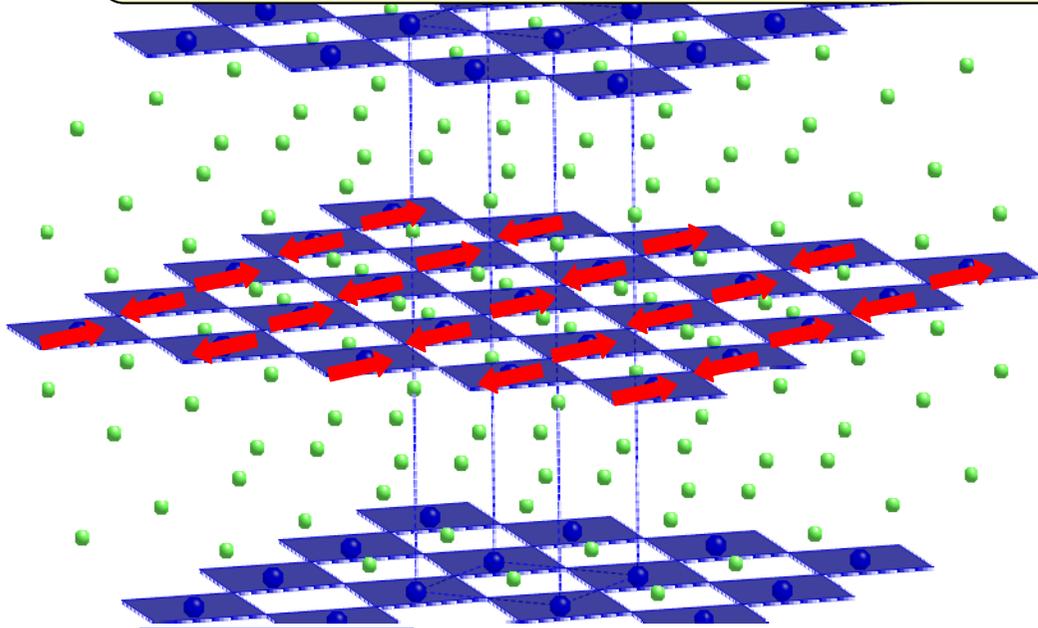
比熱 と 平均自由行程の温度依存性から

ピークを持つ

- (1) 熱伝導の一般論
- (2) スピンによる熱伝導 κ_{spin} の観測例
- (3) κ_{spin} が大きくなる条件
- (4) スピンによる熱伝導の弾道性の検証
- (5) まとめ

スピンネットワークの次元数 $d=1, 2$

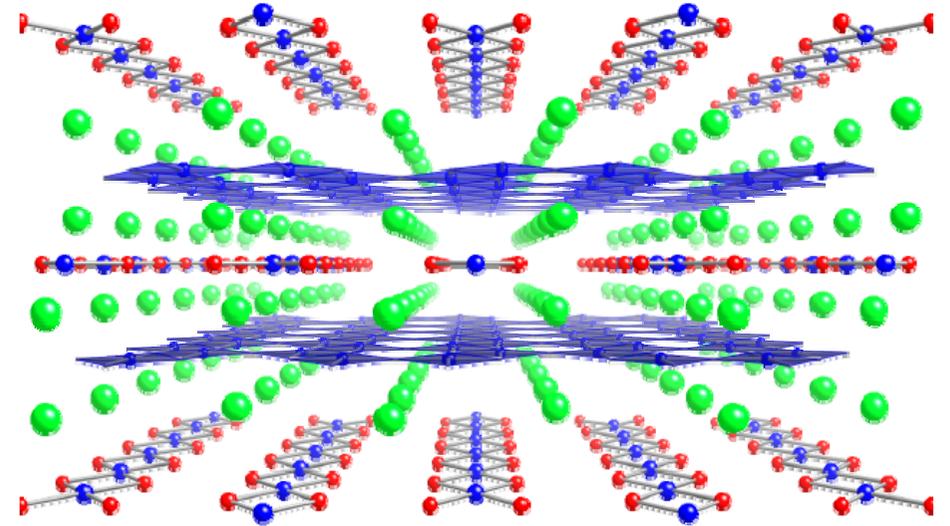
スピン量子数 $S=1/2, 1$



La_2CuO_4

$S=1/2$ 2次元

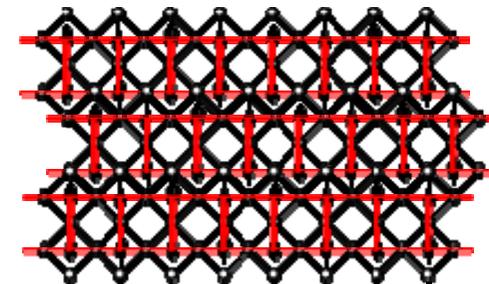
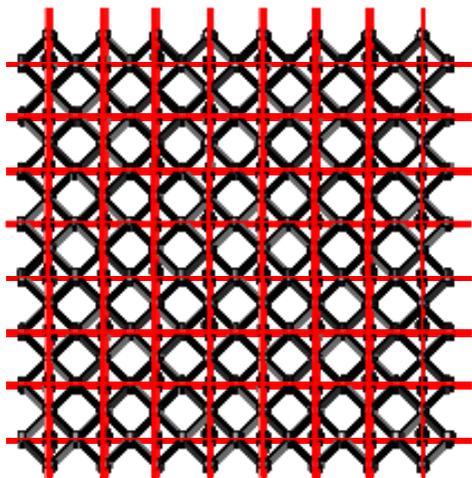
高温超伝導体の母体



$\text{Sr}_{14}\text{Cu}_{24}\text{O}_{41}$

$S=1/2$ スピン梯子

スピンギャップ (RVB状態)



スピンによる熱伝導 κ_{spin} の観測例

$$K = K_{\text{electron}} + K_{\text{phonon}} + K_{\text{spin}}$$

KCuF₃

1次元反強磁性スピン鎖

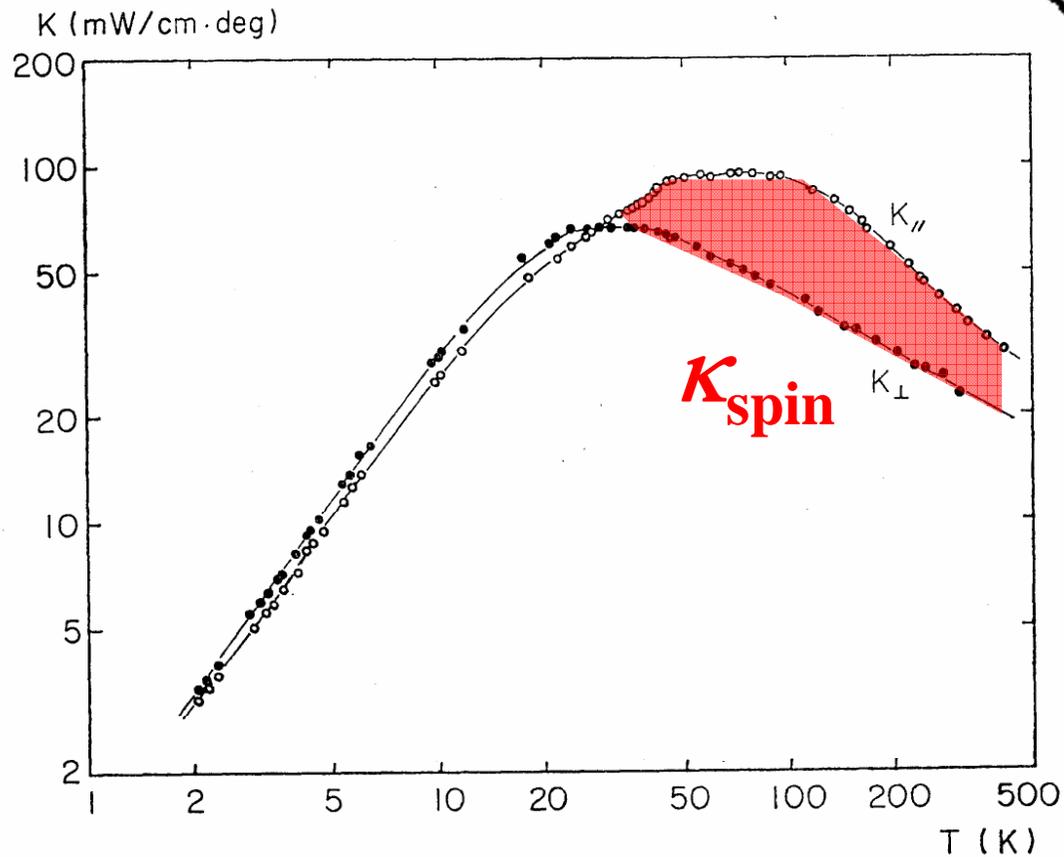
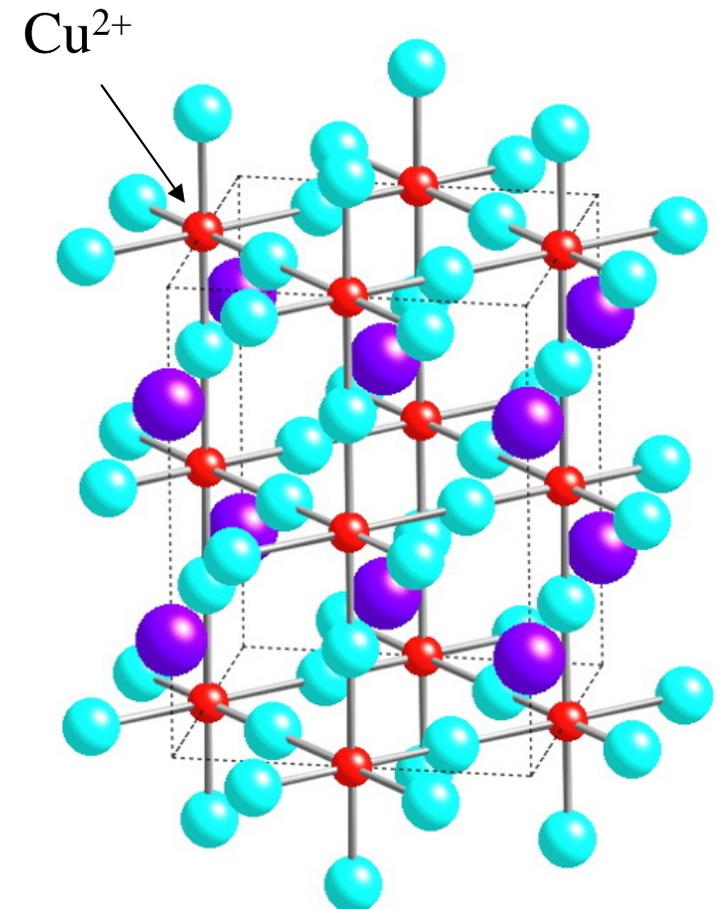


Fig. 3. The temperature dependence of the thermal conductivity of KCuF_3 .
 ; K_{\parallel} (heat//chain)
 ; K_{\perp} (heat \perp chain)

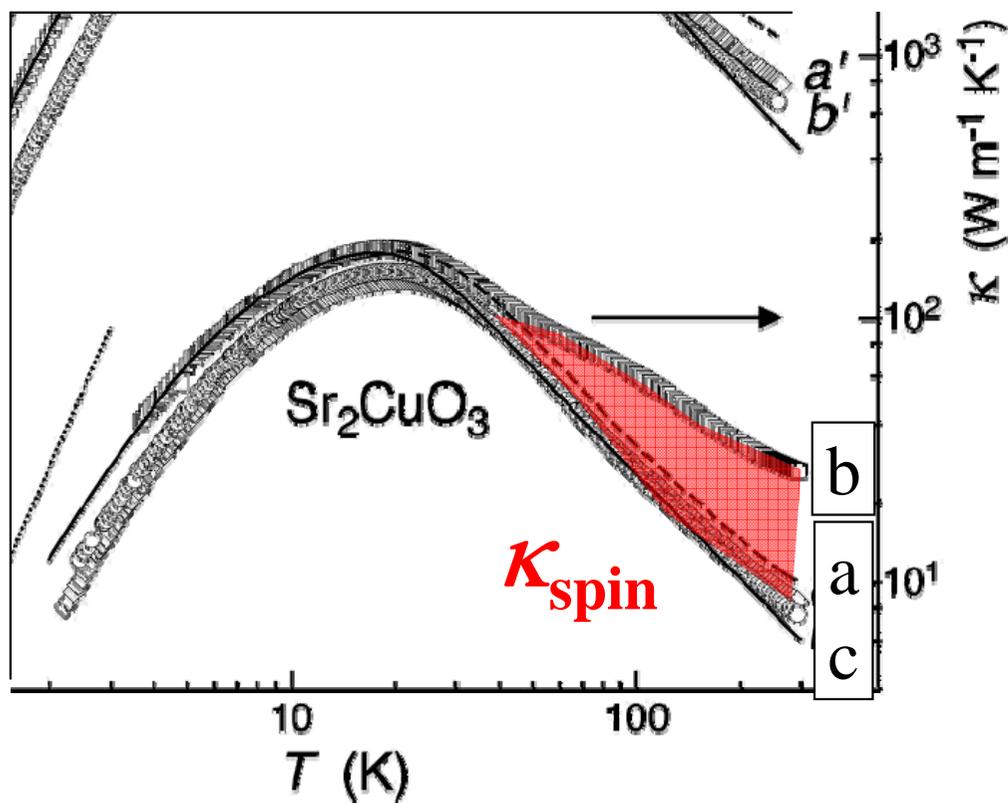
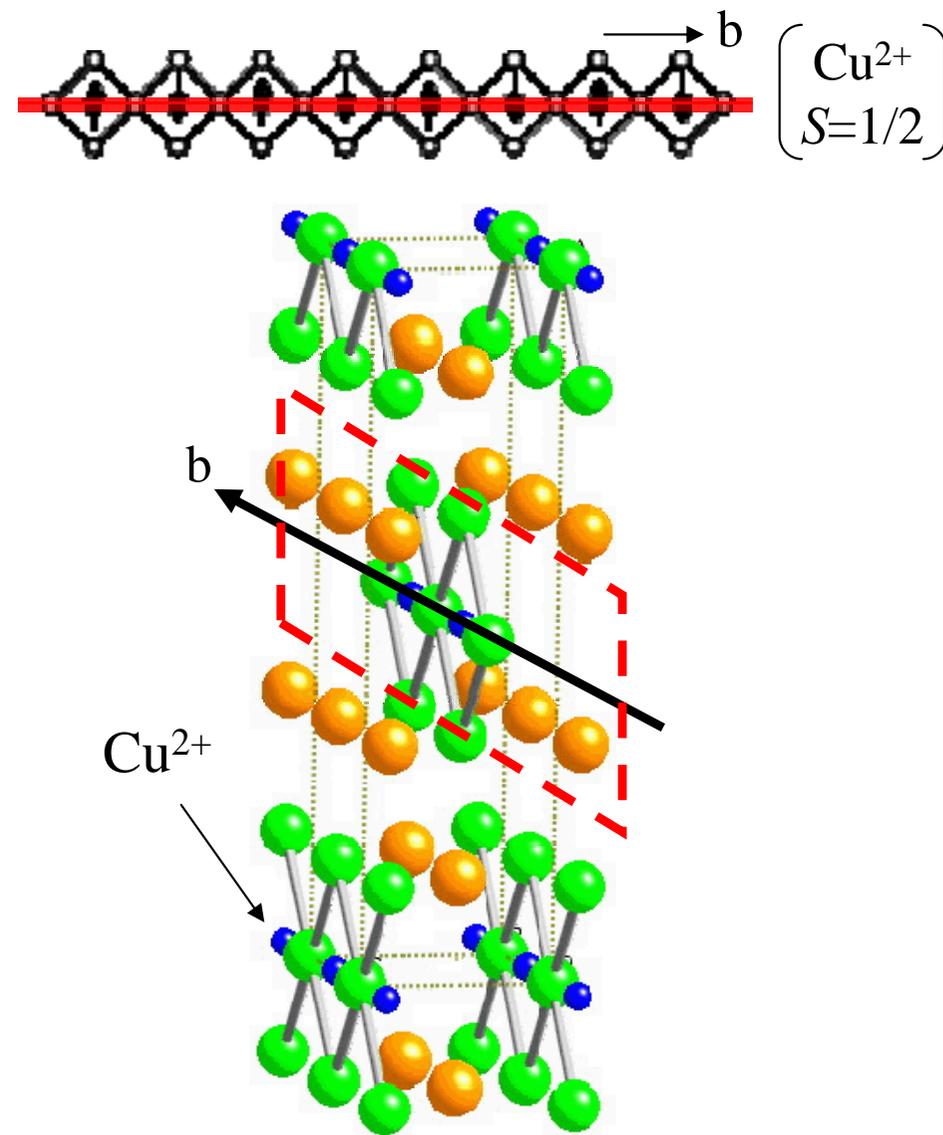


