양자임계점 근처에서 나타나는 새로운 금속의 상태: 극저온 상태에서 우리는 전자를 볼 수 없었다.

DOI: 10.3938/PhiT.23.011

김 기 석

Novel Metallic Phase Emerging from Quantum Criticality: We Couldn't Observe Electrons at Low Energies

Ki-Seok KIM

The emergence of non-Fermi liquids near metallic quantum criticality is an essential feature in the system of strongly correlated electrons, where electron quasiparticles decay into other types of collective excitations. As a result, novel metallic phases appear without electrons, showing various exotic non-Fermi liquid physics beyond the Landau Fermi-liquid theory. In this review, we discuss what electrons disintegrate into, which allows us to classify theories for quantum critical metals into the Hertz-Moriya-Millis, Kondo breakdown, and local quantum criticality scenarios. We discuss both the goodness and the weakness of each theoretical framework, recalling experimental aspects for heavy-fermion quantum criticality.

전통적인 관점에서 물리학이 추구하는 목표는 새로운 입자를 찾고 그것들 사이에서 작용하는 힘의 성질을 이해하는 것이다. 입자물리학이 근본 입자를 찾는 것을 목표로 하는 반면, 응집 물리학은 많은 수의 전자를 비롯해 다양한 종류의 자유도가 있는 상황에서 그러한 요소들의 상호작용을 통해 나타나는 집단적인 행동의 결과로써 “창발하는”(emergent) 새로운 입자를 찾는다. 특히, 전자들의 상호작용이 강해지는 환경에서 물질의 새로운 양자상태와 그러한 “진공”(quantum ground state or

vacuum) 상태에서부터 나타나는 새로운 입자들의 발견은 응집 물리학을 이끌어 왔다. 극저온에서 물질의 양자상태가 변화하는 양자상전이점 근처에서 전자들의 상호작용이 강해지는 현상을 보이는데, 본 기고에서는 이러한 양자임계점 근처에서 나타나는 금속의 새로운 상태에 대해 논의한다. 놀랍게도 양자임계점 근처의 새로운 금속의 상태에서 우리는 안정된 전자의 상태를 발견할 수 없음을 깨닫게 된다. 논의의 핵심은 새로운 입자들의 본질이 무엇인가와 그것들이 어떠한 상호작용에 의해서 나타나는가에 있다. 재미있는 사실은 잘 정의된 준입자(quasiparticle) 상태로서 전자가 존재하지 않는 양자임계금속(quantum critical metal) 상태에서도 초전도 현상이 광범위하게 나타나는데, 어떠한 메커니즘으로 나타나는지 아직까지 정확한 이해를 하지 못하고 있다.

구리, 알루미늄, 금, 은과 같은 금속 상태의 특징은 잘 정의된 페르미면 근처에서 나타나는 전자의 양자수를 갖는 잘 정의된 준입자들에 의해 저온에서 전기적, 자기적, 열적 성질 등이 결정된다는 것에 있다. 페르미면 근처의 전자 준입자(electron quasiparticle)의 운동을 기술하는 금속의 표준 이론은 란다우의 페르미 액체 이론(Landau's Fermi-liquid theory)으로 전자들의 상호작용 효과는 상호작용이 없는 페르미 기체 상태에서 전자의 질량과 준입자 무게(quasiparticle weight, Z_k)를 재규격화시키는 것으로 나타난다. 란다우 페르미 액체 이론의 놀라운 점은 전자들의 상호작용이 약한 경우뿐 아니라 상당히 강한 경우까지도 이 이론이 저온에서의 금속의 물리적 성질을 잘 설명한다는 것이다. 페르미 액체 상태가 안정한 이유는 전자들 사이의 긴 거리 쿨롱 상호작용이 페르미면 근처의 전자-홀 쌍의 들뜸에 의해 가려져서 짧은 거리의 상호작용만 의미가 있게 되고 이 상호작용조차도 저온으로 갈수록 페르미면의 존재 자체에 의해 약해지게 되는 것에 있다. 다만, 페르미면의 구조가 특별한 조건을 만족할 경우 페르미면 근처의 전자들이 전자-홀쌍 또는 전자-전자쌍의 “분자” 구조를 형성하는 경향성을 보이는데 이로 인해 페르미면 근처의 전자들의 상태가 불안정해지고 이는 페르미면의 불안정성을 일으키며

저자약력

김기석 교수는 POSTECH 물리학과 이학박사(2004)로써 고등과학원 물리학과 Postdoctor(-2007), CEA Saclay (France) Postdoctor(-2008), APCTP Junior Research Group, Research Professor(-2011)를 거쳐 현재 POSTECH 물리학과 조교수로 재직 중이다. (tkfkd@postech.ac.kr)

$$|\psi_{\mathbf{k}\sigma}^{N+1}\rangle = Z_{\mathbf{k}}^{1/2} c_{\mathbf{k}\sigma}^{\dagger} |\psi^N\rangle + \frac{1}{V^{3/2}} \sum_{\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2, \mathbf{k}_3} \sum_{\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3} \alpha_{\mathbf{k}_1 \sigma_1 \mathbf{k}_2 \sigma_2 \mathbf{k}_3 \sigma_3} c_{\mathbf{k}_3}^{\dagger} c_{\mathbf{k}_2} c_{\mathbf{k}_1}^{\dagger} \\ \times \delta_{\mathbf{k}, \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2 + \mathbf{k}_3} \delta(\sigma; \sigma_1, \sigma_2, \sigma_3) |\psi^N\rangle + \dots$$

