「超低温物理の現状と将来の展望」

「狭い隙間の超流動³HeのA – B相転移 |

大阪市大・理 石川 修六

異方性超流動体である超流動³Heを狭い空間内に閉じ込めた場合に期待されることの1つに A-B相転移がある。バルクな液体では弱磁場のとき約20bar 以上の圧力でA相-B相の相 転移曲線が存在している。狭い空間内ではこれより低い圧力でも相転移が起こることが期待さ れている。この場合に転移温度を決めるのは凝縮エネルギーとオーダーパラメータの空間変化 のエネルギーである。空間変化のエネルギーには次のようなことが関与している。

① [•]Heクーパー対の角運動量の壁での制約

② 温度依存するコヒーレンス長(ξ(T))

③ ³He準粒子の壁での散乱の様子

①の制約は角運動量を壁に垂直にするものであり壁近傍での可能な超流動状態を制限する。最近の実験から 'Heの膜が壁を覆うことによって③の散乱の様子を変えることができることがわかってきた。⁽¹⁾

平行平板内の超流動 *Heではどんなことが起こると考えられているか、簡単に紹介する。⁽²⁾ 隙間の大きさDの空間で壁から F(T)の数倍の長さの部分を領域1とし、残りの部分を領域 2とする。圧力は20bar より低くして、バルクな液体ではB相が出現するような温度にする。 最初、Dは F(T)より十分長い場合を考える。従って領域2ではB相(BW状態)である。 領域1の内、壁に接する部分では①の制約のためABM状態かplanar状態である。G-Lの範 囲内での計算ではBW状態よりplanar状態へつながる方が低いエネルギーであることがわかっ た。この様子はDがある程度短くなっても変わらないのでここではB-planar状態と呼ぶこと にする。(実験をした場合はBW状態の振る舞いが観測され、B相と区別できない) 次にD を短くしていくことを考える。領域2が減少していくためBW状態での凝縮エネルギーによる 得は少なくなっていき、空間変化エネルギーが相対的に主になってくる。この空間変化エネル ギーの損を少なくする別解として隙間全体が一様な状態なものが考えられる。低い凝縮エネル ギーをもつABM状態が候補となる。十分短いDに対してはB-planar状態の空間変化エネル ギーの損が凝縮エネルギーの差を上回り、一様なABM状態である方がエネルギーが低くなる ことが起こる。これが狭い隙間でのA-B相転移のシナリオである。

相転移が起こる目安としてはDが ど (T)の10倍程度になるときである。このようにして 得られた狭い隙間内の液体の相図は図1である。(3) もし③の散乱が鏡面散乱でなく拡散散

研究会報告





4本の境界は左よりD=200,300,500 nm,∞ である。

乱であったとしても相転移のシナリオは同じである。しかし転移温度に違いが生じると考えら れている。どちらの散乱の方が転移温度が高くなるのかという部分では2通りの考え方がある。 1つは拡散散乱によるエネルギーの増加はABM状態の方が大きいのでA-B相転移温度は高 くなるというものと、もう1つは鏡面散乱であることは隙間を広げる効果があるのでやはりA -B相転移温度は高くなるというものである。

準備した試料セルは1.09μmの直径のポリスチレン球をスペーサーとして約 2μmの厚さの マイラーシートを 500枚重ねたものである。これに直接NMRコイルを巻き液体 ³He中に浸し た。図2はセル断面の電子顕微鏡写真である。全体の詳しい分布は調べてないが図2-(a)には ポリスチレン球の欠落のために1.09μmより狭い部分が見られる。このような狭い部分がかな りの割合で存在しているようである。図2-(b)には逆に約 5μmの大きな隙間が見られる。ま た比率は小さいがより大きな隙間もある。



図 1



(b)

図2 試料セルの電子顕微鏡写真

「超低温物理の現状と将来の展望」

図3は³Heだけの試料の場合で、マイラーシート表面に垂直に磁場をかけた場合のcwNM R吸収信号である。吸収ピークが低周波数側へ移っていくのが見える。また周波数が温度に依 存しない信号を 921kHzに見ることができる。図4はマイラーシート表面に平行に外部磁場 をかけた場合の吸収信号である。図4-(a)は³Heだけ、図4-(b)は約3.5層の⁴Heで壁を覆 った場合である。低温になるほど高周波数側にシフトしながらスペクトルが2つになっていく 様子がわかる。また、同じ温度でも(a)の方が信号強度が大きい。この差は³He表面強磁性に よるものである。最初に図3に注目して超流動状態の同定を行う。この低周波数側への"負" のシフトはABM状態での"dipole-unlocked"な場合にのみ予想されるものである。隙間の 大きさと磁場の向きを考慮すると試料セル内には dipole-unlockedなABM状態ができている ことがわかる。図4-(a)の左側のピークのシフト量と図3の負のシフト量を比べるとよく一致 している。磁場の向きを考えると図4-(a)、(b)の左側のピークは dipole-lockedなABM状態 であることを考えると図3からBW状態が存在していることがわかる。従って図4-(a)、 (b)の右側のピークは non-Leggettな配置のBW状態である。^(b)