スピンによる熱伝導 κ_{spin} の観測例

$$\kappa = \kappa_{\text{electron}} + \kappa_{\text{phonon}} + \kappa_{\text{spin}}$$

Sr₂CuO₃

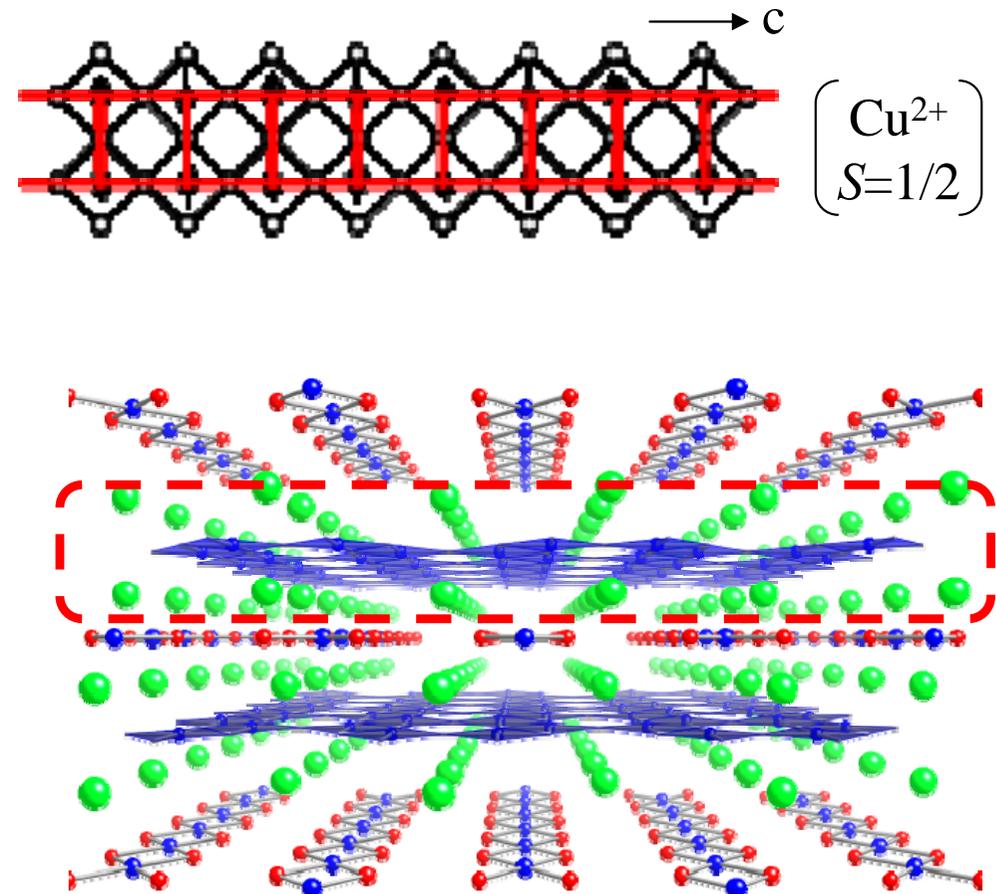
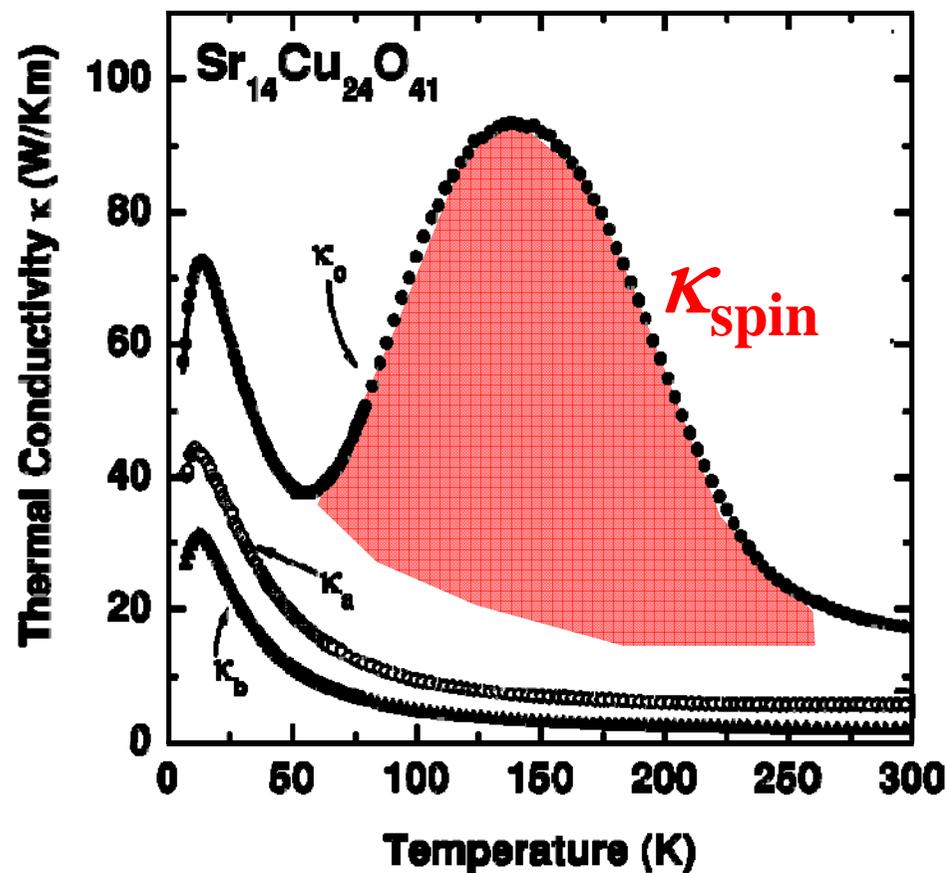
1次元反強磁性スピン鎖



スピンによる熱伝導 κ_{spin} の観測例

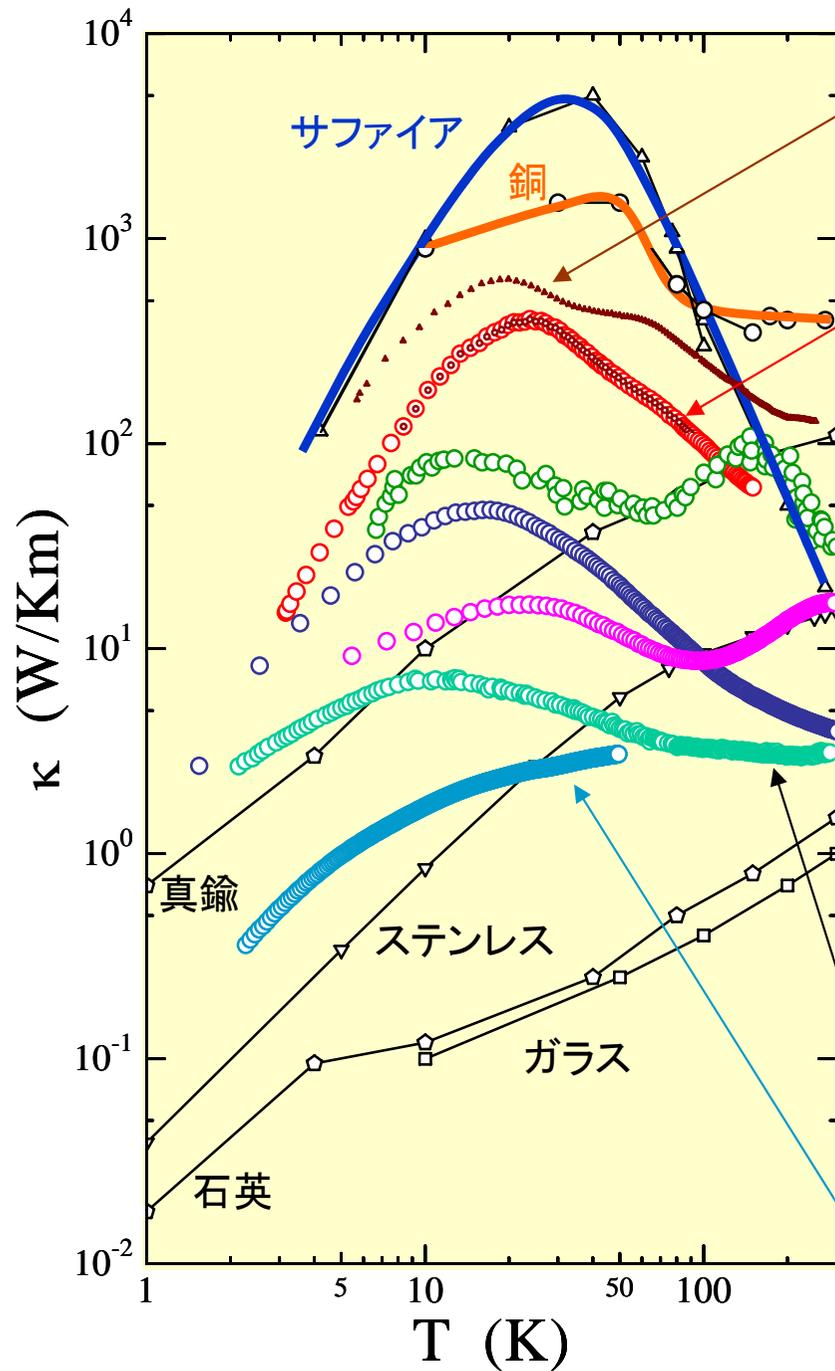
$$\kappa = \kappa_{\text{electron}} + \kappa_{\text{phonon}} + \kappa_{\text{spin}}$$

$\text{Sr}_{14}\text{Cu}_{24}\text{O}_{41}$ 2本足スピン梯子格子



- C. Hess *et al.*, Phys. Rev. Lett. **93** (2004) 027005.
 K. Kudo *et al.*, J. Low Temp. Phys. **117** (1999) 1689.
 A. V. Sologubenko *et al.*, Phys. Rev. Lett. **84** (2000) 2714.

低次元量子スピン系におけるスピンによる熱伝導 κ_{spin}



SrCuO₂

Sr₂CuO₃

Sr₁₄Cu₂₄O₄₁

La₂CuO₄

BaCu₂Si₂O₇

AgVP₂S₆

Ca₂Y₂Cu₅O₁₀

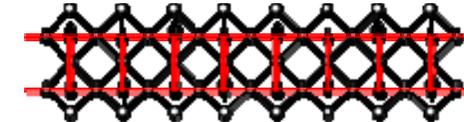
$S = 1/2$ (1次元 反強磁性) ($J \sim 2000\text{K}$)



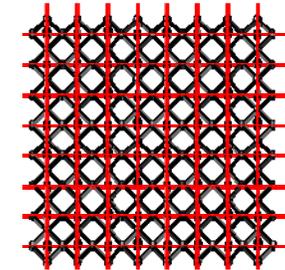
$S = 1/2$ (1次元 反強磁性) ($J \sim 2000\text{K}$)



$S = 1/2$ (擬1次元 反強磁性) ($J \sim 1300\text{K}$)



$S = 1/2$
(2次元 反強磁性)
($J \sim 1500\text{K}$)



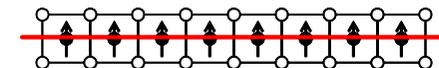
$S = 1/2$ (1次元 反強磁性) ($J \sim 280\text{K}$)



$S = 1$ (1次元 反強磁性) ($J \sim 780\text{K}$)



$S = 1/2$ (1次元 強磁性) ($J \sim 80\text{K}$)



- (1) 熱伝導の一般論
- (2) スピンによる熱伝導 κ_{spin} の観測例
- (3) κ_{spin} が大きくなる条件
- (4) スピンによる熱伝導の弾道性の検証
- (5) まとめ

スピンによる熱伝導 κ_{spin} が大きくなる条件

低次元

+

反強磁性相関

+

 J : 大[\propto バンド幅] $\kappa_{\text{spin}} \longrightarrow$ 大

スピンによる熱伝導 κ_{spin} が大きくなる条件

低次元

+

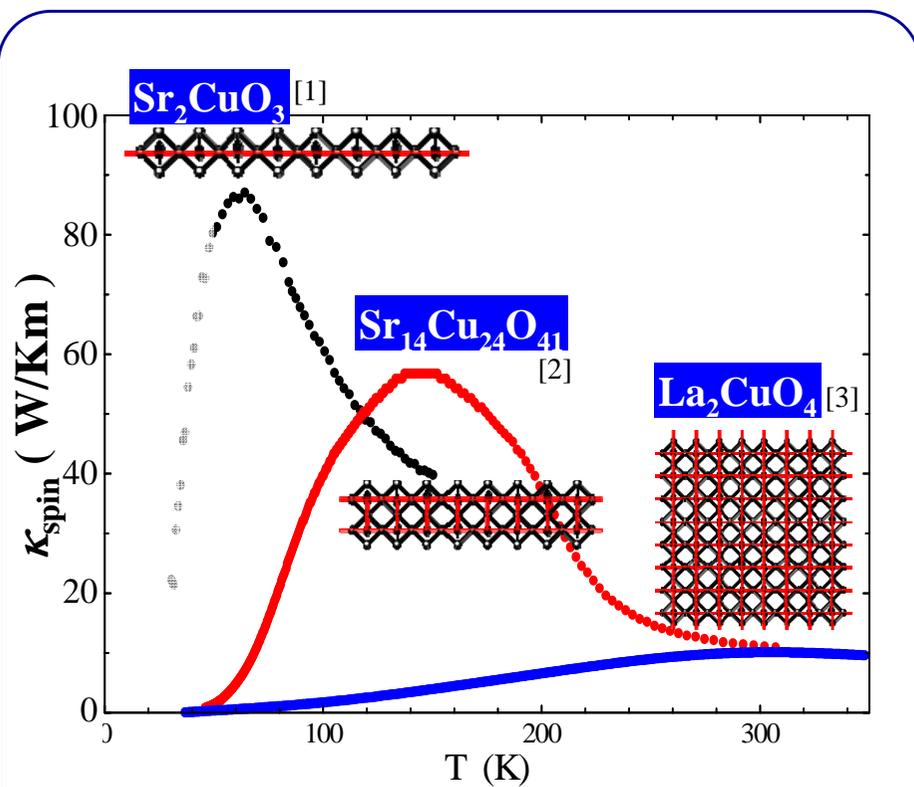
反強磁性相関

+

J : 大

[∞ バンド幅]

$\kappa_{\text{spin}} \longrightarrow$ 大

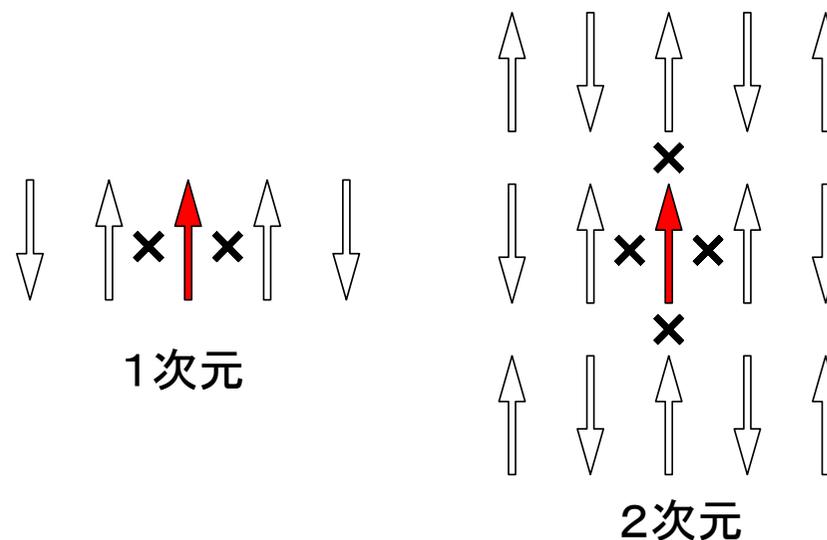


[1] N. Takahashi *et al.*, AIP Conf. Proc. **850** (2006) 1265.

[2] A. V. Sologubenko *et al.*, Phys. Rev. Lett. **84** (2000) 2714.

[3] C. Hess *et al.*, Phys. Rev. Lett. **90** (2003) 197002.

