

ОБ АНОМАЛЬНОЙ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ СКОРОСТИ РЕЛАКСАЦИИ ПОЛЯРИЗАЦИИ μ^+ -МЕЗОНОВ В НЕКОТОРЫХ НОРМАЛЬНЫХ МЕТАЛЛАХ

А.А.Микаэлян, В.П.Смила

Получены и решены уравнения, описывающие "странное" поведение скорости релаксации поляризации μ^+ -мезонов в ряде металлов. Предложен новый механизм этого явления. Показано, что в Nb и Bi эксперимент не может быть объяснен захватом мюонов на примеси, но вполне согласуется с гипотезой о захвате в различные поры. Рассматриваются эксперименты, позволяющие однозначно выяснить природу "странной" релаксации в конкретном металле.

Как правило, в нормальных металлах скорость релаксации поляризации μ^+ -мезонов монотонно убывает при повышении температуры. Однако, в последнее время в целом ряде металлов (Bi, Nb, Ta, V) обнаружен немонотонный характер зависимости $\Lambda(T)$ [1 - 4]. Обычно этот факт интерпретируется как захват диффундирующих мюонов на примесные центры. Далее мы приведём основные соотношения, объясняющие это явление, и сформулируем ряд экспериментов, позволяющих выяснить механизм, приводящий к "аномальному" поведению $\Lambda(T)$.

Как известно, экспериментально наблюдается поляризация мюонов. Если внешнее магнитное поле перпендикулярно начальной поляризации, то $P_x(t) = \cos \omega t G(t)P(0)$ (ось x параллельна $P(0)$). Здесь $\omega = \gamma_\mu B$ есть частота прецессии мюона во внешнем поле, а $G(t)$ - релаксаци-

онная функция. При обработке экспериментальных данных для $G(t)$ во всех работах используется известная полуэмперическая формула [5]

$$G(t) = \exp \left[-2 \frac{\sigma^2}{\lambda^2} (e^{-\lambda t} + \lambda t - 1) \right]; \quad (1)$$

в которой в нашем случае λ — частота скачков мюона по междоузлиям, а σ^2 — параметр, аналогичный второму моменту линии ЯМР. Для различных металлов σ^2 имеет порядок $10^{10} - 10^{12}$ сек⁻² и определяется магнитными моментами ядер, структурой кристаллической решетки и местом локализации мюона.

При выводе формулы (1) предполагается, что изменение магнитного поля на мюоне при диффузии описывается гауссовым случайным процессом. Хотя в действительности картина сложнее, но когда мюон диффундирует по кристаллографически эквивалентным порам формула (1) дает по крайней мере качественно правильный результат.

Как видно, зависимость амплитуды поляризации от времени неэкспоненциальна. Можно, однако, условно ввести понятие эффективной скорости релаксации Λ , определяемой как обратное время, за которое амплитуда уменьшается в e раз: $G(\Lambda^{-1}) = e^{-1}$. Поскольку λ возрастает при повышении температуры, из формулы (1) следует, что Λ монотонно убывает с ростом T . Но этот вывод, как уже указывалось, противоречит результатам экспериментов [1–4]. Так, в ниобии [2,3], например, при низких температурах Λ постоянна, затем уменьшается и достигает минимума при $T \sim 25$ К, затем возрастает, выходит на плато, после чего падает вновь.

Подобное поведение $\Lambda(T)$ можно объяснить, предположив, что в кристаллической решетке имеются, как минимум, два типа положений равновесий для мюона. Авторы работы [3] полагают, что положения первого типа являются междоузлиями, а второй тип обусловлен захватом мюонов на чужеродные примеси. О возможности захвата на примеси свидетельствуют, в частности, результаты эксперимента [6], где измерялась скорость релаксации в чистом алюминии и в сплаве Al + 1% Cu и было найдено, что в алюминии Λ мала при всех температурах, тогда как в сплаве зависимость $\Lambda(T)$ качественно такая же, как и в чистой меди. Однако, совершенно не исключена возможность, что положения типов [1] и [2] являются кристаллографически различными междоузлиями (например, тетра- и октапорами). Действительно, в работе [7] методом ЯМР исследовался водород, растворенный в ниобии, и авторы пришли к выводу, что водород может захватываться в поры обоих типов.

Для того, чтобы ответить на вопрос, какая же из указанных возможностей реализуется в действительности, необходимо получить формулы, описывающие зависимость $P(t)$. Амплитуда поляризации мюонов, диффундирующих только по положениям типа (i), определяется функцией $G_i(t)$; приближенно для $G_i(t)$ можно использовать выражение вида (1). Чтобы учесть переходы между положениями разных типов введем следующие величины: ν_{ik} — вероятность перехода из положения (k) в положение (i) за единицу времени; $P_i(t)$ — вклад в поляризацию мюонов, находящихся в положениях (i) в момент t . Если W_i — вероятность захва

та мюона в положение (i) непосредственно после термализации, то $P_i(0) = W_i P(0)$. Можно показать, что парциальные поляризации $P_i(t)$ удовлетворяют системе интегральных уравнений

$$P_i(t) = \exp(-\nu_i t) G_i(t) W_i P(0) + \sum_{k \neq i} \nu_{ik} \int_0^t \exp[-\nu_i(t-\tau)] G_i(t-\tau) P_k(\tau) d\tau, \quad (2)$$

где $\nu_i = \sum_{k=i} \nu_{ki}$ — вероятность ухода мюона из положения типа (i) за единицу времени. С помощью преобразования Лапласа система (2) приводится к системе линейных алгебраических уравнений. Приведем ее решение для случая, когда есть положения только двух типов:

$$P_{(p)} = P_1(p) + P_2(p) = \frac{W_1 G_1(p + \nu_1) + W_2 G_2(p + \nu_2) + (W_1 \nu_1 + W_2 \nu_2) G_1(p + \nu_1) G_2(p + \nu_2)}{1 - \nu_1 \nu_2 G_1(p + \nu_1) G_2(p + \nu_2)} P(0). \quad (3)$$

Здесь $P(p) = \int_0^{\infty} P(t) \exp(-pt) dt$, $G_i(p + \nu_i) = \int_0^{\infty} G_i(t) \exp[-(p + \nu_i)t] dt$.