図3 マイラーシートに垂直に磁場をかけた場合の cw NMR 吸収信号 P=10 bar 図4からわかることはABM状態のピークが小さくなるとともにBW状態のピークが現れ、 この信号が大きく周波数シフトしていくことである。これは平行平板内でABM状態からBW 状態(A相からB相)への相転移が連続して起こっていることに対応する。この相転移の温度 変化を分かりやすくするために2つのピークを分離しそれぞれの吸収曲線を積分したものを図

研究会報告





5 に示す。縦軸はnormal状態の積分値で規格化してある。図5-(a)よりT/Tc~0.95 でABM 状態の信号の急激な減少が見られるが、低温で約 0.5と大きな値が残っているように見える。 図5-(b)では 0.5以下の値まで減少している。この違いは前に述べた ³He表面磁性によるもの である。絶対温度が低い低圧の測定では一層顕著である。



-306 -

表面磁性の効果が圧力に依存するため、このままでは単純に比較できない。また温度を横軸 に考えてきたが、圧力が異なる測定を比較する場合コヒーレンス長の方がよい変数となる。そ こでpure ³Heでの結果から表面磁性の寄与(ワイス温度=0.5 mK⁽⁵⁾)を差し引くとともに、 その圧力、温度のときのコヒーレンス長を次式で計算し横軸にする。⁽⁷⁾このようにして得られ た ³Heだけの試料の場合の結果を図6にまとめる。



図6 いろいろな圧力でのABM状態の割合

この図より、例えば20 barの液体の60%がABM状態のとき、コヒーレンス長は約60nmであることが読み取れる。多少のばらつきはあるがどの圧力でも約70%から約50%への変化のところと約40%より小さくなるところの変化率が大きく見える。図2の電子顕微鏡写真のところでも述べたようにスペーサーにしたポリスチレン球の直径1.09μmより狭い部分

研究会報告

の隙間がたくさんある。この狭い部分からの寄与が40%以下の大きな変化率を与えていると 考えられる。60%のときのコヒーレンス長ξ(T)。。がちょうど1.09μmの隙間で相転移する 長さであると考え、各圧力について1.09μmとコヒーレンス長ξ(T)。。。の比 d を求める。また ・Heで壁を覆った場合の結果からも同じような比を求める。(表1)

P (bar)	1	5	10	20
d (*He)	9.5	9.6	11.8	18.0
d (³ He+ ⁴ He)	9.7		12.1	

表 1

この値を各圧力でのデータのを(T)に掛けてプロットしたのが図7である。





図7では³Heだけの試料の場合も ⁴Heで壁を覆った場合もすべての圧力のデータが1つの曲線の上にあるように見える。同じ試料セルで実験をしているのだから当たり前なのかもしれない。しかし、この結果からわかる大事なことは、表1の様に圧力変化するd (無次元の臨界厚さと呼ぶ)を考えるならば、コヒーレンス長 *ξ*(T)にこのdを掛けたものが液体が入った実空間のサイズと比べることのできる長さになるということである。(試料セルの隙間の詳細な分

布と比較していないので d の決定に若干の不確実さが残っている) 理論的な d の評価はいく つか行われている。弱結合理論の範囲内では圧力に依存せず d =7.7である。^(*) 強結合の効果 を考えると 20 bar での d は 0 barの約2倍の大きさである。^(*) 'Heで壁を覆った場合の d の値は 'Heだけの試料の場合と比べてわずかに差がある。 'Heで壁を覆った方が相転移温度が 低くなる理論を支持するように見えるがはっきりしたことはわからない。均一度のよい隙間で の実験が必要である。

参考文献

- (1) D.Kim et al. Phys. Rev. Lett 71 1581 (1993)
- (2) T.Fujita et al. Prog. Teor. Phys. 64 396 (1980)
- (3) Y.-H Li et al. Phys Rev. B38 2362 (1988)
- (4) 通常dとlが平行、反平行の状態をdipole-locked state, dとlが直行している状態を dipole-unlocked state と呼ぶ。
 S. Takagi
 J. Phys. C8 1507 (1975)
- (5) O. Ishikawa et al. J. Low Temp. Phys. 75 35 (1989)
- (6) M.R.Freeman et al. Phys, Rev B41 11011 (1990)
- (7) ξ_{Bcs}の計算にはD.S.Greywall, Phys.Rev.B33,7520 (1986) を用いた。 γ = π /1.76は弱
 結合理論値である。
- (8) J. Hara et al. J. Low Temp. Phys. 72 407 (1988)