直感的なイメージ



スピンの反転し易さ

スピンによる熱伝導 κ_{spin} が大きくなる条件

低次元

+

反強磁性相関

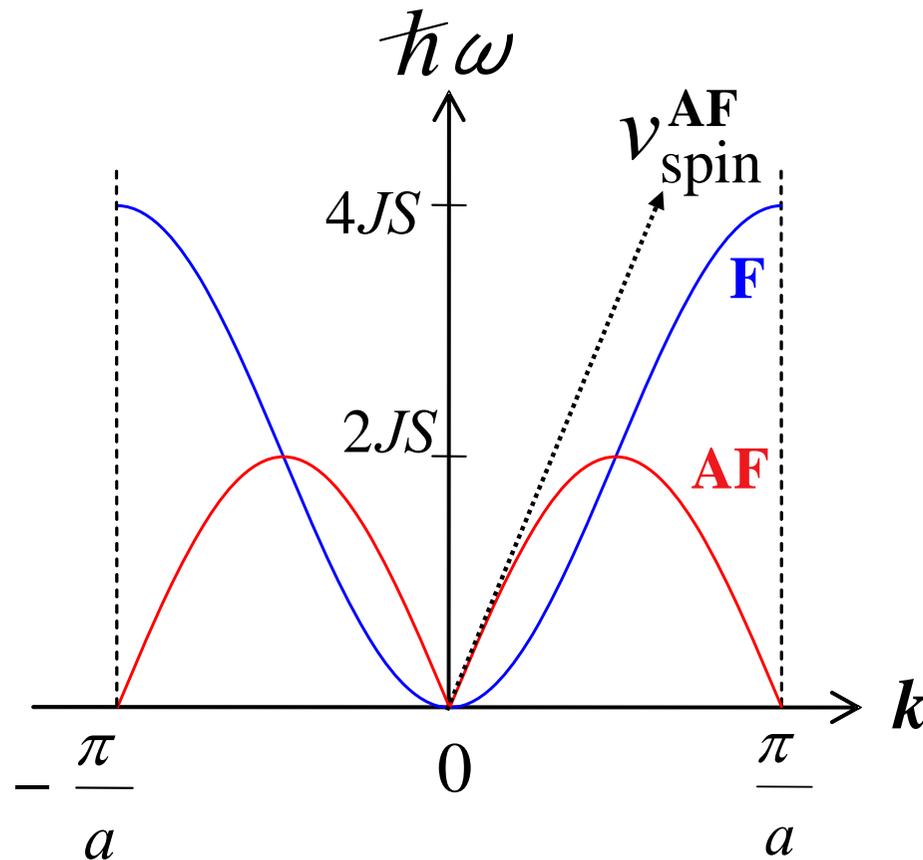
+

J : 大

[∞ バンド幅]

$\kappa_{\text{spin}} \longrightarrow$ 大

$$\kappa_{\text{spin}} = C_{\text{spin}} v_{\text{spin}} l_{\text{spin}}$$



$$v_{\text{spin}}^{\text{AF}} > v_{\text{spin}}^{\text{F}}$$

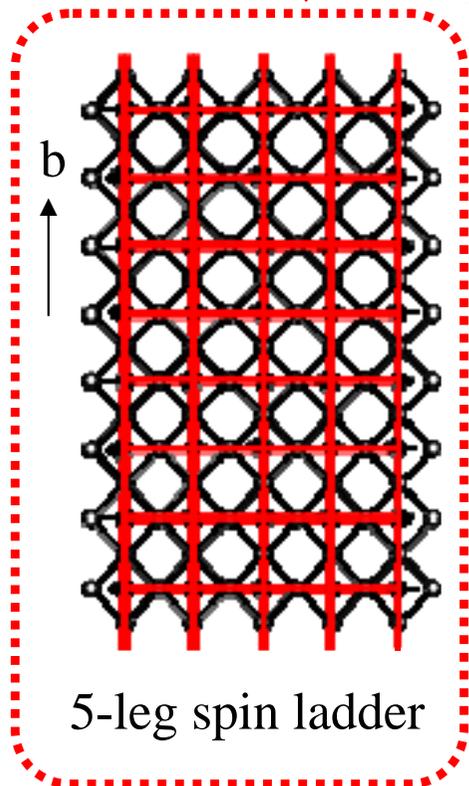
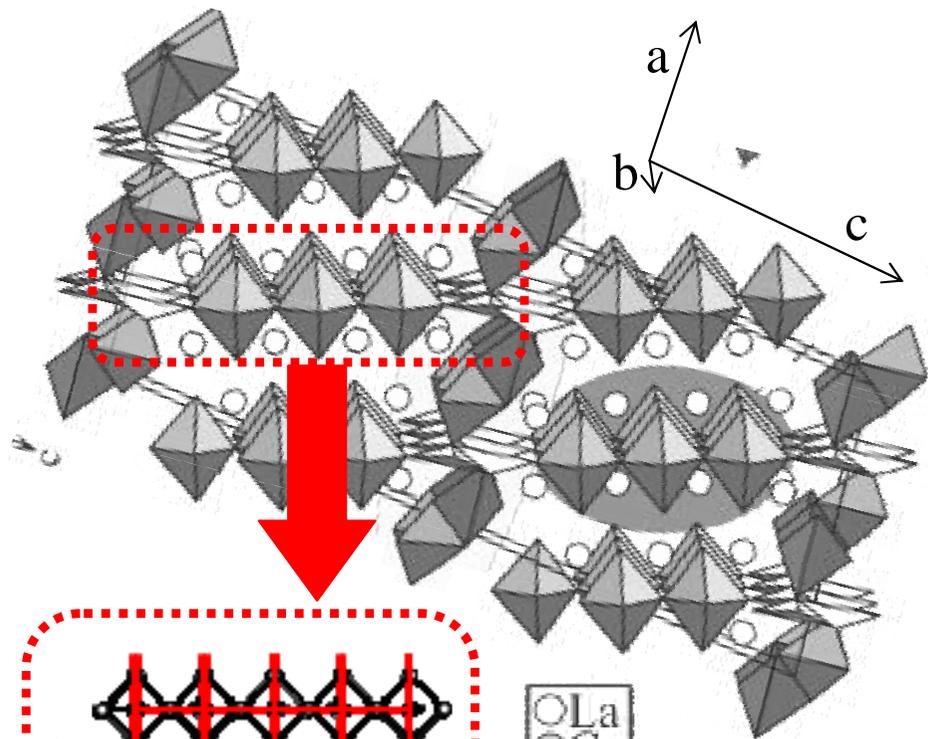
$$v_{\text{spin}} \propto J$$

cf. ダイヤモンド

原子間結合力 C : 大

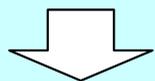
$$v_{\text{phonon}} \propto (C/M)^{1/2}$$

$\kappa_{\text{phonon}} \longrightarrow$ 大



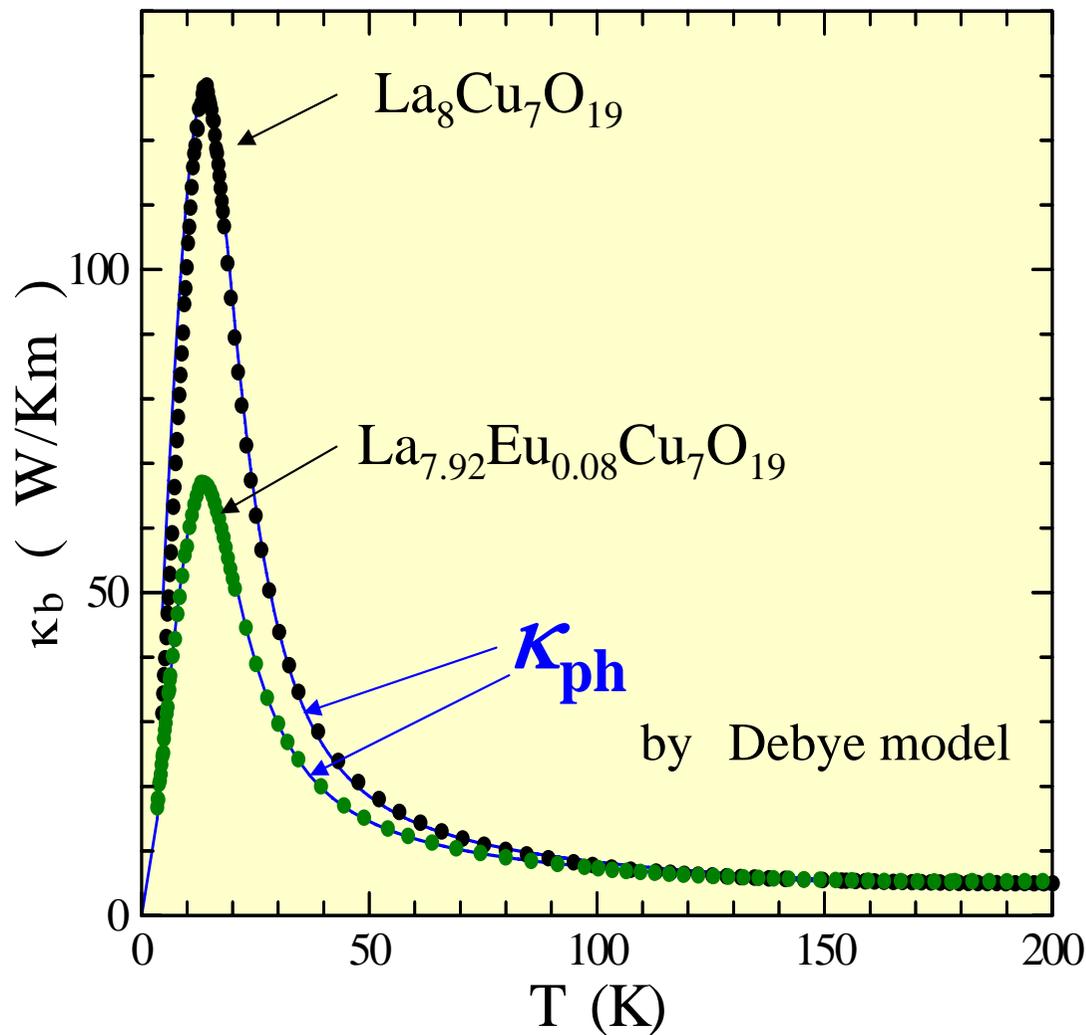
$T_N \sim 103\text{K}$

180°
Cu-O-Cu 結合

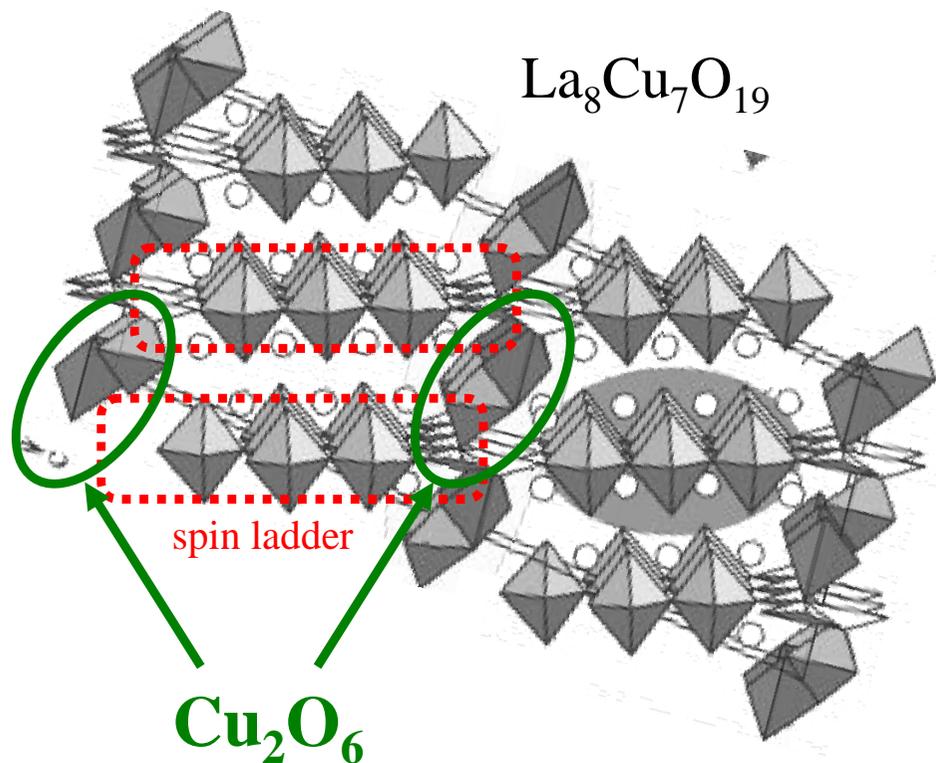


反強磁性相関
+
 $J \sim 1000\text{K}$

$$\kappa_b = \kappa_{\text{ph}} + \kappa_{\text{spin}}$$



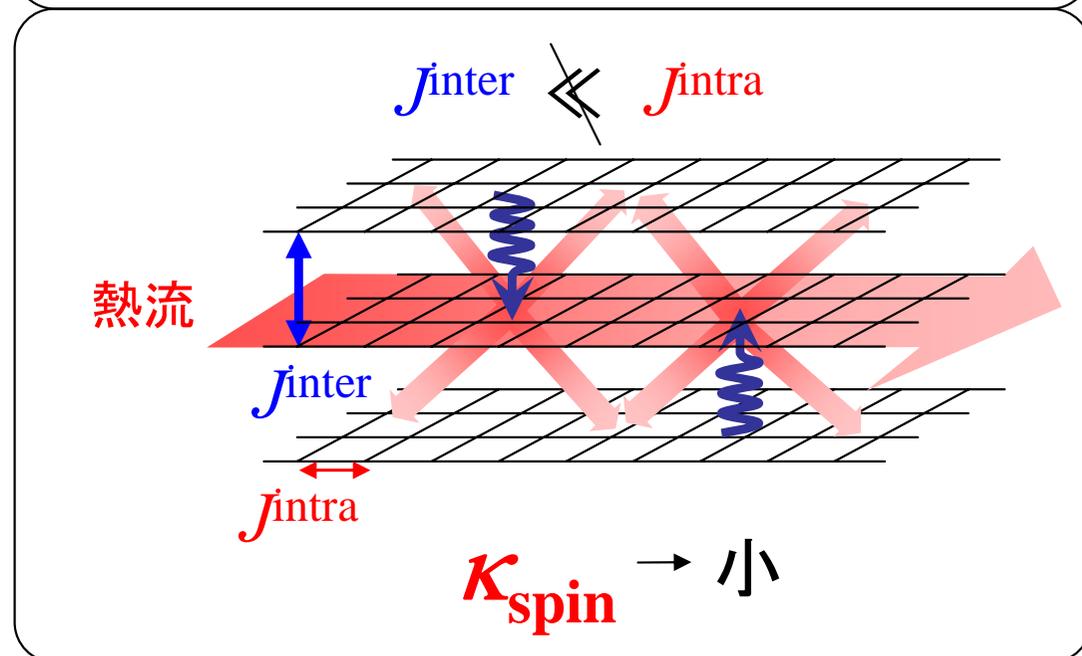
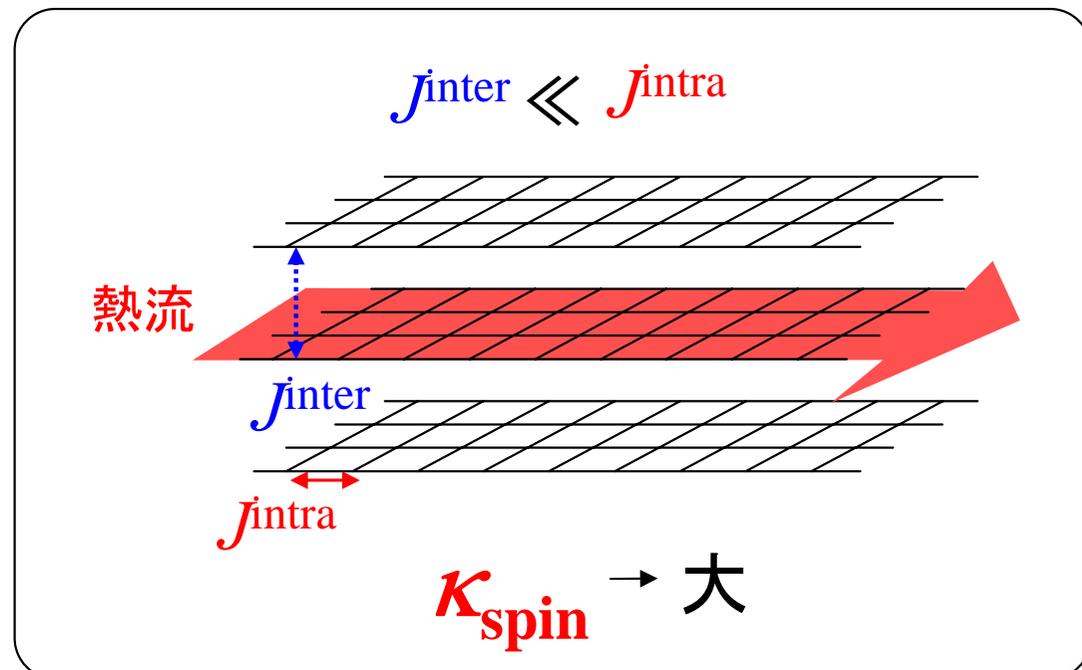
$\kappa_{\text{spin}} \sim 0$