Fig. 1. Schematic illustration of the Fermi-liquid state, given by the perturbative expansion of the change of wave-function as a result of the addition of an electron to the Fermi sea due to interactions with the particles in the Fermi sea. The quasi-particle weight Z_k vanishes, approaching the quantum critical point. [C. M. Varma, Z. Nussinov, and W. van Saarloos, Phys. Rep. **361**, 267 (2002)]

결과로서 임계온도(T_c) 아래에서는 강자성상, 반강자성상, 전하 밀도파상, 스핀밀도파상, 초전도상 등, 페르미 액체 상태에 비해 대칭성이 낮아진 보다 질서화된 양자상태로 상전이 한다. 외부에서 압력이나 자기장을 걸어주거나 물질의 화학적 조성을 변화시키면 이전의 경우에 만족되었던 페르미면의 특정한 구조가 약화되도록 조절할 수 있고 따라서 상전이 임계온도를 낮출 수 있다. 온도가 아닌 외부 변수(압력, 자기장, 화학적 조성 등)를 조절함으로써 임계온도를 제로로 만들 수 있는데, 이를 양자임계점이라 한다.

양자임계점에서는 대칭성의 깨어짐과 관련하여 페르미면의 불안정성을 주는 전자-홀쌍의 분자 구조의 생성과 소멸이 끊임 없이 일어나게 되는데 전자-홀쌍의 양자요동에 의해 전자들 사이의 상호작용이 효과적으로 긴 거리 상호작용이 되어 란다우의 페르미 액체 이론으로 설명되지 않는 비페르미 액체 상태라 불리는 새로운 금속 상태가 나타나게 된다. 헤르츠-모리야-밀리스(Hertz-Moriya-Millis) 이론은^[1] 양자임계점 근처의 비페르미 액체상을 설명하는 표준 이론으로 대칭성의 깨어짐과 관련한 전자-홀쌍의 양자 요동을 기술하는 질서변수(order parameter) 보손들과 전자들 사이의 상호작용에 대한 기여들로 표현된다. 질서변수 보손들의 운동에 있어 특징은 양자임계점 근처에서 아주 적은 에너지만으로 생성과 소멸의 양자 요동이 가능하여 전자들 사이에 긴 거리 그리고 긴 시간 상호작용을 준다는 점에 있다. 다시 말해서, 전자들 사이의 거리가 멀어도 전자들 사이의 시간 간격이 길어도 둘 사이의 상호작용이 존재한다. 이는 일반적인 양자상전이 현상의 특징인 상관 길이(correlation length, ξ_r)와 상관시간(correlation time, ξ_t)이 발산함을 의미한다. 중요한 점은 상관 시간의 발산하는 정도가 상관 길이의 발산하는 정도보다 $z \geq 1$ 지수 배만큼 크고 ($\xi_r \propto \xi_t^z$) 이는 질서변수 보손들의 운동이 $d+1$ 차원이 아니라 $d+z$ 차원에서 기술되는 것과 같다. 여기에서 d 는 공간 차

원이고 z 는 운동임계지수(dynamical critical exponent)이다. 질서변수 보손들의 운동이 원래의 차원 $d+1$ 보다 더 높은 차원 $d+z$ 에서 존재하는 것으로 기술이 되기 때문에 질서변수들 사이의 전자들의 운동을 매개로 나타나는 짧은 거리 상호작용 효과는 약화된다. 보다 엄밀하게 기술하자면, 헤르츠-모리야-밀리스 이론에서 질서변수 보손들의 운동은 이론에서 주어지는 최대임계차원(upper critical dimension)보다 더 큰 차원에서 기술되기 때문에 그것들의 짧은 거리 상호작용 효과는 거의 무시될 수 있고 결과로서 그러한 보손들은 마치 상호작용하지 않는 것처럼 이해된다. 하지만, 짧은 거리 상호작용을 완전히 무시할 수는 없어서 그 효과가 어느 정도는 존재하게 되고 그로 인해 질서변수 보손들의 운동으로 기술되는 진동수와 운동량에 의존하는 응답함수(dynamic response function)들이 (진동수/온도)에 대한 스케일링 현상을 보이지 않게 된다. 다시 말해서, 양자임계점이 헤르츠-모리야-밀리스 이론으로 기술된다면 질서변수 보손들의 양자임계요동과 관련한 응답함수들은 (진동수/온도)에 대한 스케일링 현상을 보일 수 없다. 만일, (진동수/온도)에 대한 스케일링 현상이 측정된다면 그 양자임계점은 헤르츠-모리야-밀리스 이론으로 기술되지 않는다는 것을 의미한다.

헤르츠-모리야-밀리스 이론으로 기술되는 양자임계점에서 전자들의 운동은 질서변수 보손의 양자임계요동에 의해 매개되는 긴 거리 그리고 긴 시간 상호작용으로 전자의 정체성을 잃어버리게 된다. 페르미면 근처의 전자의 양자수를 가진 준입자 상태가 불안정해서 대칭성의 깨어짐과 관련한 전자-홀쌍의 양

REFERENCES

- [1] T. Moriya and J. Kawabata, J. Phys. Soc. Jpn. **34**, 639 (1973); T. Moriya and J. Kawabata, J. Phys. Soc. Jpn. **35**, 669 (1973); J. A. Hertz, Phys. Rev. B **14**, 1165 (1976); A. J. Millis, Phys. Rev. B **48**, 7183 (1993).

