Краткие сообщения по физике № 4 1983

КВАЗИСТАЦИОНАРНОЕ ТОКОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ В МНОГОУРОВНЕВОЙ СПИНОВОЙ СИСТЕМЕ

А. С. Бруев, В. К. Конюхов

УДК 533.5

Получен вид квазистационарного распределения (КР) в многоуровневой спиновой системе при наличии источников.

Известно, что в условиях обмена квантами возбуждений существует гидродинамическая стадия релаксации, когда населенности состояний являются функциями небольшого числа медленно изменяющихся гидродинамических параметров. Наличие источников в уравнениях для населенностей состояний в общем случае приводит к искажению соответствующей формы КР /I/.

Построим точное решение модельной задачи о нахождении вида КР в спиновой системе [x)], когда на уровне с номером p действует постоянный положительный источник мощности η, а на нижнем – уровне – отрицательный источник (сток) той же мощности. В рассматриваемом случае между уровнями 0 и p в квазистационарном режиме устанавливается независящий от номера уровня ток $J = \eta N$, следовательно, КР становится функцией величины тока. Вид распределения получается из решения системы уравнений для токов. В случае многоуровневой спиновой системы имеем /I/

$$J_{n+1,n} = \frac{\psi Q^{01}_{10}}{1-\xi}(n+1)(N_{n+1} - \xi N_n) = \begin{cases} \eta, & n \leq p-1; \\ 0, & n > p-1; \end{cases} \qquad (I)$$

[x)] Спиновая система в асимптотическом пределе большого спинового момента эквивалентна системе гармонических осцилляторов /I/.

где $n = 0, 1 \ldots$; $p = 1, 2 \ldots$; $\psi = (1 - \xi)\sum_s sN_{s-1}$, $\xi = \sum_s sN_s / \sum_s sN_{s-1}$, Q_{10}^{01} – вероятность ee'-обмена. С помощью (I) находим

$$N_k = \begin{cases} (1 - \xi)\xi^k\left[1 + (\eta/\psi Q_{10}^{01})\left(\sum\limits_{s=1}^{k} s^{-1}\xi^{-s} - \sum\limits_{s=1}^{p} s^{-1}\right)\right], & 1 \leqslant k \leqslant p; \\ (1 - \xi)\xi^k\left[1 + (\eta/\psi Q_{10}^{01})\sum\limits_{s=1}^{p} s^{-1}(\xi^{-s} - 1)\right], & k > p; \end{cases} \tag{2}$$

где $\psi = 1/2 + \left[1/4 + p(1 - \xi)\eta/Q_{10}^{01}\right]^{1/2}$, ξ и η – независимые гидродинамические параметры. Видно, что наличие источников искажает вид КР для уровней с номером $k<p$. Для уровней с номером $k>p$ изменяется только нормировка.

Используя (2), получим выражение для запаса спиновых квантов при наличии источников

$$q = \xi/(1 - \xi) + p\eta/\psi Q_{10}^{01}. \tag{3}$$

Из (3) следует, что при положительном токе накачка увеличивает запас спиновых квантов. Обратим внимание, что даже при малом токе, когда запас квантов меняется незначительно, тем не менее искажение больцмановского распределения на нижних уровнях с номерами $k<p$ может быть большим.

Интересно отметить, что из-за быстрого стока с нижнего уровня, при определенных токах накачки, КР не существует. Предельное значение тока определяется условием $N_0(\eta^*) = 0$, тогда

$$\eta^*/Q_{10}^{01} = \left(\sum_{s=1}^{p} s^{-1}\right)^{-1} + p(1 - \xi)\left(\sum_{s=1}^{p} s^{-1}\right)^{-2}. \tag{4}$$