$T_N \sim 103\text{K}$

梯子間に大きな交換相互作用 J^{inter}

ハミルトニアンを不可積分にしている



$J^{\text{inter}}/J^{\text{intra}}$ が大きい物質で $\kappa_{\text{spin}} \rightarrow$ 小

$$T_N = \sqrt[3]{J_x J_y J_z} \longrightarrow \begin{cases} \text{1D, 擬1D} & J^{\text{inter}} = \sqrt{T_N^3 / J^{\text{intra}}} \\ \text{2D} & J^{\text{inter}} = T_N^3 / (J^{\text{intra}})^2 \end{cases}$$

物質名	κ_{spin} の最大値 (mW/Kcm)	J (K)	スピン 相関	次元性	T_N (K)	$J^{\text{inter}}/J^{\text{intra}}$	
						計算値	実験値
$\text{La}_2\text{Cu}_2\text{O}_5$	~ 0	$\sim 1000^{\text{a}}$	AF	擬1次元	~ 137	~ 0.05	—
$\text{La}_8\text{Cu}_7\text{O}_{19}$	~ 0	$\sim 1000^{\text{a}}$	AF	擬1次元	~ 103	~ 0.03	—
ギャップレス系							
SrCuO_2	$\sim 1000^{\text{b}}$	$\sim 2000^{\text{c}}$	AF	1次元	$\lesssim 5^{\text{d}}$	$\lesssim 10^{-4}$	—
Sr_2CuO_3	$\sim 1000^{\text{e}}$	$\sim 2000^{\text{c}}$	AF	1次元	$\lesssim 5^{\text{f}}$	$\lesssim 10^{-4}$	$\lesssim 10^{-5}^{\text{c}}$
$\text{BaCu}_2\text{Si}_2\text{O}_7$	$\sim 250^{\text{g}}$	$\sim 280^{\text{h}}$	AF	1次元	$\sim 9^{\text{h}}$	$\sim 6 \times 10^{-3}$	$\sim 0.01^{\text{h}}$
La_2CuO_4	$\sim 100^{\text{i}}$	$\sim 1500^{\text{j}}$	AF	2次元	$\sim 320^{\text{k}}$	~ 0.01	$\lesssim 10^{-5}^{\text{l}}$
$\text{Cu}_3\text{B}_2\text{O}_6$	$\lesssim 90^{\text{m}}$	$\sim 90^{\text{n}}$	AF	2次元	$\sim 10^{\text{n}}$	$\sim 10^{-3}$	—
LiCuVO_4	$\sim 1^{\text{o}}$	$\sim 20^{\text{p}}$	AF	1次元	$\lesssim 2.3^{\text{p}}$	$\lesssim 0.04$	—
$\text{Ca}_2\text{Y}_2\text{Cu}_5\text{O}_{10}$	$\sim 0^{\text{q}}$	$\sim 80^{\text{r}}$	F	1次元	$\sim 30^{\text{s}}$	~ 0.2	$\lesssim 0.2^{\text{r}}$
スピンギャップ系							
$\text{Sr}_{14}\text{Cu}_{24}\text{O}_{41}$	$\sim 600^{\text{t}}$	$\sim 1500^{\text{u}}$	AF	擬1次元	—	~ 0	—

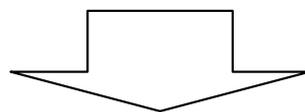
スピンによる熱伝導 κ_{spin} が大きくなる条件

低次元

+

反強磁性相関

+

 J : 大[\propto バンド幅] $\kappa_{\text{spin}} \longrightarrow$ 大

- ・量子ゆらぎが大きい
- ・スピン間の結合が堅い(強い)

高熱伝導材料として期待

- (1) 熱伝導の一般論
- (2) スピンによる熱伝導 κ_{spin} の観測例
- (3) κ_{spin} が大きくなる条件
- (4) スピンによる熱伝導の弾道性の検証
- (5) まとめ

$$K_{\text{spin}} = C v l$$

比熱 速度 平均自由行程

ハミルトニアンをフーリエ変換すると
モードが独立(スピン-スピン散乱なし)

$S = 1/2$ かつ 1次元 かつ ハミルトニアンが可積分

→ K_{spin} が弾道的(バリスティック)

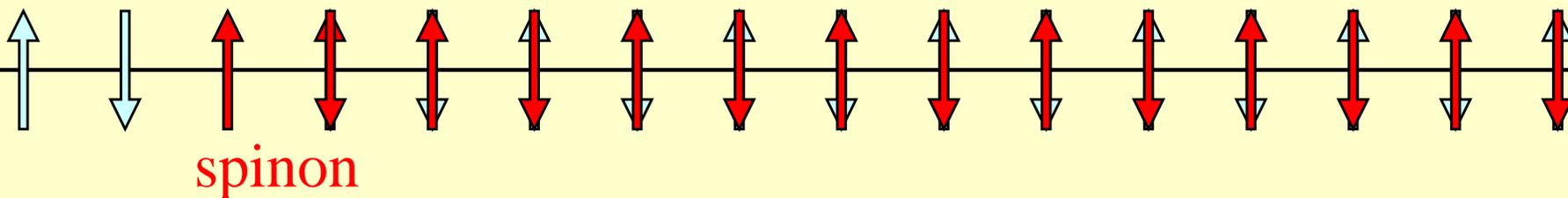
$$l_{\text{spin}} = \infty$$

K. Saito *et al.*: Phys. Rev. E **54** (1996) 2404.

S. Fujimoto and N. Kawakami: J. Phys. A **31** (1998) 465.

X. Zotos: Phys. Rev. Lett. **82** (1999) 1764.

$S = 1/2$ 1次元反強磁性ハイゼンベルグ鎖



$S > 1/2$ または 2, 3次元 または 不可積分系

→ $l_{\text{spin}} \sim$ 最隣接スピン間隔

D. L. Huber and J. S. Semura: Phys. Rev. **182** (1969) 602.

D. L. Huber *et al.*: Phys. Rev. **186** (1969) 534.

D. A. Krueger: Phys. Rev. B **3** (1971) 2348.

弾道的なスピンによる熱伝導

S=1/2 Heisenberg模型 (XXZ鎖)

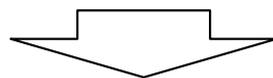
$$\mathcal{H} = J \sum_{j=1}^L (S_j^x S_{j+1}^x + S_j^y S_{j+1}^y + \Delta S_j^z S_{j+1}^z)$$

$$\mathcal{J}_E = \kappa \nabla(-T)$$

熱流 熱伝導率

久保公式

$$\kappa = \frac{1}{T} \int_0^\infty dt e^{-i(\omega - i\epsilon)t} \int_0^\beta d\lambda \langle \mathcal{J}_E(-t - i\lambda) \mathcal{J}_E \rangle$$



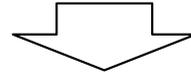
熱流は保存量になる
(可解模型が有する性質)

時間変化しない

弾道的なスピンによる熱伝導

$$\kappa = \frac{1}{T} \int_0^\infty dt e^{-i(\omega - i\epsilon)t} \int_0^\beta d\lambda \langle \mathcal{J}_E(-t - i\lambda) \mathcal{J}_E \rangle$$

時間変化しない



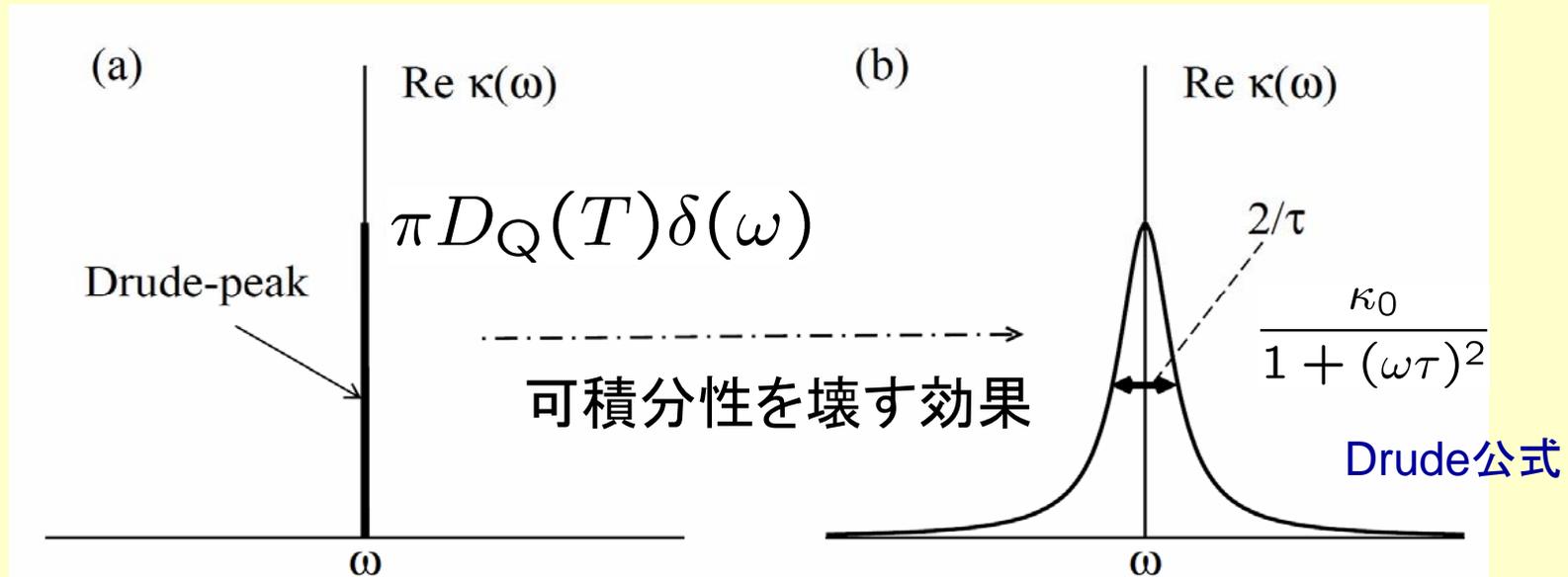
$$\text{Re} \kappa(\omega) = \pi \beta^2 \langle \mathcal{J}_E^2 \rangle \delta(\omega) = \pi D_Q(T) \delta(\omega)$$

弾道的な熱伝導
熱的Drude weight

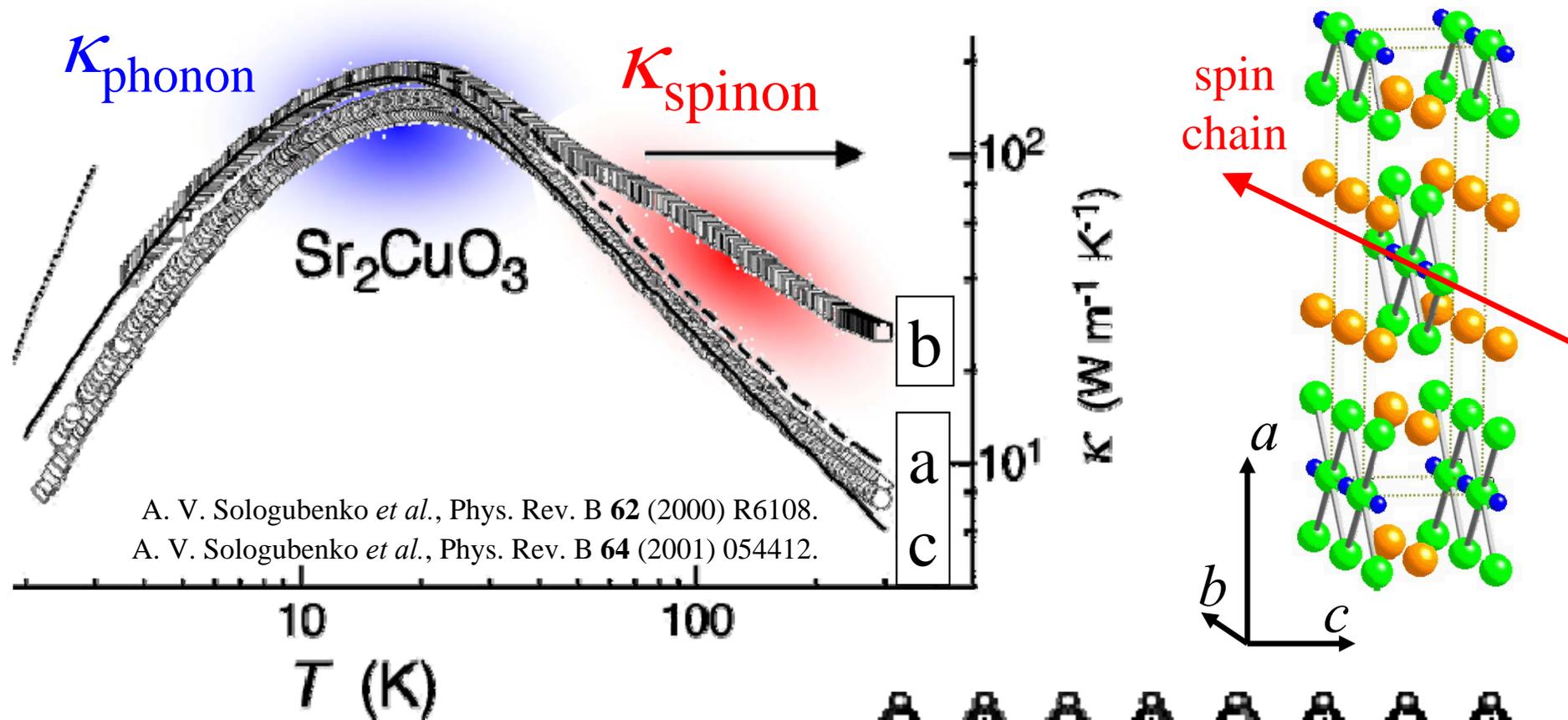
現実の系

(大きいけど) 熱伝導率は有限

不純物・フォノンとの散乱等 \Rightarrow 可積分性は壊れている



理想的な S=1/2 反強磁性ハイゼンベルグ鎖を持つ物質



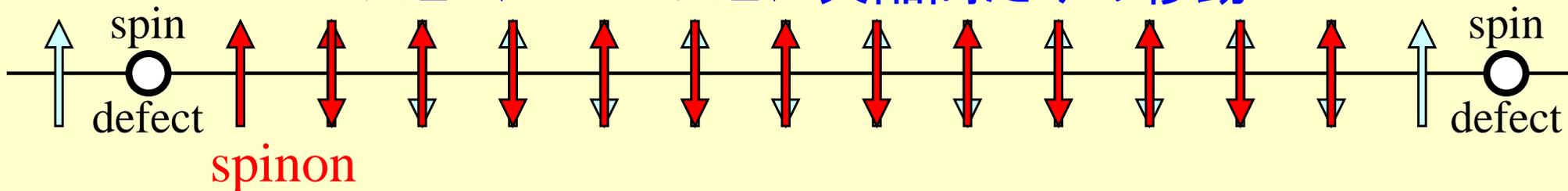
A. V. Sologubenko *et al.*, Phys. Rev. B **62** (2000) R6108.
 A. V. Sologubenko *et al.*, Phys. Rev. B **64** (2001) 054412.

$$\kappa_a, \kappa_c = \kappa_{\text{phonon}}$$

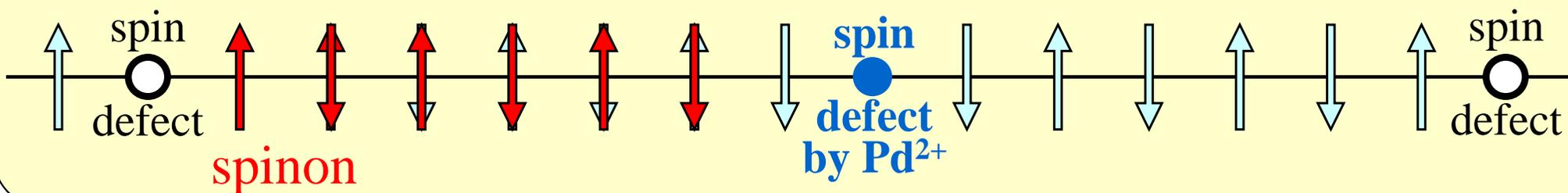
$$\kappa_b = \kappa_{\text{phonon}} + \kappa_{\text{spinon}}$$

検証 → 「スピノンによる熱伝導が弾道的であるか？」

スピノン → スピン欠陥間だけの移動



スピンの鎖の長さを制御



非磁性不純物 Pd ドープ Sr_2CuO_3

熱伝導率

帯磁率

スピノンの平均自由行程

比較

スピン欠陥間の平均距離

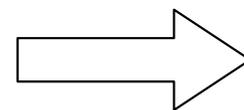
実験

試料

TSFZ法により作製

$\text{Sr}_2\text{Cu}_{1-x}\text{Pd}_x\text{O}_3$ 単結晶

($x = 0, 0.004, 0.010$)