Fig. 2. Quantum critical points in heavy fermion metals. Quantum criticality in a & b are believed to be beyond the Hertz-Moriya-Millis theory. c shows a typical non-Fermi liquid T-linear electrical resistivity in the quantum critical region. Unconventional superconductivity appears in the vicinity of quantum criticality, the mechanism of which is believed to be beyond the BCS (Bardeen-Cooper-Schrieffer) theory. [P. Gegenwart, Q. Si, and F. Steglich, Nature Physics **4**, 186 (2008)]

자 요동 또는 질서변수의 임계요동으로 붕괴한다. 결과로서 전자의 준입자 무게가 0이 되어 준입자 상태가 존재하지 않는 비페르미 액체상이 구현된다. 보다 엄밀하게 기술한다면, 스핀 밀도파 양자상전이 현상에서 그에 대응하는 양자 임계점은 $d = 3$ & $z = 2$ 헤르츠-모리야-밀리스 이론으로 기술되는데 이 경우 전자의 준입자 상태가 안정되어 진정한 의미에서 비페르미 액체상태의 금속이라고 할 수는 없지만, 강자성 양자상전이 현상에서 그에 대응하는 양자임계점은 $d = 3$ & $z = 3$ 헤르츠-모리야-밀리스 이론으로 기술되며 이 경우 준입자의 상태가 불안정하여 전자-홀쌍의 강자성 양자임계요동으로 붕괴하는 비페르미 액체상이 나타난다. 나아가 전자의 유효밴드질량(effective band mass)이 강자성 양자임계점에서는 발산하지만 스핀밀도파 양자임계점에서는 발산하지 않는다.

실험적인 측면에서 양자임계점의 존재는 그루나이젠 상수의 외부 변수와 온도에 대한 행동으로 알 수 있다.^[2] 그루나이젠 상수는 열적팽창계수를 비열로 나눈 값으로 열적팽창계수와 비열은 외부 변수와 온도를 각각 변화시킬 때 엔트로피가 어떻게 변화하는지를 측정하는 물리량이다. 저온의 양자임계영역을 지나면서 그루나이젠 변수는 음의 값에서 양의 값으로 변화하는데 이것은 엔트로피가 양자임계점에서 가장 크고 양자임계점

에서 벗어난 외부 변수 영역에서는 작아진다는 사실에서 기인한다. 엔트로피가 양자임계점에서 가장 큰 이유는 질서변수 보존의 양자요동이 양자임계점에서 가장 크기 때문이다. 양자임계영역에서 온도를 낮추어 절대 영도로 가면 그루나이젠 상수는 항상 발산하는 행동을 보인다. 다시 말해서, 양자임계점을 지나면서 그루나이젠 상수는 음의 발산 값에서 양의 발산 값으로 변화한다. 그루나이젠 상수가 양자임계점에서 발산해야 한다는 사실은 스케일링 이론으로부터 쉽게 유도할 수 있는데 온도에 대한 발산 정도는 차원에 무관하며 운동임계지수(z)와 상관거리임계지수(ν)로만 주어진다. 이로부터 질서변수 보존의 양자요동의 본질이 무엇인지 추측할 수 있고 헤르츠-모리야-밀리스 이론의 보손 부분에 대한 의미 있는 정보를 준다. 헤르츠-모리야-밀리스 이론으로 기술되는 스핀밀도파 양자임계현상에서 그루나이젠 상수는 $z = 2$ 와 $\nu = 1/2$ 를 주어야 한다. 하지만 헤르츠-모리야-밀리스 이론의 예측과 일치하는 양자임계현상도 있으나 YbRh_2Si_2 의 물질에서 측정된 그루나이젠 상수는 스핀밀도파 양자임계현상처럼 보임에도 불구하고 $z = 3$ 와 $\nu = 1/2$ 를 주어 헤르츠-모리야-밀리스 이론의 예측을 벗어난다.^[2]

페르미면 근처의 전자 준입자의 존재는 저온에서 전기저항이 온도의 제곱에 비례하는 현상의 근본 원인이다. 양자임계점 근처에서는 앞서 논의한 바와 같이 전자 준입자의 상태가 불안정하여 대칭성의 깨어짐과 관련된 전자-홀쌍으로 붕괴하여 위상이 잘 정의되지 않은 금속 상태를 보여준다. 이로 인해 전기저항이 온도의 제곱에 비례하지 않고 온도의 1차 의존성을 보이는 경우가 상당히 많은데 비페르미 액체 상태의 특징으로 받아들여지고 있다.^[3] 위상이 결맞지 않고 전자-홀쌍으로 존재하는 비페르미 액체상에서 전기저항을 계산하면 양자임계현상이 나타나는 차원과 질서변수 보존의 운동임계지수로 온도 의존성이 결정되는데 YbRh_2Si_2 의 경우 스핀밀도파 양자임계현상처럼 보임에도 불구하고 $z = 3$ 을 가정하면 온도의 1차 의존성이 설명된다. 하지만 이 이론적 계산에는 중요한 가정이 있는데 바로 전기저항을 계산하기 위해 반

REFERENCES

- [2] L. Zhu, M. Garst, A. Rosch and Q. Si, Phys. Rev. Lett. **91**, 066404 (2003); R. Kuchler, N. Oeschler, P. Gegenwart, T. Cichorek, K. Neumaier, O. Tegus, C. Geibel, J. A. Mydosh, F. Steglich, L. Zhu and Q. Si, Phys. Rev. Lett. **91**, 066405 (2003).
- [3] J. Custers, P. Gegenwart, H. Wilhelm, K. Neumaier, Y. Tokiwa, O. Trovarelli, C. Geibel, F. Steglich, C. Pepin and P. Coleman, Nature **424**, 524 (2003).