При анализе формулы (3) будем для определенности считать, что более устойчивыми являются положения (2), т.е. $\nu_1 \gg \nu_2$. Рассмотрим область температур, при которых $\lambda_1 \gg \sigma_1$, а $\lambda_2 \approx \nu_2 \approx 0$, где λ_1 и λ_2 — частоты скачков по положениям (1) и (2), соответственно. Тогда из формул (3) и (1) имеем

$$P(t) \approx \left\{ W_1 \exp \left[- \left(\frac{2\sigma_1^2}{\lambda_1} + \nu_1 \right) t \right] + W_2 \exp(-\sigma_2^2 t^2) + W_1 \nu_1 \int_0^t \exp \left[-\sigma_2^2 (t-\tau)^2 - \left(\frac{2\sigma_1^2}{\lambda_1} + \nu_1 \right) \tau \right] d\tau \right\} P(0). \quad (4)$$

Если положения (2) обусловлены захватом на примесные атомы, то $W_2 \approx 0$, $\nu_1/\lambda_1 \approx c$, где c — относительная концентрация примеси. Тогда при $\nu_1 \ll \sigma_2$ в формуле (4) основной вклад дает первый член и для скорости релаксации находим

$$\Lambda \approx \frac{2\sigma_1^2}{\lambda_1} + \nu_1 \approx \frac{2\sigma_1^2}{\lambda_1} + c \lambda_1 \quad (5)$$

Отсюда следует, что при $\lambda \approx \sigma_1 \sqrt{2/c}$ скорость релаксации минимальна, причем $\Lambda_{min} \approx 2\sigma_1 \sqrt{2c}$. Таким образом: 1) в точке минимума λ пропорциональна $c^{-1/2}$, т.е. при уменьшении концентрации примесей положение

ние минимума Λ должно смещаться в сторону высоких температур; 2) $\Lambda_{min} \ll \sigma_1$. Эти выводы находятся в противоречии с результатами, полученными в ниобии и висмуте [1 - 3]. В экспериментах использовались образцы с концентрацией примесей около 10^{-4} и было найдено, что $\Lambda_{min}/\sigma_1 \approx 0,35 + 0,6$, тогда как расчетное значение равно $\sim 0,03$. Поэтому положения (1) и (2) в данном случае являются, по-видимому, порами разных типов. Для окончательного решения вопроса необходимы более детальные экспериментальные исследования, наиболее очевидное из которых - измерение зависимости Λ от концентрации примесей.

При более высоких температурах выполняется условие $\nu_1 \gg \sigma_2$ и из формулы (3) следует $P(t) \approx \exp(-\sigma_2^2 t^2)P(0)$. Измерение параметра σ^2 позволит определить, где локализованы при этом мюоны. Наконец, при дальнейшем повышении T включается диффузия по порам (2) (либо мюоны начинают срывать с примесных центров) и Λ уменьшается. Экспериментальные данные по бериллию [4], в котором в зависимости $\Lambda(T)$ наблюдаются два плато, разделенные минимумом, могут быть объяснены, если предположить существование трех типов положений равновесия.

Представляется, что приведенные выше формулы открывают новые возможности для исследования как поведения мюонов в металлах, так и потенциального рельефа кристаллических решеток.

Московский
физико-технический институт

Поступила в редакцию
28 июня 1978 г.

Литература

- [1] В.Г.Гребенник, И.И.Гуревич, В.А.Жуков, В.Н.Майоров, А.П.Маныч, Е.В.Мельников, Б.А.Никольский, А.В.Пирогов, А.Н.Пономарев, В.И.Селиванов, В.А.Суетин. Письма в ЖЭТФ, 25, 322, 1977.
- [2] W.F.Lancford, H.K.Birnbaum, A.T.Fiory, R.P.Minnich, K.G.Lynn, C.E.Stronach, D.H.Bieman, W.J.Kossler, J.Lindemuth. SR Newsletter, №14, 303, 1977.
- [3] H.K.Birnbaum, M.Camani, A.T.Fiory, F.N.Gygax, W.J.Kossler, W.Rüegg, A.Schenck, H.Schilling. SR Newsletter, №16, 446, 1977.
- [4] K.Dorenburg, M.Gladish, D.Herlach, H.Metz, H.Orth. SIN Phys. Rep., №2, 65, 1977
- [5] А.Абрагам. Ядерный магнетизм. М., ИИЛ, 1963.
- [6] В.Г.Гребенник, И.И.Гуревич, В.А.Жуков, А.И.Климов, А.П.Маныч, В.Н.Майоров, Е.В.Мельников, Б.А.Никольский, А.В.Пирогов, А.Н.Пономарев, В.И.Селиванов, В.А.Суетин. Труды Международного симпозиума по проблемам мезонной химии и мезомолекулярных процессов в веществе. Дубна, 7 - 10 июня 1977 г., стр. 272.
- [7] М.Л.Афанасьев, В.С.Бондаренко, В.К.Ермолаев. Сб. Радиоспектроскопия твердого тела, вып. 2, Красноярск, 1976.