ICPによる
組成分析

x	Sr	Cu	Pd
0	2.02	0.98	
0.004	1.993	1.003	0.0039
0.010	2.019	0.9972	0.0097



10 mm

熱伝導率

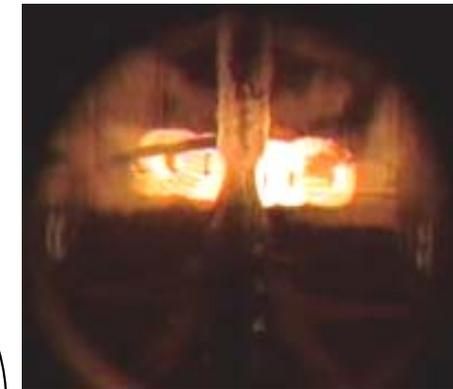
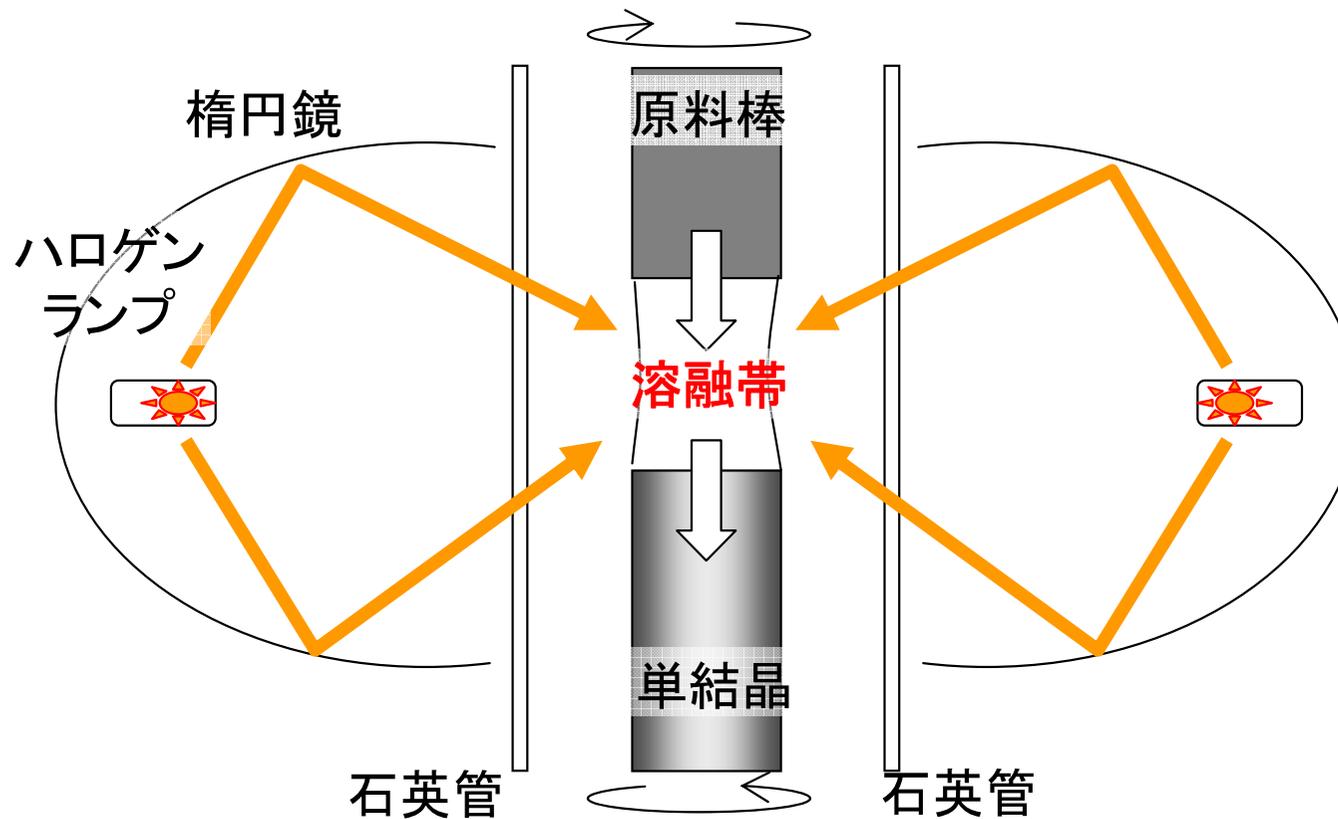
定常熱流法

帯磁率

SQUID(Quantum Design, MPMS-XL5)

磁場 1 T

TSFZ法 (Traveling-Solvent Floating-Zone method)



Y_2BaNiO_5



$\text{La}_8\text{Cu}_7\text{O}_{19}$

熱伝導率測定には、大きな単結晶が必要

定常熱流法

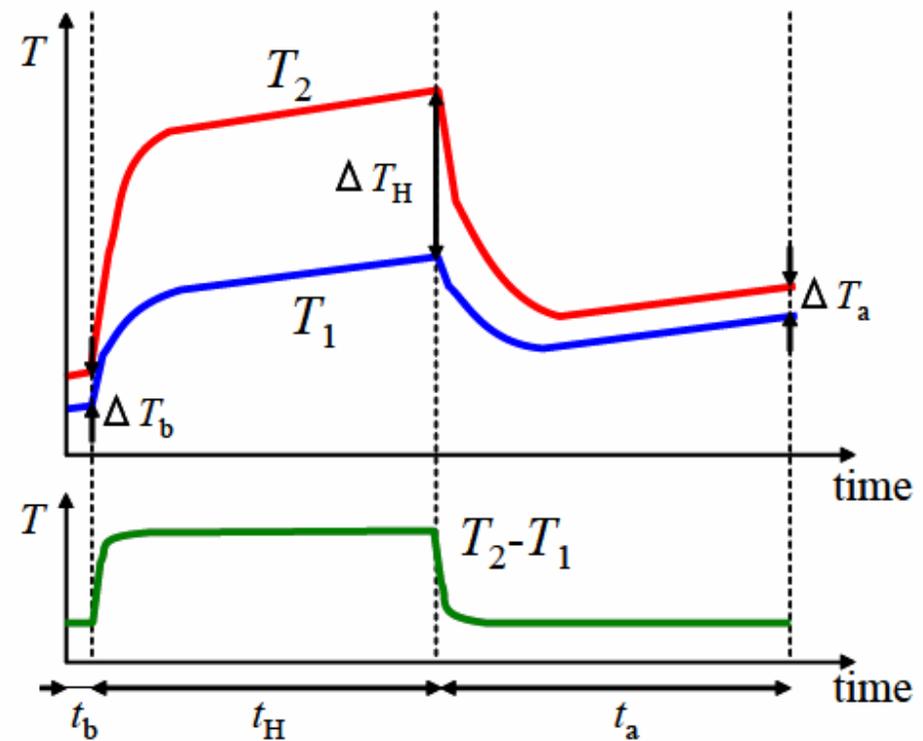
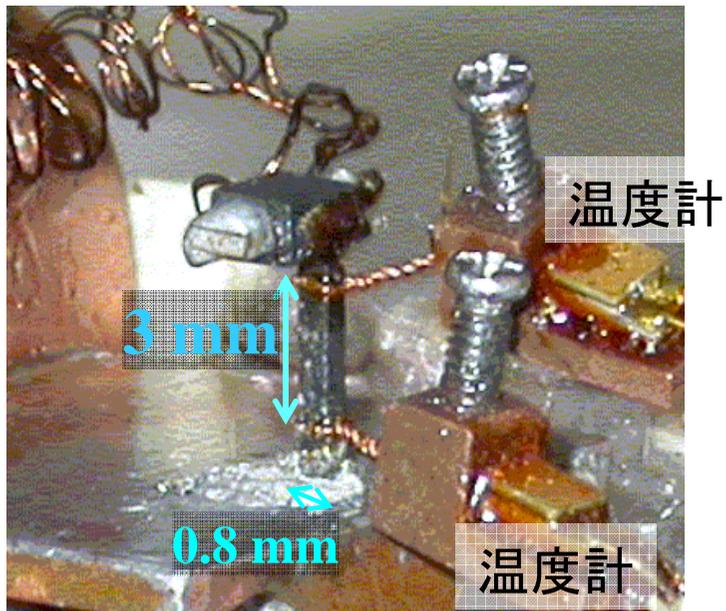
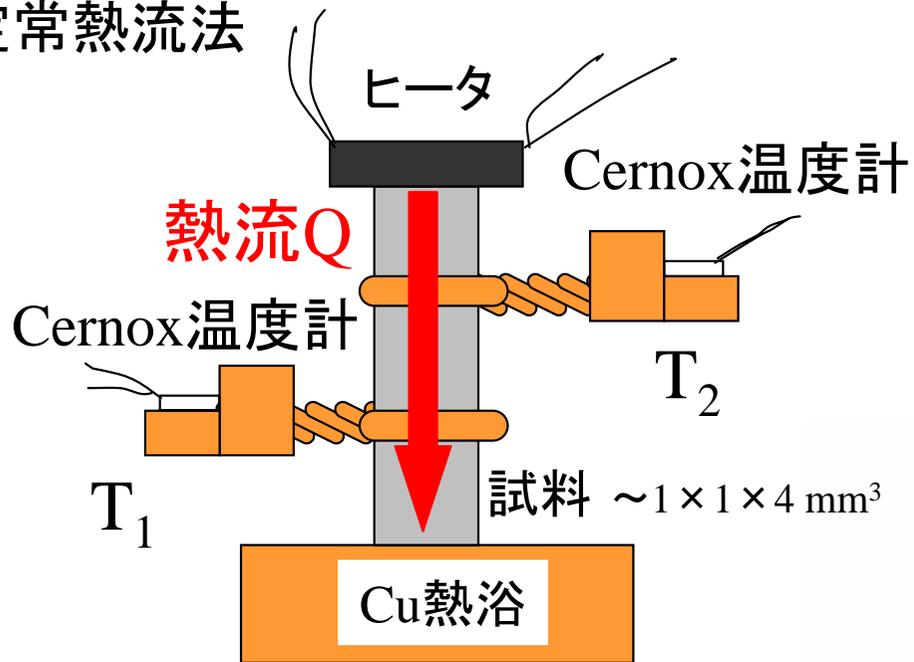


図 2.6. 温度差測定の様式図. 上の図が実際測定される温度の時間依存性. 下の図は, 温度差の時間依存性.

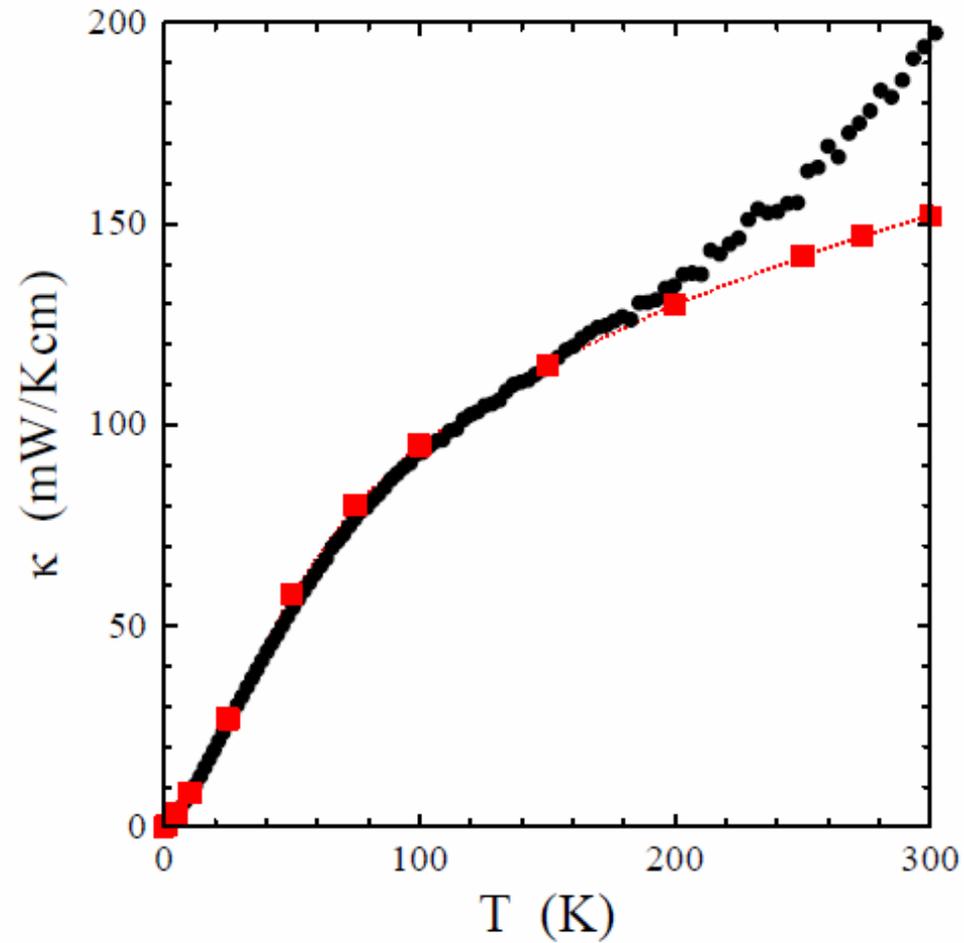
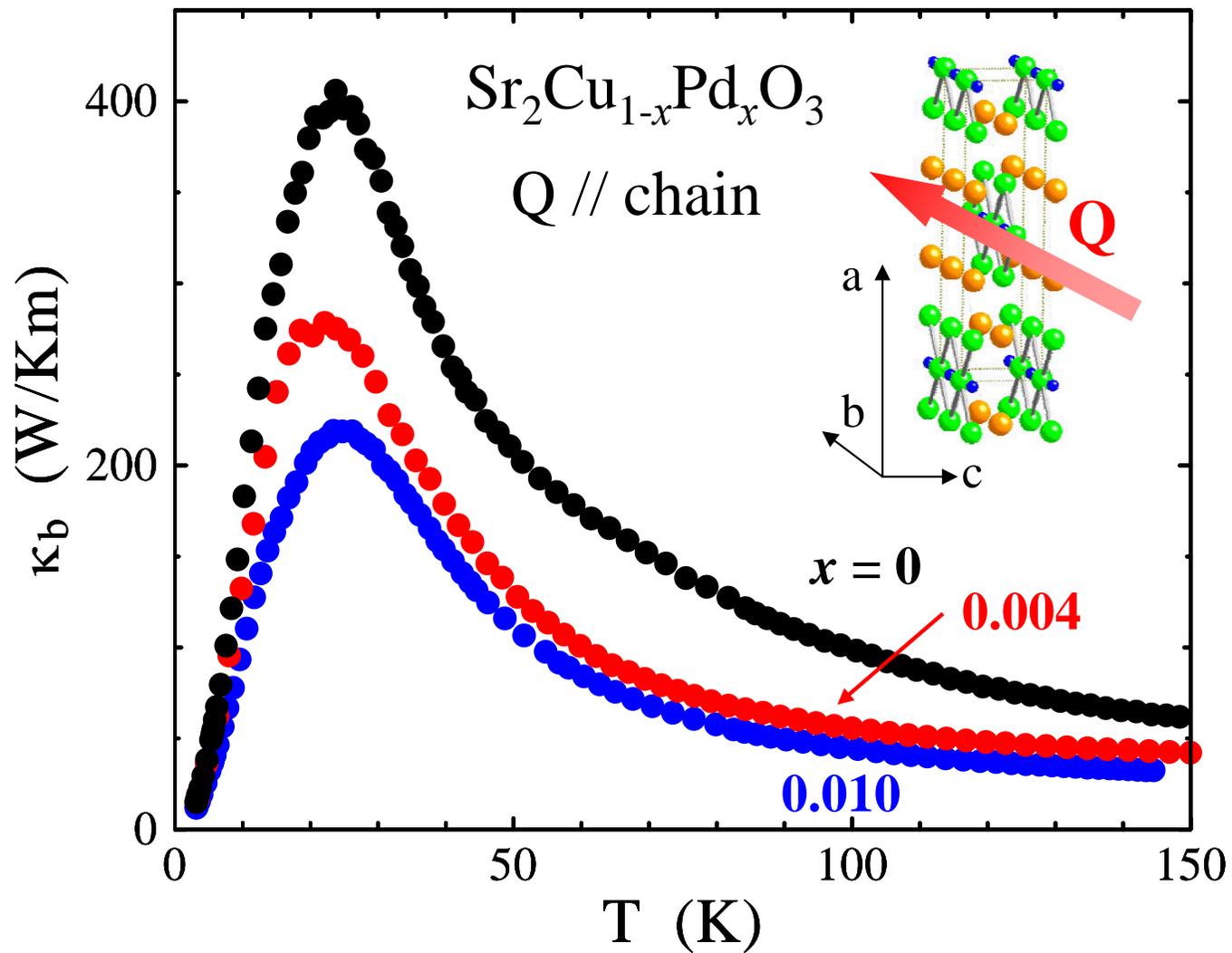
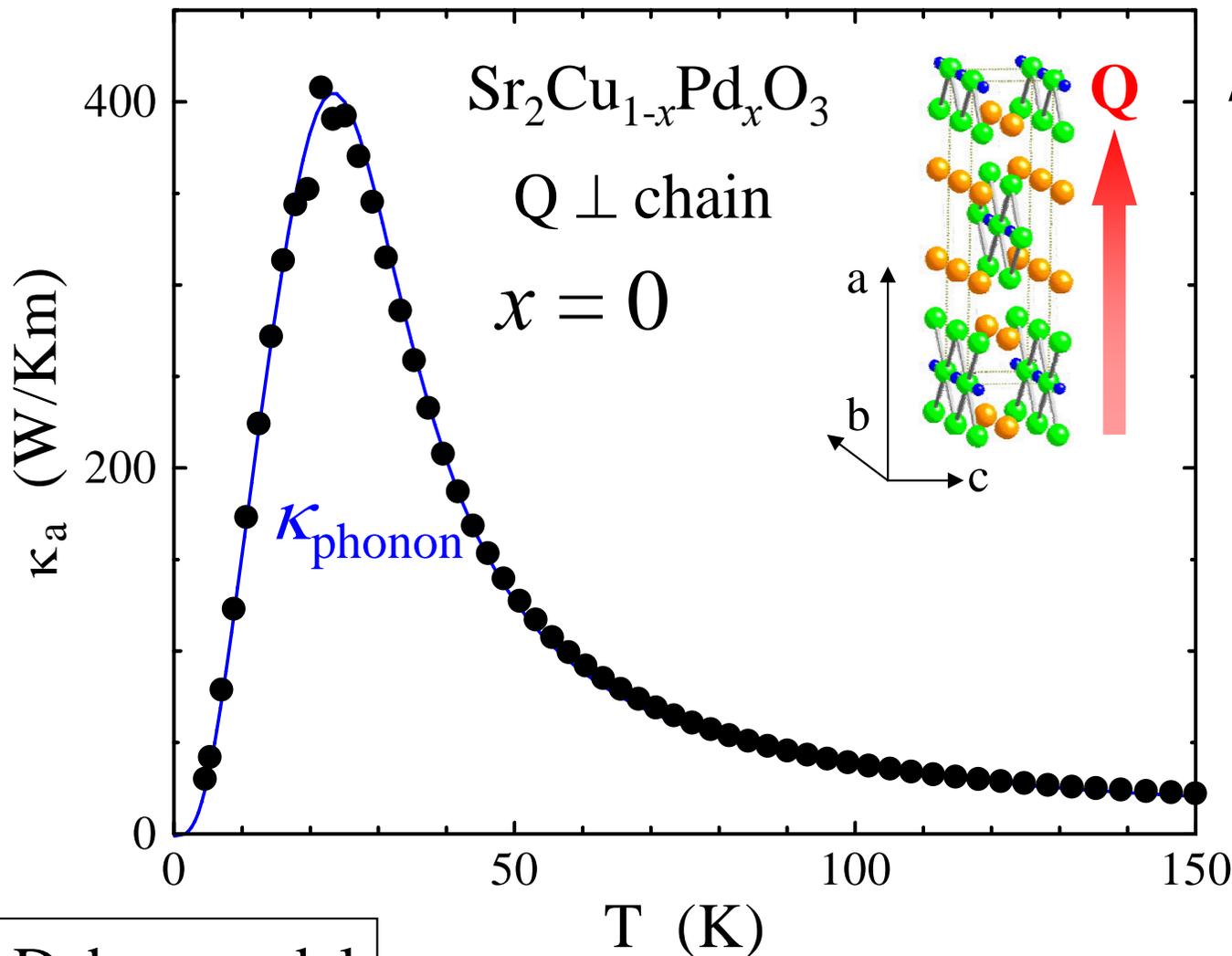