Fig. 3. Divergence of the dimensionless critical Gruneisen ratio at quantum critical points. a can be understood within the framework of $z=2$ Hertz-Moriya-Millis theory while b cannot. [P. Gegenwart, Q. Si, and F. Steglich, Nature Physics **4**, 186 (2008)]

드시 도입해야 하는 후방산란 효과를 무시해야만 한다는 점이다. 보통 전자의 양자 상태는 주로 전방산란 효과에 의해 결정되지만 전기저항 등의 수송현상을 기술하기 위해서는 모서리 수정(vertex correction)을 통하여 후방산란 효과만 계산에 포함시켜야 한다. 모서리 수정 효과가 존재하지 않는 물리적 메커니즘이 존재할 것으로 기대되며 이는 YbRh_2Si_2 의 $z=3$ 양자임계성이 단순한 헤르츠-모리야-밀리스의 이론적 구조를 갖지 않을 것이라는 것을 암시한다.

YbRh_2Si_2 에서 일어나는 양자임계현상은 얼핏 보면 페르미

Fig. 4. Heavy fermion band a and density of states b. [P. Coleman, Handbook of Magnetism and Advanced Magnetic Materials. Edited by Helmut Kronmüller and Stuart Parkin. Vol 1: Fundamentals and Theory. John Wiley and Sons, 95-148 (2007)]

액체 상태에서 페르미면이 불안정해져서 스핀밀도와 상태로 상전이 하는 현상으로 이해되기 쉽다. 이 경우 $z=2$ 헤르츠-모리야-밀리스 양자임계이론으로 기술될 것으로 기대되지만 앞서 논의한 것처럼 그루나이젠 상수와 전기저항의 실험 결과를 전혀 설명할 수 없다. 또한, 단순한 $z=3$ 헤르츠-모리야-밀리스 양자임계이론은 전기저항의 비페르미 액체 현상 이해에 있어 왜 모서리 수정이 전혀 역할을 하지 않는지 설명할 수 없다. YbRh_2Si_2 양자임계현상을 이해하기 위해서 기본적인 전자구조 상태를 살펴볼 필요가 있다. Yb^{3+} 로 존재하며 4f 오비탈에 13개의 전자가 차 있어서 마치 1개의 홀이 있는 것처럼 행동한다. 4f 오비탈의 전자구름 분포가 원자핵 근처에 편재되어 있고 따라서 이 홀은 국소화된 유효 스핀 1/2로서 작용한다. 이와는 반대로 Rh이나 Si의 p 오비탈 전자들은 밴드를 이루어 자유롭게 돌아다니며 Yb의 4f 국소화된 스핀들과 결합 상호작용 또는 스핀-스핀 상호작용을 한다. 따라서 YbRh_2Si_2 를 기술하는 효과적인 모델은 자유롭게 돌아다니는 전자들과 주기적으로 배열된 국소화된 스핀들이 강하게 상호작용하는 주기적인 앤더슨 모델(periodic Anderson model) 또는 콘도격자모델(Kondo lattice model)로서 주어진다. 이러한 미시적 모델에 있어 핵심적인 상호작용은 자유롭게 움직이는 전자들과 국소화된 스핀들 사이의 콘도효과 상호작용과 국소화된 스핀들 사이의 RKKY 상호작용이 그것들이며 이 두 상호작용 효과의 경쟁에 의해 YbRh_2Si_2 양자임계현상이 기술될 것이라고 믿어지고 있다.

콘도효과는 금속에 자기모멘트를 가진 불순물을 첨가하였을 때, 저온에서 불순물의 자기모멘트가 페르미면의 전자 준입자들과 스핀 단일항(singlet)을 형성하여 불순물의 스핀이 완전히 가려지는 현상이다. 높은 온도에서 안 가려진 불순물의 자기모멘트 기여로 스핀 감수율(susceptibility)이 큐리 법칙을 따르다가 저온이 되면 콘도효과에 의해 불순물의 스핀 감수율이 페

Fig. 5. RKKY(Ruderman-Kittel-Kasuya-Yosida) interaction. Spin polarization around magnetic impurity contains Friedel oscillations and induces an RKKY interaction between the spins. [P. Coleman, Handbook of Magnetism and Advanced Magnetic Materials, Edited by Helmut Kronmüller and Stuart Parkin, Vol 1: Fundamentals and Theory, John Wiley and Sons, 95-148 (2007)]