Аналогичная ситуация имеет место в противоположном случае, когда источник и сток меняется местами и чрезмерно велик сток частиц с верхнего уровня. Для соответствующего предельного тока находим

$$\eta^{**}/Q_{10}^{01} = [4p(1 - \zeta)]^{-1}.$$

Используя результаты решения модельной задачи, найдем искажение КР из-за резонансного обмена в двухкомпонентной спиновой системе. Пусть уровень с номером p спиновой подсистемы типа A совпадает с первым уровнем спиновой подсистемы типа B. Будем считать, что начальные запасы спиновых квантов в подсистемах A и B не велики, так чтобы при вычислении тока можно было бы ограничиться спиновым обменом между нижними уровнями. Тогда

$$\eta \approx R_{op}^{10}\left[N_0^{(A)}N_1^{(B)} - N_p^{(A)}N_0^{(B)}\right],$$

где R_{op}^{10} – константа скорости резонансного ss'-обмена. Вместе с уравнениями для величин $N_0^{(A)}$, $N_p^{(B)}$, $N_0^{(B)}$, $N_1^{(B)}$, ψ_A и ψ_B имеем замкнутую систему для расчета тока накачки. В случае $p = 3$, ограничившись малыми значениями тока, когда $\psi_A \approx \psi_B \approx 1$, с помощью (2) и (4) для тока получаем простое квадратное уравнение

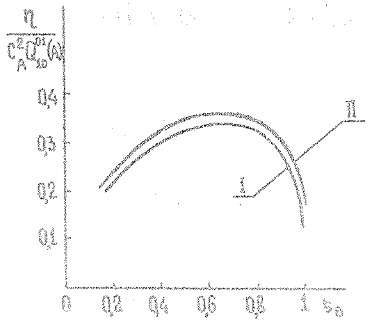
$$x^2 G_2 - xG_1 + G_0 = 0;$$

$$G_2 = (1 - \zeta_A)(1 - \zeta_B)\left[\frac{11}{6}(1 - \zeta_A + \zeta_A^3) - \zeta_A^2 - \frac{1}{2}\zeta_A - \frac{1}{3}\right];$$

$$G_0 = (1 - \zeta_A)(1 - \zeta_B)(\zeta_B - \zeta_A^3); \qquad (5)$$

$$G_1 = \left[Q_{10}^{01}(A)Q_{10}^{01}(B)\right]^{1/2}/R_{03}^{10} + (1 - \zeta_A)(1 - \zeta_B)\times$$
$$\times\left[(Q_{10}^{01}(A)/Q_{10}^{01}(B))^{1/2}\left(\frac{11}{6}\zeta_B - \frac{11}{6}\zeta_A^3 + \zeta_A^2 + \frac{1}{2}\zeta_A + \frac{1}{3}\right) + \right.$$
$$\left. + (Q_{10}^{01}(B)/Q_{10}^{01}(A))^{1/2}(1 - \zeta_B + \zeta_A^3)\right];$$

где $x = \eta\left[Q_{10}^{01}(A)Q_{10}^{01}(B)\right]^{-1/2}$. Данные расчета величины тока по уравнению (5) при $Q_{10}^{01}(A) = Q_{10}^{01}(B) = 10R_{03}^{10}$, $c_A = 0{,}01$, $\zeta_A = 0;\ 01;\ 0 \leqslant \zeta_B \leqslant 1$, где c_A – концентрация спиновой компоненты типа A, приведены на рис. I. Отметим, что при $\zeta_A \leqslant 0{,}1$, $\zeta_B \sim 0{,}7$, $c_A = 0{,}01$ величина тока достаточна для возникнове-



Р и с. I. Величина тока в двухкомпонентной спиновой системе при ss'-обмене I – $\zeta_A = 0,1$; II – $\zeta_A = 0$

ния инверсной населенности на нижней паре уровней спиновой подсистемы типа А. При нулевом токе квазистационарное распределение в обеих подсистемах в соответствии с (2) и (4) имеет больцмановский вид при дополнительном условии $\zeta_A^p = \zeta_B$, откуда следует равенство спиновых температур для рассматриваемых подсистем. Отметим, что в случае колебательной релаксации условие равенства колебательных температур при нулевом токе в квазистационарном режиме впервые было получено в работе /2/.

Поступила в редакцию
26 октября 1982 г.

Литература

1. А. С. Бруев, В. К. Конюхов, Препринт ФИАН № 115, М., 1982 г.
2. А. И. Осипов, ПМТФ I, 41 (1964).