図 2.8. 標準試料オーステナイト系ステンレス鋼 SUS304 の測定結果. ■ は推奨値, ● はその測定結果.



$$\kappa_b = \kappa_{\text{phonon}} + \kappa_{\text{spinon}}$$



$$\kappa_a = \kappa_{\text{phonon}}$$

fitting parameters

L_b (m)	0.0006
A (s^3)	1.38E-44
B (s/K)	2.7E-18
b	3.49

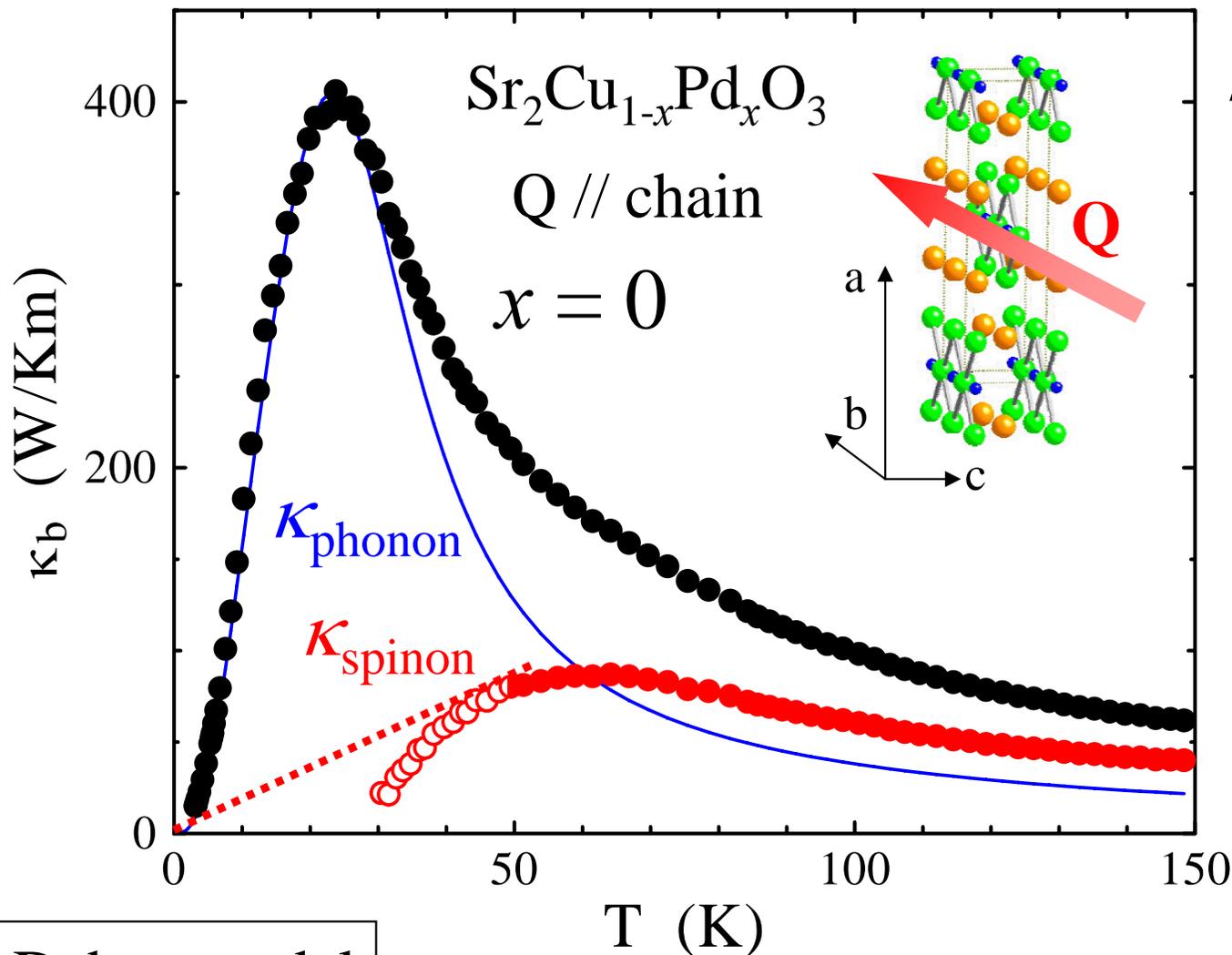
Debye model

$$\kappa_{\text{phonon}} = \frac{k_B}{2\pi^2 v_{\text{phonon}}} \left(\frac{k_B T}{\hbar} \right)^3 \int_0^{\Theta_D/T} \frac{x^4 e^x}{(e^x - 1)^2} \tau_{\text{phonon}} dx$$

$$\tau_{\text{phonon}}^{-1} = \frac{v_{\text{phonon}}}{L_b} + A\omega^4 + B\omega^2 T \exp\left(-\frac{\Theta_D}{bT}\right)$$

←
↓
↓

Boundaries Point defects Umklapp process



$$\kappa_b = \kappa_{\text{phonon}} + \kappa_{\text{spinon}}$$

低温での κ_{spinon}
 \Rightarrow 小さく見積もる

fitting parameters

L_b (m)	0.0006
A (s^3)	1.38E-44
B (s/K)	2.7E-18
b	3.49

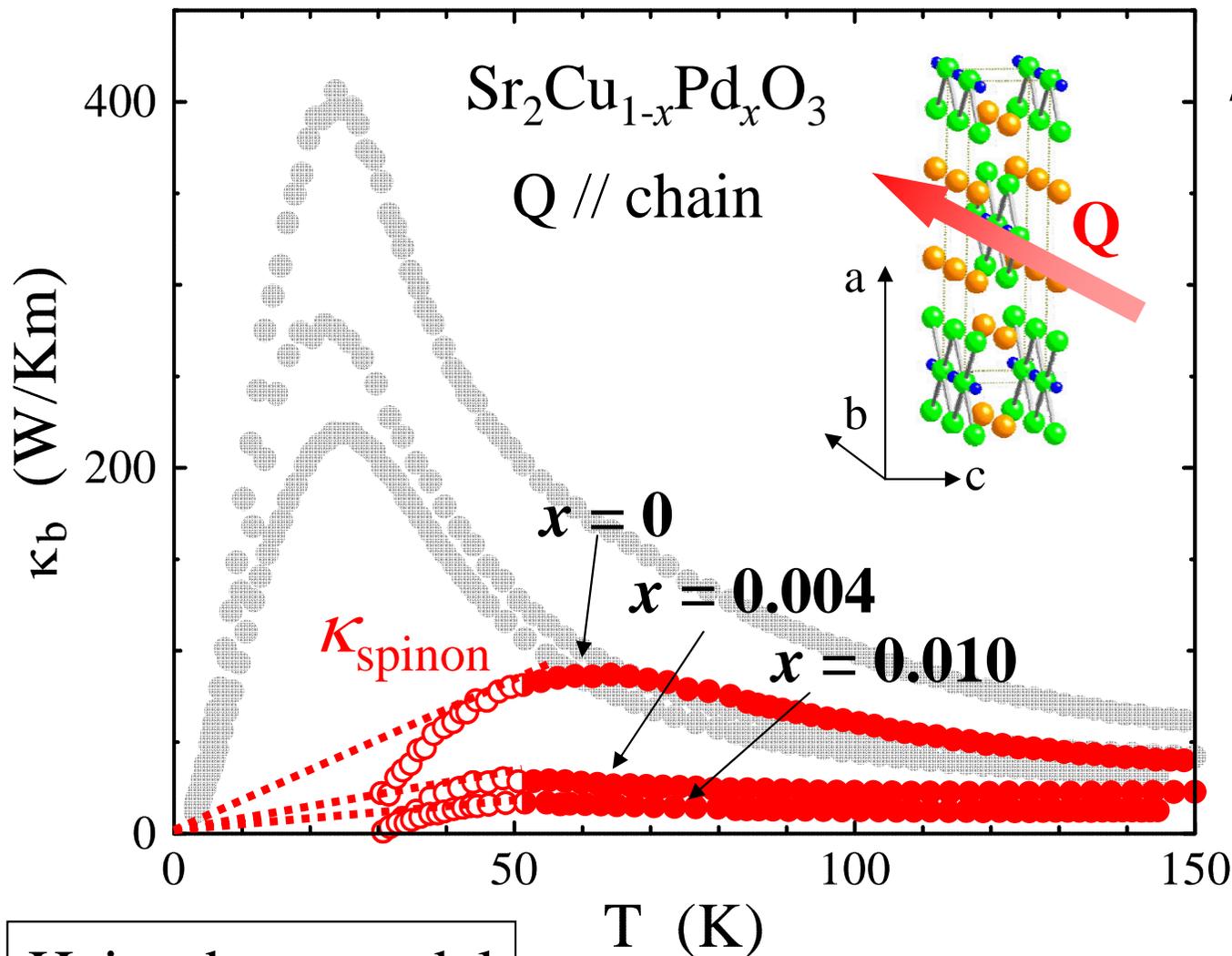
Debye model

$$\kappa_{\text{phonon}} = \frac{k_B}{2\pi^2 v_{\text{phonon}}} \left(\frac{k_B T}{\hbar} \right)^3 \int_0^{\Theta_D/T} \frac{x^4 e^x}{(e^x - 1)^2} \tau_{\text{phonon}} dx$$

$$\tau_{\text{phonon}}^{-1} = \frac{v_{\text{phonon}}}{L_b} + A\omega^4 + B\omega^2 T \exp\left(-\frac{\Theta_D}{bT}\right)$$

←
↓
↓

Boundaries Point defects Umklapp process



$$\kappa_b = \kappa_{\text{phonon}} + \kappa_{\text{spinon}}$$

$x = 0.004$

L_b (m)	0.000895
A (s^3)	3.96E-44
B (s/K)	2.7E-18
b	3.49

$x = 0.010$

L_b (m)	0.00059
A (s^3)	4.57E-44
B (s/K)	2.7E-18
b	3.49

Heisenberg model

$$\kappa_{\text{spinon}} = C_{\text{spinon}} v_{\text{spinon}} l_{\text{spinon}} = \frac{\pi N a k_B^2 T}{3\hbar} l_{\text{spinon}}$$

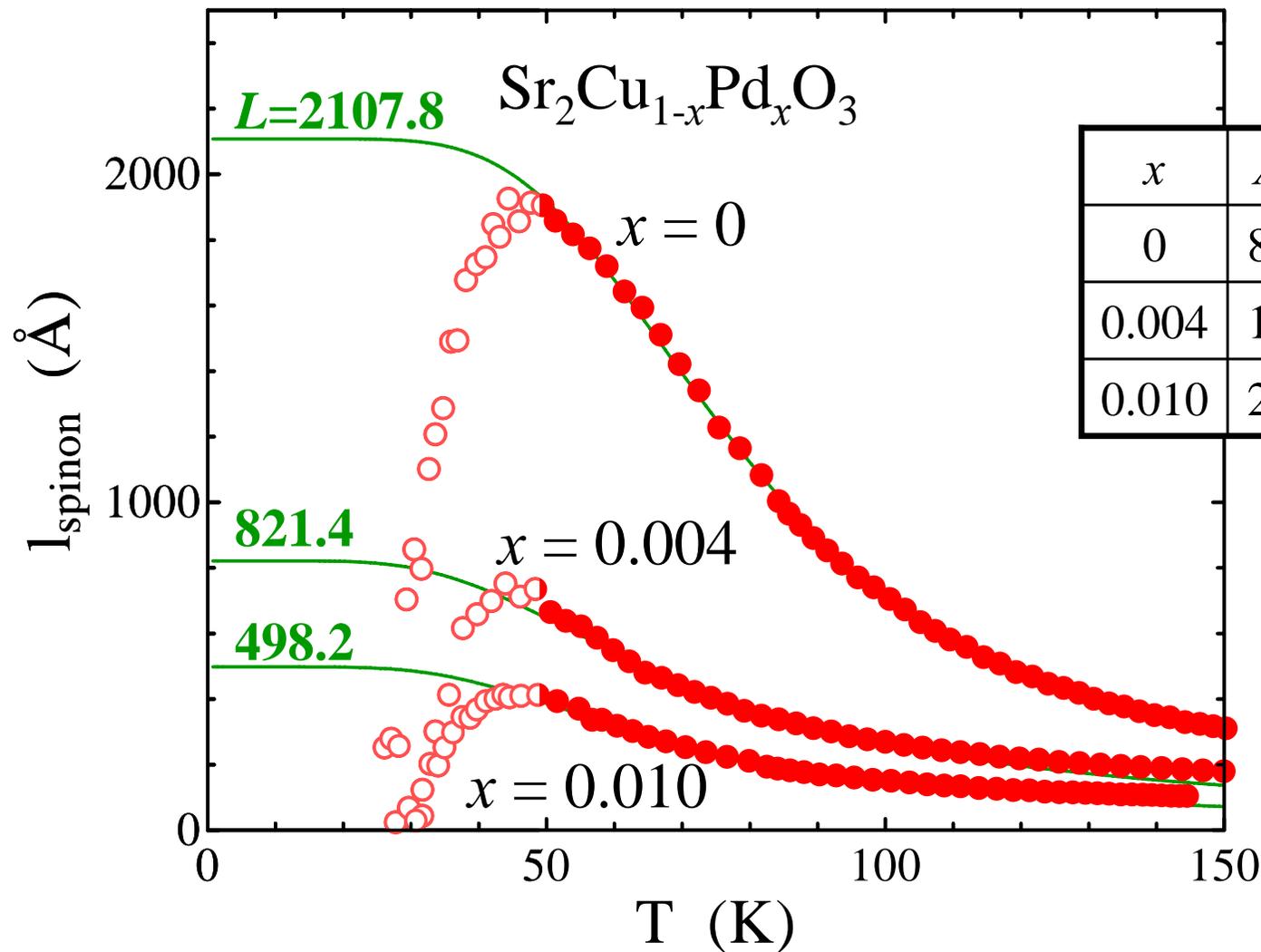
$$C_{\text{spinon}} = \frac{2Nk_B^2 T}{3J}$$

$$v_{\text{spinon}} = \frac{\pi J a}{2\hbar}$$

N: number of spins
a: distance between spins
J: exchange interaction

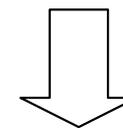
M. Takahashi, Prog. Theor. Phys. **50** (1973) 1519.