르미 액체의 스핀 감수율과 같은 파울리 감수율을 주게 된다. 전기저항 역시 재미있는 행동을 보여주는데, 높은 온도에서는 전자-포논 산란에 의해 T^5 기여를 보이다가 불순물의 스핀이 페르미면의 전자들에 의해 가려지는 온도, 콘도온도(T_K)에 다르면 $\ln(T/T_K)$ 의 모습을 보이고 콘도온도보다 훨씬 낮은 온도에서는 불순물의 가려진 스핀들이 비자성 불순물로서 행동하여 다시 페르미 액체 전기저항 T^2 를 준다. 이를 국소 페르미 액체(local Fermi liquid)라 한다. 불순물의 양을 증가시켜 자기모멘트들이 규칙적인 격자를 형성하면 가려진 스핀모멘트들 사이에 위상적으로 결맞음 효과가 생겨서 새로운 밴드 구조를 만든다. 이러한 밴드 구조로 기술되는 전자들은 보통 금속의 밴드질량에 비해 수백 배에서 수천 배 정도 큰 밴드질량을 보이고 큰 페르미면을 형성한다. 이를 무거운 전자들의 페르미 액체(heavy-fermion Fermi-liquid)라 한다. RKKY 상호작용은 불순물 자기모멘트 주위에 페르미면의 전자들이 분극화되면서 프리델 진동 현상을 보이고 이것이 다른 위치에 있는 불순물의 자기모멘트에 에너지 기여를 주어 불순물 자기모멘트들 사이의 효과적인 스핀-스핀 상호작용을 의미한다. 따라서 RKKY 상호작용 에너지는 불순물 자기모멘트 사이의 거리에 의존하는 현상을 보이고 우리가 관심을 갖는 무거운 전자들의 페르미 액체 상태를 줄 수 있는 물질들은 많은 경우 RKKY 상호작용에 의해 반강자성 상태를 준다. 핵심적인 질문은 압력이나 자기장과 같은 외부변수를 조절하여 콘도효과 상호작용과 RKKY 상호작용의 크기를 조절할 수 있는데 두 상호작용의 크기가 비슷해지는 외부 변수의 영역에서, 다시 말하면 반강자성 상태에서 무거운 전자들의 페르미 액체 상태로 양자상전이 현상이 나타날 때 양자임계점 근처에서 나타나는 비페르미 액체 현상의 근원은 무엇이며 헤르츠-모리야-밀리스 이론이 기술하는 반강자성-페르미액체 양자임계현상과는 근본적으로 어떻게 다를 수 있는가이다.

앞서 논의한 바와 같이 헤르츠-모리야-밀리스 이론은 YbRh_2Si_2 양자임계현상을 설명하지 못한다. 실제로 YbRh_2Si_2 양자임계현상은 반강자성-페르미액체 상전이 현상이 아니고 반강자성-무거운 전자들의 페르미 액체 상전이 현상이다. 따라서 질서변

Fig. 6. Doniach's phase diagram. Competition between the Kondo effect (Kondo temperature T_K) and RKKY interaction gives rise to a quantum phase transition from an antiferromagnetic state to a heavy-fermion Fermi-liquid phase. Nature of quantum criticality is an outstanding question.

수 보손의 양자요동을 헤르츠-모리야-밀리스 이론에서와 같이 단순히 반강자성 양자요동으로 생각하는 것은 무거운 전자들의 페르미 액체 불안정성의 기술을 전혀 고려하지 않은 것이다. 콘도효과의 변화와 관련한 새로운 질서변수 양자 요동을 도입할 필요가 있다.

콘도붕괴(breakdown of the Kondo effect) 시나리오라 불리는 무거운 전자들의 페르미 액체 상전이 현상에 대한 이론은 외부변수의 변화로 RKKY 상호작용을 콘도효과 상호작용에 비해서 상대적으로 증가시키면 격자콘도효과가 사라져 국소화된 스핀모멘트 격자와 전도전자 사이의 상관관계가 희미해지고 국소화된 스핀모멘트들은 RKKY 상호작용에 의해 이차적으로 반강자성 상태가 되는데, 국소화된 스핀모멘트들이 전도전자들에 의해 완벽하게 가려진 무거운 전자들의 페르미 액체 상태에서 스핀모멘트들과 전도전자들이 완전히 분리된 상태로의 양자상전이 현상을 기술한다.^[4-6] 이는 마치 고온에서 콘도효과가 사라져 불순물의 자기모멘트와 전도전자 사이의 상관관계가 약해

REFERENCES

- [4] T. Senthil, S. Sachdev and M. Vojta, Phys. Rev. Lett. **90**, 216403 (2003); T. Senthil, M. Vojta, and S. Sachdev, Phys. Rev. B **69**, 035111 (2004).
- [5] I. Paul, C. Pepin and M. R. Norman, Phys. Rev. Lett. **98**, 026402 (2007); I. Paul, C. Pepin, M. R. Norman, Phys. Rev. B **78**, 035109 (2008); C. Pepin, Phys. Rev. Lett. **98**, 206401 (2007); Phys. Rev. B **77**, 245129 (2008).
- [6] Ki-Seok Kim and Chenglong Jia, Phys. Rev. Lett. **104**, 156403 (2010).

Fig. 7. E/T scaling (up) and H/T scaling (down) for dynamic spin susceptibility with a scaling exponent 0.75. Emergence of such scaling is beyond the Hertz-Moriya-Millis theoretical framework. [A. Schroder, G. Aeppli, R. Coldea, M. Adams, O. Stockert, H. v. Lohneysen, E. Bucher, R. Ramazashvili, and P. Coleman, *Nature* **407**, 351 (2000)]

지는 것처럼 격자콘도계에서도 이와 같은 콘도붕괴 현상이 일어날 수 있다는 시나리오이다. 콘도붕괴 시나리오의 강점은 반강자성 헤르츠-모리야-밀리스 이론과 달리 $z=3$ 양자임계성 이론으로 기술된다는 것에 있다. 따라서 그루나이젠 상수에 대한 실험 결과를 잘 설명한다.^[7] 나아가 양자임계영역에서 온도에 대해 1차 의존성을 보이는 비페르미 액체 전기저항 현상에 대해 왜 모서리 수정이 중요하지 않은지 의미 있는 설명을 하고 있으며 따라서 비페르미 액체 수송 현상을 잘 설명한다.^[8] 보통의 경우 전방산란 효과가 중요한 기여를 해서 모서리 수정을 통해서 후방산란 효과를 잘 뽑아내야 하지만, 가벼운 전자들이 국소화 되어 있는 무거운 스핀들과 충돌을 하면 후방산란 효과의 기여가 중요해져 모서리 수정이 영향을 끼치지 않게 되고 모서리 수정 없는 $z=3$ 양자임계성 이론이 비페르미 액체 수송 현상을 잘 설명한다.^[9]

콘도붕괴 시나리오의 중요한 예측은 무거운 전자들의 페르미 액체 상태에서 가벼운 전자들과 국소화된 스핀모멘트들의 분리된 액체 상태로 양자상전이 현상을 일으킬 때, 페르미면의 부피가 콘도붕괴 양자임계점에서 불연속적으로 변화해야 한다는

것이다.^[10] 이 현상에 대한 물리적 메커니즘은 콘도붕괴 시나리오가 그렇게 세워졌다는 것에 있다. 무거운 전자들의 페르미 액체 상태에서는 국소화 되었던 스핀모멘트들이 격자콘도효과에 의해 전기전도에 참여하게 되고 이것은 가벼운 전자들과 국소화 되어 있던 전자들의 합으로 큰 부피의 페르미면을 준다. 하지만 격자콘도효과가 사라져 가벼운 전자들과 무거운 스핀모멘트들이 상관관계가 약해져서 거의 분리되면 스핀모멘트들은 전기전도에 참여하지 못하게 되고 이는 가벼운 전자들만의 작은 부피의 페르미면으로 나타나게 된다. 콘도붕괴 양자임계점에서 페르미면의 급격한 불연속적인 변화는 드하스-판알펜 효과 실험과^[11] 홀 효과 실험을^[12] 통해서 믿을 수 있는 수준으로 증명되었다.

$z=3$ 콘도붕괴 양자임계성 시나리오가 그루나이젠 상수, 비페르미 액체 전기저항 현상, 그리고 페르미면의 불연속적인 변화와 같은 중요한 실험적 사실들에 대해 의미 있는 이해를 주고 있는 것이 사실이나 이론적인 구조 측면에서 보았을 때, 콘도붕괴 시나리오 역시 다른 종류의 질서변수 양자임계 요동을 기술하는 헤르츠-모리야-밀리스 이론의 틀로 구분된다고 할 수 있다. 왜냐하면, 콘도붕괴와 관련한 상관거리와 상관시간이 콘도붕괴 양자임계점에서 발산하는 구조를 가지고 있기 때문이다. 따라서 양자임계요동과 관련한 응답함수의 (진동수/온도) 스케일링 현상을 줄 수 없다. 하지만 $\text{CeCu}_{6-x}\text{Au}_x$ 의 무거운 전자들의 페르미 액체계의 양자임계점 근처에서 비탄성 스핀감수율이 (진동수/온도) 스케일링 현상을 보인다는 것이 증명되었다.^[13] 또한, 명확하게 보인 것은 아니지만 YbRh_2Si_2 의 홀효과 실험에서 전자구조를 알려주는 그린함수가 역시 (진동수/온도)

REFERENCES

- [7] K.-S. Kim, A. Benlagra and C. Pépin, *Phys. Rev. Lett.* **101**, 246403 (2008).
- [8] K.-S. Kim and C. Pépin, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 156404 (2009); K.-S. Kim and C. Pépin, *J. Phys.: Condens. Matter* **22**, 025601 (2010).
- [9] Ki-Seok Kim, *Phys. Rev. B* **84**, 085117 (2011); I. Paul, C. Pépin and M. R. Norman, *Phys. Rev. Lett.* **110**, 066402 (2013).
- [10] Minh-Tien Tran, A. Benlagra, C. Pépin and Ki-Seok Kim, *Phys. Rev. B* **85**, 165118 (2012).
- [11] H. Shishido, R. Settai, H. Harima and Y. Onuki, *J. Phys. Soc. Jpn.* **74**, 1103 (2005).
- [12] S. Paschen, T. Luhmann, S. Wirth, P. Gegenwart, O. Trovarelli, C. Geibel, F. Steglich, P. Coleman and Q. Si, *Nature* **432**, 881 (2004).
- [13] A. Schroder, G. Aeppli, R. Coldea, M. Adams, O. Stockert, H.v. Lohneysen, E. Bucher, R. Ramazashvili and P. Coleman, *Nature* **407**, 351 (2000).
- [14] S. Friedemann, N. Oeschler, S. Wirth, C. Krellner, C. Geibel, F. Steglich, S. Paschen, S. Kirchner and Q. Si, *PNAS USA* **107**, 14547 (2010).