F. D. Haldane, Phys. Rev. Lett. **66** (1991) 1529. W. McRae *et al.*, Phys. Rev. B **58** (1998) 62. J. des Cloizeaux *et al.*, Phys. Rev. **128** (1962) 2131.



fitting parameters

x	A (s/K)	T^* (K)	L (Å)
0	8.89E-5	226.8	2107.8
0.004	10.1E-5	136.3	821.4
0.010	20.9E-5	144.8	498.2



低温における
 l_{spinon} の最大値

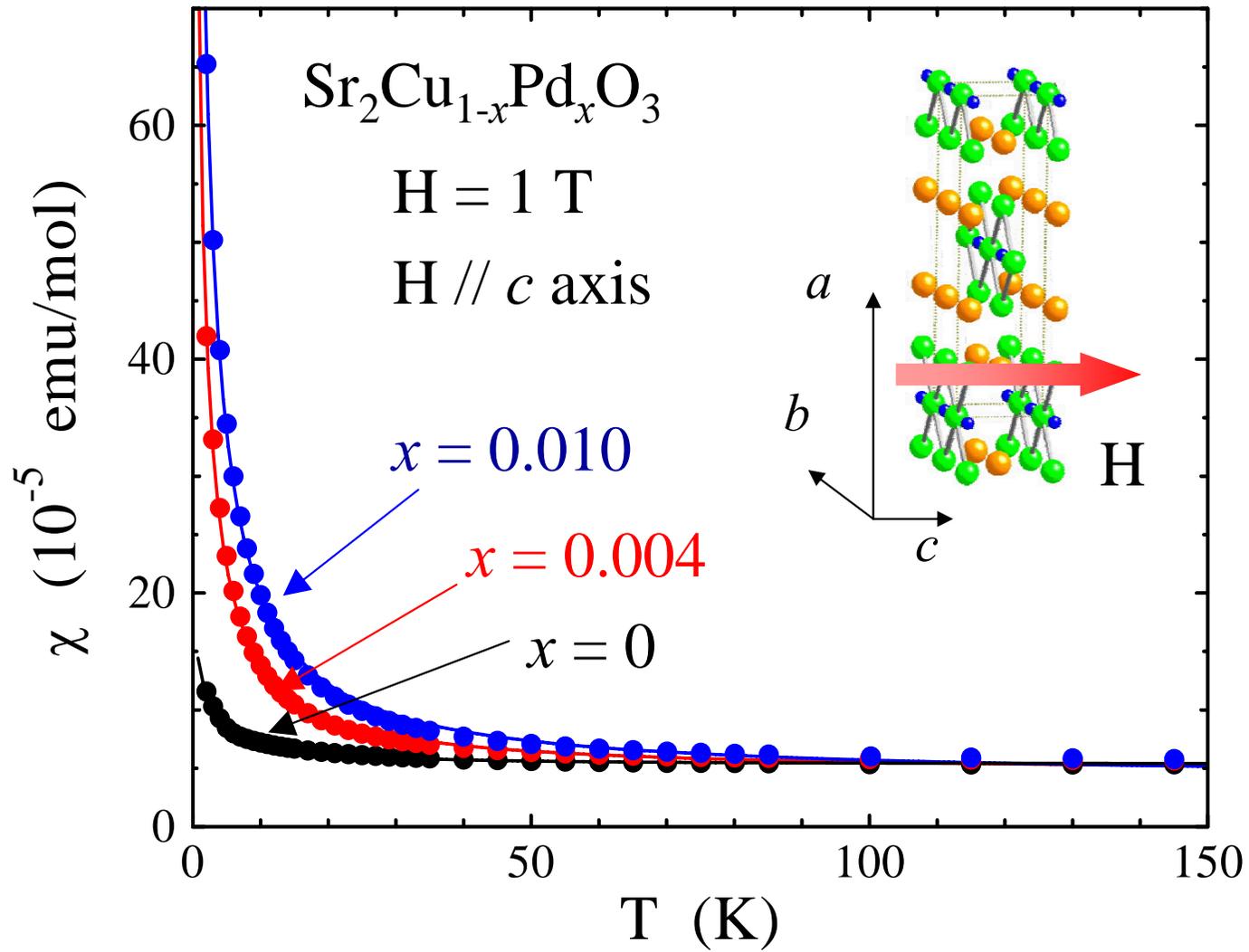
$$l_{\text{spinon}}^{-1} = AT \exp(-T^*/T) + L^{-1}$$

Scattering in Umklapp process

Temperature independent scattering
by spin defects etc.

A. V. Sologubenko *et al.*, Phys. Rev. B **62** (2000) R6108.

A. V. Sologubenko *et al.*, Phys. Rev. B **64** (2001) 054412.

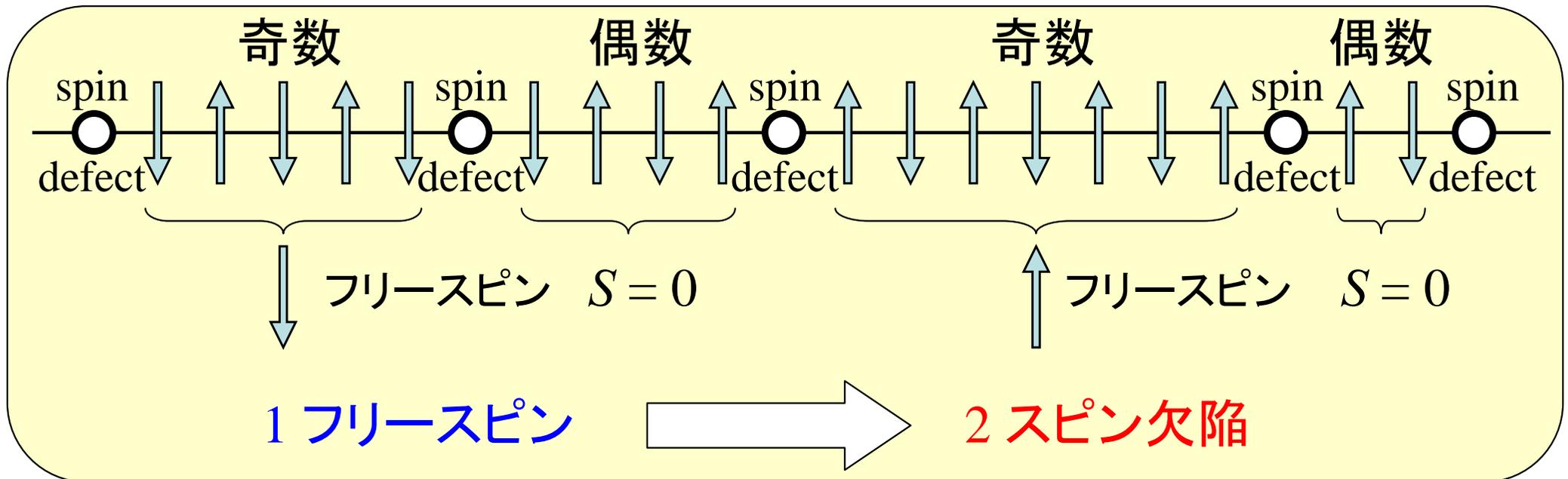


$$\chi(T) = \underbrace{\chi_{\text{Curie}}(T)}_{\text{フリースピン}} + \underbrace{\chi_{\text{spin}}(T)}_{\text{スピン鎖}} + \underbrace{\chi_0}_{\left\{ \begin{array}{l} \text{van Vleck} \\ \text{Ion core} \end{array} \right.}}$$

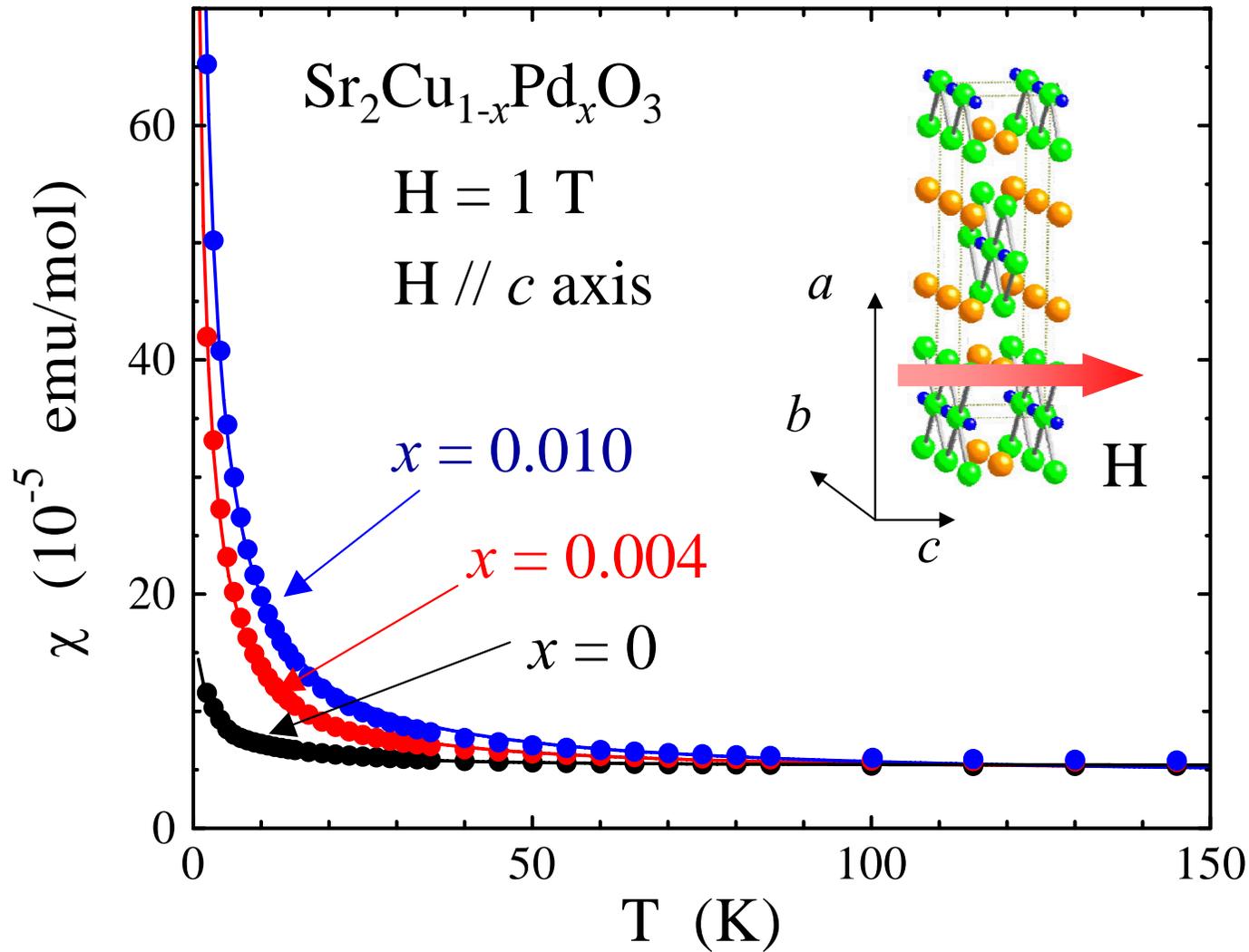
$$\chi_{\text{Curie}}(T) = \frac{C}{T - \theta} \quad \rightarrow \quad \chi_{\text{spin}}(T) = \frac{1}{J\pi^2} \left(1 + \frac{1}{2\ln(T_0/T)} \right)$$

S. Eggert *et al.*, Phys. Rev. Lett. **73** (1994) 332.

1 Cuあたりのフリースピン数 x_{Curie}

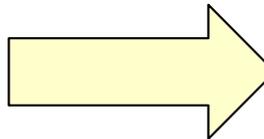


S. Eggert *et al.*, Phys. Rev. Lett. **89** (2002) 047202.
 K. M. Kojima *et al.*, Phys. Rev. B **70** (2004) 094402.

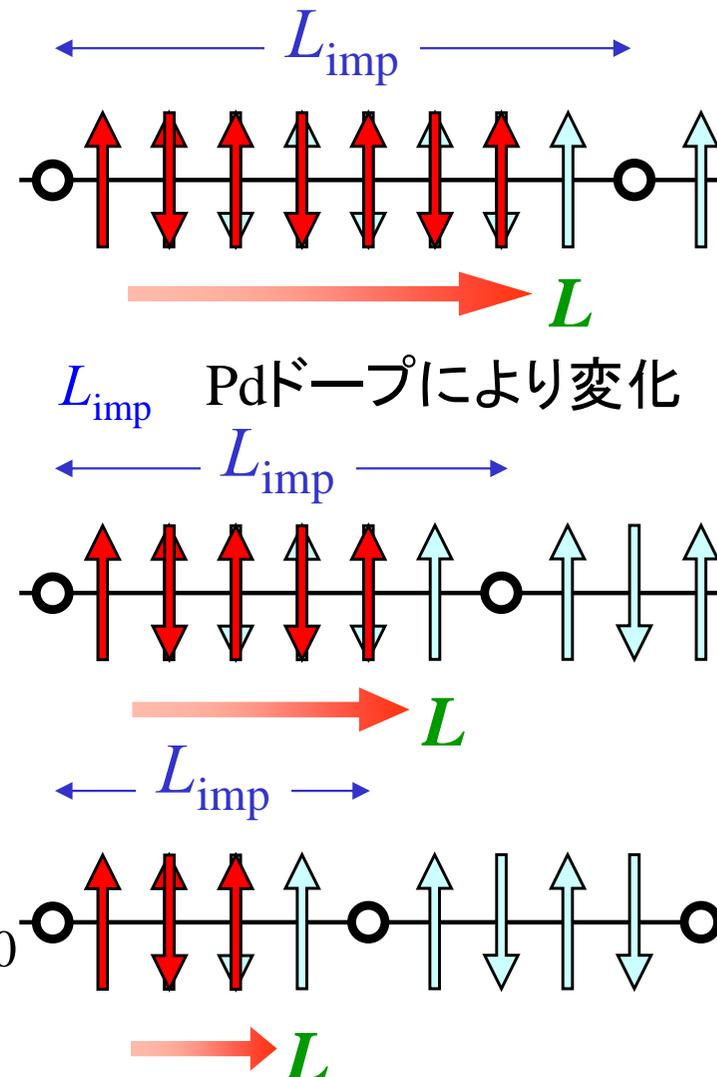
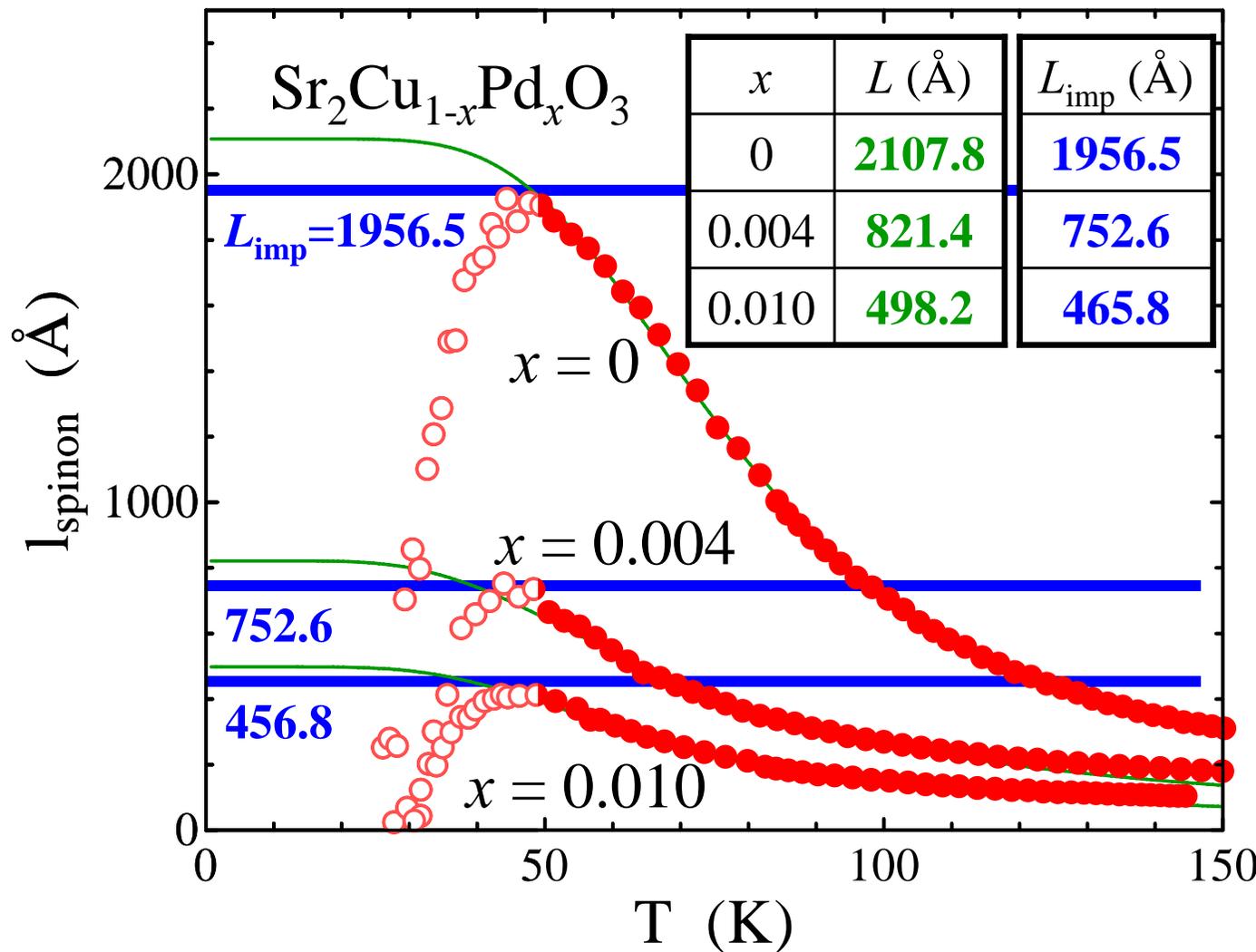