스케일링 현상을 보일 것으로 제안되었다.^[14] 이러한 (진동수/온도) 스케일링 현상의 존재는 양자임계점 근처의 비페르미 액체 현상을 기술하는 표준 이론인 헤르츠-모리야-밀리스 이론적 구조에 큰 숙제를 안겨주고 있다.

국소양자임계성(local quantum criticality) 시나리오에서 질서 변수의 양자임계요동은 헤르츠-모리야-밀리스 이론의 그것과는 전혀 다른 구조를 갖는데 양자임계점에서 상관길이는 발산하지 않고 상관시간만 발산하는 구조를 갖는다.^[15] 국소화된 스핀모멘트와 전도전자들 사이의 콘도효과 상호작용을 기술함에 있어 앞에서 논의된 콘도붕괴 양자임계성 시나리오와 완전히 다른 형태의 이론적 구조로서 그려내고 있는데 콘도격자 시스템을 효과적으로 콘도효과 문제로 변환하고 격자 효과를 자기모순 없는 이론적 구조(self-consistency)를 도입함으로써 양자임계 현상을 기술한다. 국소양자임계성 시나리오의 특징은 이것이 기술하는 양자임계점이 헤르츠-모리야-밀리스 이론에서와 같이 비상호작용 고정점(non-interacting fixed point)으로 기술되지 않고 상호작용이 존재하는 고정점으로 기술된다는 점이다. 결과로서 양자임계요동과 관련한 응답함수의 (진동수/온도) 스케일링 현상을 줄 수 있는 이론적 구조를 가진다. 실제로 반강자성 스핀 양자 요동이 2차원이어야 한다는 큰 가정이 요구되지만 비탄성 중성자 실험에서 보여준 $\text{CeCu}_{6-x}\text{Au}_x$ 의 (진동수/온도) 스케일링 현상을 임계지수까지 실험적 사실과 일치되게 설명하고 있다.^[16] 나아가 그루나이젠 상수의 양자임계점에서 온도에 대해 발산하는 정도를 나타내는 임계지수 역시 실험과 일치되게 기술하고 있다.^[16] $z = 3$ 콘도붕괴 양자임계성 시나리오에서처럼 페르미면의 불연속적인 변화 역시 잘 설명할 수밖에 없는 구조를 가지고 있다. 하지만 국소양자임계성 시나리오 역시 큰 이론적인 어려움을 가지고 있는데 온도에 대해 1차 의존성을 가지는 비페르미 액체 전기저항 현상을 잘 설명하지 못하고 있다. 이론적인 구조 측면에서 보았을 때, 전기저항을 계산하는 일이 그렇게 어렵다고 생각되지 않음에도 불구하고 국소양자임계성 시나리오에 기반을 둔 무거운 전자들의 페르미 액체계에서 나타나는 양자임계성 영역의 비페르미 액체 전기저항 현상에 대한 이론적 연구를 필자는 알고 있지 못하다.

지금까지 무거운 전자들의 페르미 액체계에서 일어나는 양자임계점 근처의 비페르미 액체 현상에 대한 세 가지 이론적 틀을 살펴보았다. 양자임계현상에 대한 표준이론인 헤르츠-모리야-밀리스 이론을 시작으로 $z = 3$ 콘도붕괴 양자임계성 시나리오와 $z \rightarrow \infty$ 국소양자임계성 시나리오에 대해 논의하였다. 핵심적인 질문은 전자의 성질을 가진 준입자가 어떠한 종류의 양자임계요동으로 어떻게 붕괴하는가라고 할 수 있었다. 이제 논의할 마지막 주제는 위의 세 가지 서로 다른 이론들이 어떻

게 연관될 수 있을까 하는 것이다. 보다 직설적으로 서술하자면 예를 들어 헤르츠-모리야-밀리스 이론을 바탕으로 국소양자임계성 시나리오를 이끌어 낼 수 있겠는가이다. 이론적인 측면에서 보았을 때, 각각의 이론들은 더 높은 에너지 스케일에서 정의되는 미시적인 모델들의 각각의 고정점(fixed points)을 의미한다. 따라서 마지막으로 논의할 주제의 의미는 헤르츠-모리야-밀리스 이론이 기술하는 고정점에서 국소양자임계성 시나리오가 기술하는 고정점으로 어떻게 하면 갈 수 있겠는가에 대한 것이다.

헤르츠-모리야-밀리스 이론에서 질서변수 양자요동들의 상호작용은 국소적인 것으로 근사되었는데 엘리야쉬버그 근사(Eliashberg approximation) 방법을 넘어서는 계산을 바탕으로 페르미면 요동 효과를 포함하는 헤르츠-모리야-밀리스 이론을 유도하면 질서변수들의 양자요동 상호작용은 진동수와 운동량의 복잡한 함수로 주어진다.^[17] 특히, 유한한 진동수에서 그것들의 상호작용은 긴 거리 성질을 나타내어 국소적인 상호작용만을 기술하였던 헤르츠-모리야-밀리스 이론의 예측과 상당히 다른 양자임계 현상을 기술할 것으로 기대된다. 실제로 유한한 진동수에서 나타나는 효과적인 긴 거리 상호작용이 국소양자임계성 시나리오를 준다는 결과가 발표되었다.^[18] 콘도격자모델에서 출발하여 국소화된 스핀들의 운동을 비선형 시그마 모델(nonlinear σ model)로 유효장이론(effective field theory)으로 기술하고 가벼운 전자들의 페르미면의 요동 효과를 포함시키면 국소화된 스핀들의 양자요동에 있어 그것들의 상호작용은 유한한 진동수에서 긴 거리 상호작용을 보인다는 것을 쉽게 증명할 수 있다. 이로부터 출발하여 재규격화 이론 계산을 수행하면 무거운 스핀들의 속력이 양자임계점에 접근함에 따라 log-함수적으로 0이 된다는 것을 보였다. 무거운 스핀들의 양자요동이 국소화됨을 보인 것으로 효과적인 긴 거리 상호작용이 헤르츠-모리야-밀리스 이론의 예측하는 양자임계 현상이 아닌 국소양자임계성 시나리오가 예측하는 것으로 나타날 수 있다는 것을 논리적으로 어느 정도 보였다. 필자 역시 이러한 부분에 있어 연구를 수행하고 있고^[19,20] 보다 깊이 있는 이론적인 연

REFERENCES

- [15] Q. Si, S. Rabello, K. Ingersent and L. Smith, *Nature* **413**, 804 (2001).
- [16] P. Gegenwart, Q. Si and F. Steglich, *Nature Physics* **4**, 186 (2008).
- [17] J. Rech, C. Pépin and A. V. Chubukov, *Phys. Rev. B* **74**, 195126 (2006).
- [18] T. T. Ong and B. A. Jones, *Phys. Rev. Lett.* **103**, 066405 (2009).
- [19] Ki-Seok Kim, *J. Phys. Soc. Jpn.* **83**, 044709 (2014).
- [20] Ki-Seok Kim, arXiv:1403.1136.

구가 요구되고 있다.

언젠가 어떤 분이 필자에게 “페르미면이 존재하는 양자임계성에 대한 연구가 왜 이렇게 어려운가?”라는 질문을 한 적이 있다. 사실 대답은 아주 간단한데 문제 자체가 본질적으로 너무 어렵기 때문이다. 그러면 문제가 어렵다는 것은 무슨 뜻인가? 당연히 우리가 가지고 있는 표준적인 방법론을 바탕으로는 이해될 수 없다는 뜻일 것이다. 양자임계점에서 질서변수 보존의 양자요동과 상호작용하는 전자들의 운동에 대한 유효장 이론을 적고 이론적인 전개를 수행하면 그것들이 강하게 상호작용하고 있어서 조절가능한(controllable) 근사적인 방법을 바탕으로 물리적인 양들을 믿을만한 근거로 계산하는 방법을 우리는 아직 알고 있지 못하다. 좀 더 이론적인 측면에서 설명을 한다면 모서리 수정이 중요해서 모든 평면적인(planar) 파인만 그림들이 기술하는 양자요동 효과를 도입하여야 믿을만한 계산을 할 수 있는데^[21,22] 이것을 수행하기 어렵다는 의미이다. 이것은 마치 고에너지 물리에서 쿼크들의 운동을 기술하는 비가환 게이지 이론에서 비가환 게이지 이론의 행렬 크기가 대단히 큰 극한을 고려했을 경우 여전히 강하게 상호작용하고 있어 모든 평면적인 파인만 그림 효과를 포함해야 하는 것과 같다.^[23,24] 앞에서 논의한 헤르츠-모리야-밀리스 이론이나 콘도붕괴 시나리오 등의 기존의 이론들은 이러한 모서리 수정 효과

를 무시한 엘리아쉬버그 근사에 입각한 결론으로 솔직히 말하면 믿을만한 임계지수에 대한 예측을 할 수 없다. 특히, 수송 계수에 대한 예측은 상당히 어렵고 현재 현상론적인 측면에서 연구가 진행되고 있다.

지금까지 금속의 양자임계현상에 대해 기존의 세 가지 이론들에 대해 살펴보고 각각의 이론들의 강점과 문제점들을 논의하였다. 나아가 세 가지 서로 다른 이론들이 어떻게 연결될 수 있을지에 대해서도 논의하였고 이를 위해 강하게 상호작용하고 있는 전자들의 운동을 비섭동적으로 기술할 필요가 있다는 것도 이야기하였다. 여기까지 오면서 충분히 느낄 수 있었을 것이라고 판단되지만 페르미면의 양자임계현상은 응집물리 이론 분야에 있어 가장 도전적인 문제 중의 하나로 많은 공부가 필요하다. 본 기고가 어린 학생들에게 이 분야가 비록 어렵지만 인생을 걸고 도전할 만한 문제라는 인상을 줄 수 있다면 필자는 만족할 것 같다.

REFERENCES

- [21] S.-S. Lee, Phys. Rev. B **80**, 165102 (2009).
- [22] Max A. Metlitski and S. Sachdev, Phys. Rev. B **82**, 075128 (2010).
- [23] G. 't Hooft, Nucl. Phys. B **72**, 461 (1974).
- [24] E. Witten, Nucl. Phys. B **160**, 57 (1979).