x	x_{Curie}
0	0.0010
0.004	0.0026
0.010	0.0042

$$L_{\text{imp}} = \frac{a}{2x_{\text{Curie}}}$$



L_{imp} (\AA)
1956.5
752.6
465.8



⇒ 低温で、スピノンはスピン欠陥だけに散乱

スピノンによる熱伝導が弾道的

スピノンによる弾道的熱伝導の検証

$\text{Sr}_2\text{Cu}_{1-x}\text{Pd}_x\text{O}_3$ ($x = 0, 0.004, 0.010$) 単結晶

熱伝導率

帯磁率

スピノンの
平均自由行程

↓

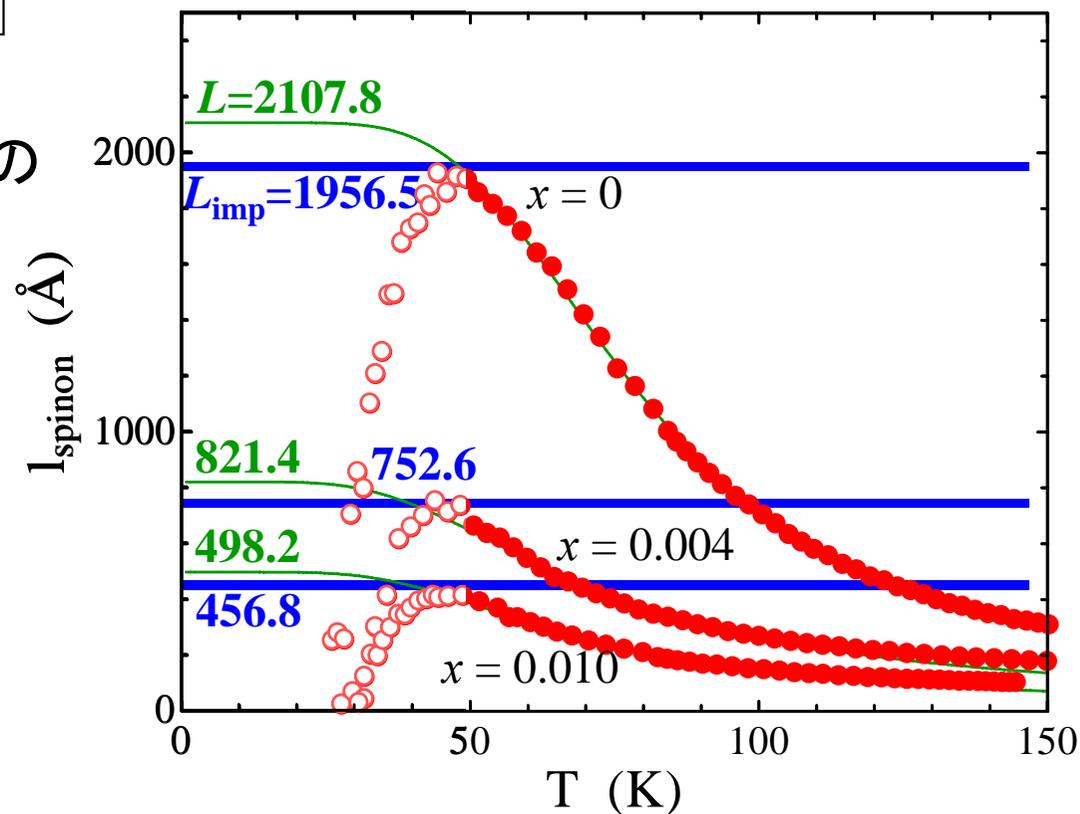
スピン欠陥間の
平均距離

↓

x	L (Å)
0	2107.8
0.004	821.4
0.010	498.2

L_{imp} (Å)
1956.5
752.6
465.8

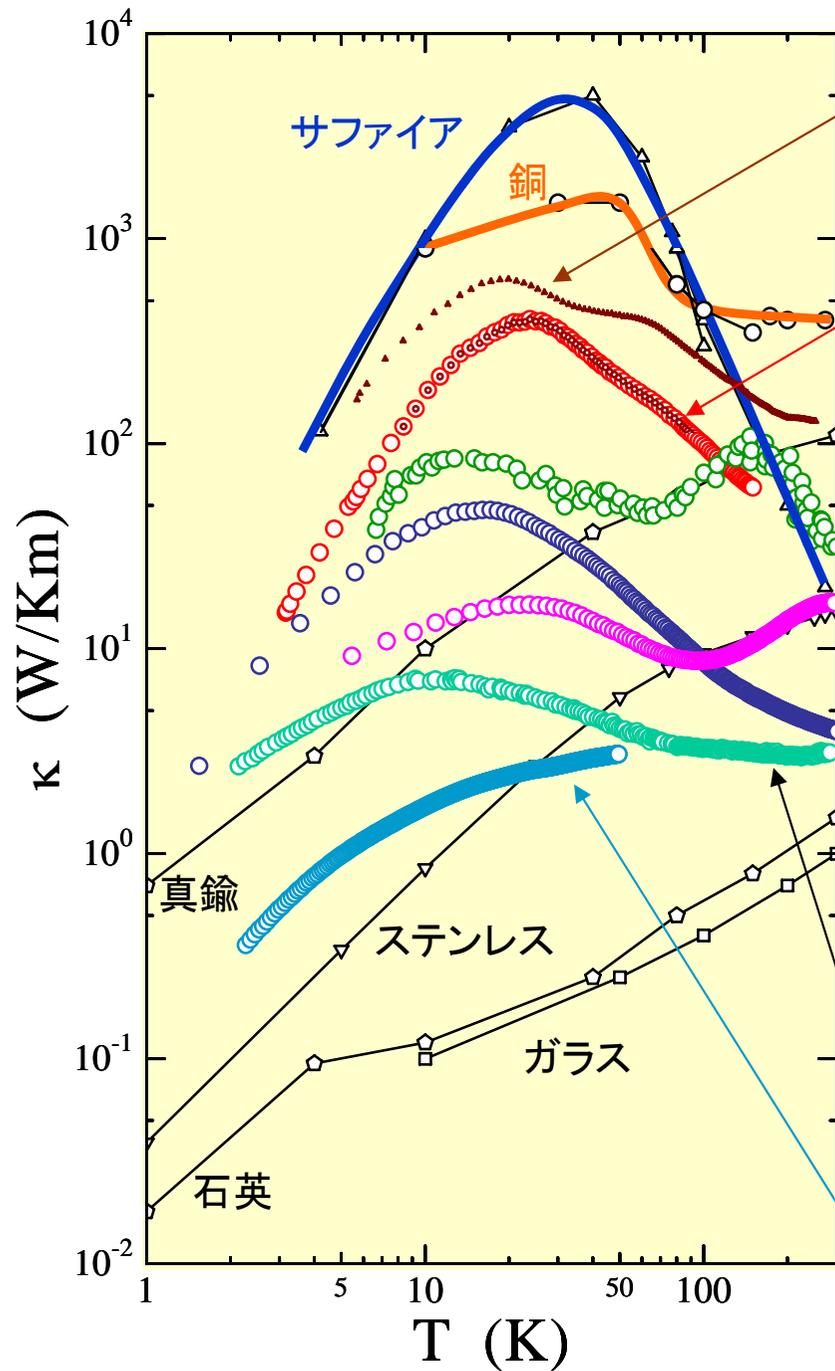
非常に近い値を示した



スピノンによる熱伝導が弾道的

スピンによる高熱伝導材料の開発に有効

低次元量子スピン系におけるスピンによる熱伝導 κ_{spin}



SrCuO₂

Sr₂CuO₃

Sr₁₄Cu₂₄O₄₁

La₂CuO₄

BaCu₂Si₂O₇

AgVP₂S₆

Ca₂Y₂Cu₅O₁₀

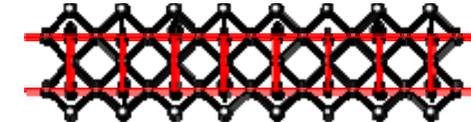
$S = 1/2$ (1次元 反強磁性) ($J \sim 2000\text{K}$)



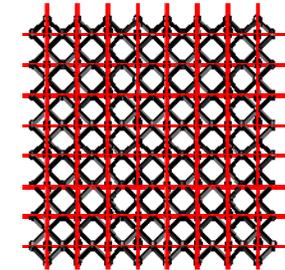
$S = 1/2$ (1次元 反強磁性) ($J \sim 2000\text{K}$)



$S = 1/2$ (擬1次元 反強磁性) ($J \sim 1300\text{K}$)



$S = 1/2$
(2次元 反強磁性)
($J \sim 1500\text{K}$)



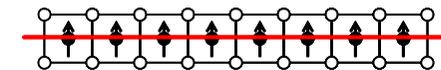
$S = 1/2$ (1次元 反強磁性) ($J \sim 280\text{K}$)



$S = 1$ (1次元 反強磁性) ($J \sim 780\text{K}$)



$S = 1/2$ (1次元 強磁性) ($J \sim 80\text{K}$)



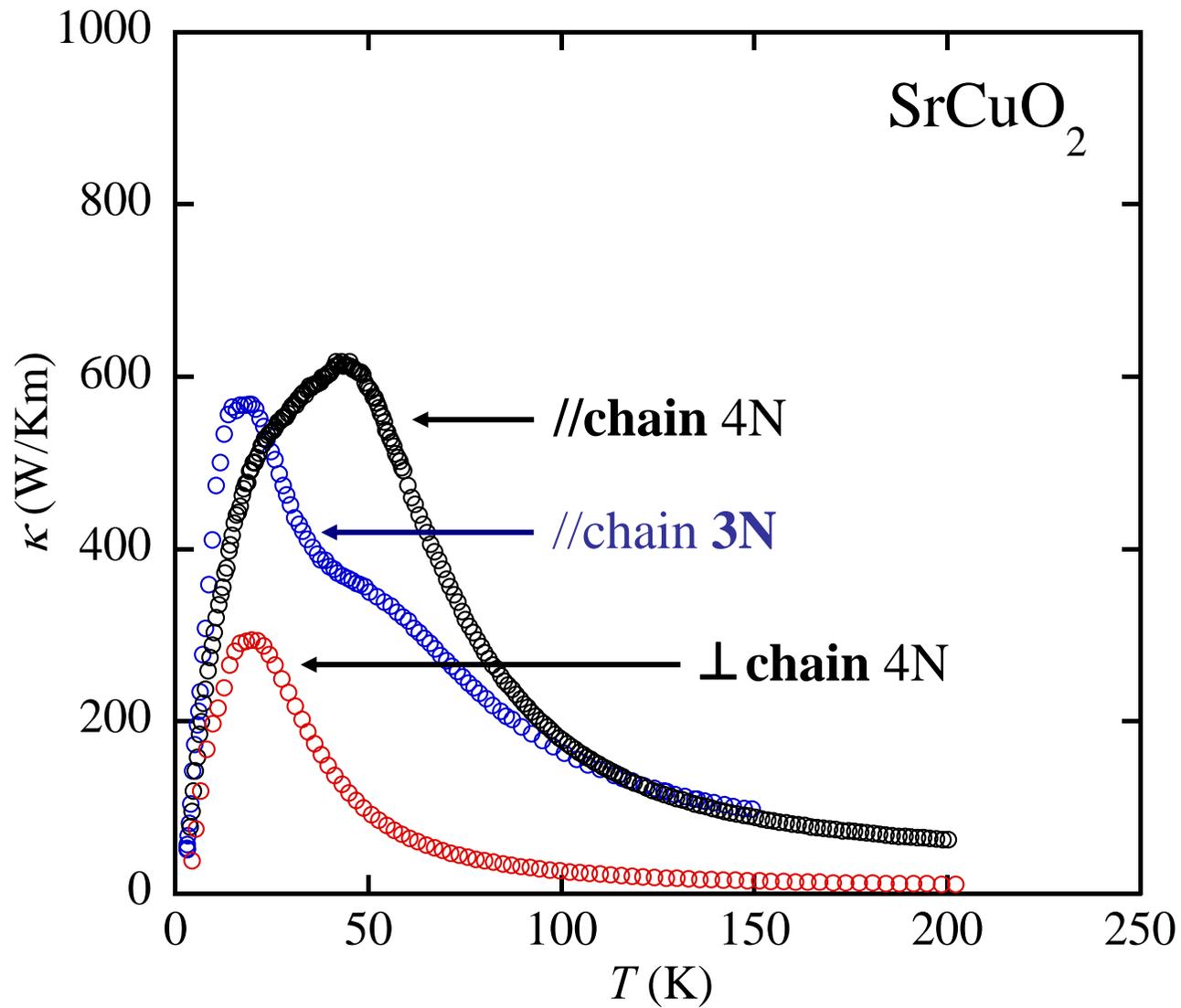


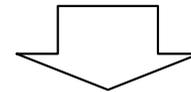
図. SrCuO_2 単結晶のスピン鎖に平行方向と垂直方向の熱伝導率の温度依存性. 4Nと3Nは単結晶の原料の純度である.

- (1) 熱伝導の一般論
- (2) スピンによる熱伝導 κ_{spin} の観測例
- (3) κ_{spin} が大きくなる条件
- (4) スピンによる熱伝導の弾道性の検証
- (5) まとめ

低次元量子スピン系

+

熱伝導率



スピンも熱を運んでいる

スピンによる熱伝導が大きくなるには？

<種々の実験結果>

低次元 反強磁性相関 J : 大

〔 スピン間の結合が強い
量子ゆらぎの大きな物質 〕

<Sr₂CuO₃の研究>

弾道的なスピンによる熱伝導

高热伝導材料として期待

低次元量子スピン系物質における スピンによる熱伝導

東北大学大学院工学研究科応用物理学専攻
小池洋二

理研仁科セ 川股隆行

東北大工 高橋伸雄、金子直人、上坂正憲
足立匡、野地尚

東北大金研 工藤一貴、小林典男



参考： 応用物理 77 No. 5 (2008) 525-529.
固体物理 38 No. 12 (2003) 889-902.

- (1) 熱伝導の一般論
- (2) スピンによる熱伝導 κ_{spin} の観測例
- (3) κ_{spin} が大きくなる条件
- (4) スピンによる熱伝導の弾道性の検証
- (5) まとめ

東北大学大学院工学研究科応用物理学専攻
小池洋二

理研仁科セ 川股隆行

東北大工 高橋伸雄、金子直人、上坂正憲
足立匡、野地尚

東北大金研 工藤一貴、小林典男



ご清聴ありがとうございました

参考： 応用物理 77 No. 5 (2008) 525-529.
固体物理 38 No. 12 (2003) 889-902.