

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА



СЗУУ.26
Б-60

2/VI-73

P4 - 7152

2465/2-73

Х.М. Биккин , Й.П. Влахов, В.П. Калашников

ЭФФЕКТ ОВЕРХАУЗЕРА
В УСЛОВИЯХ НЕРАВНОВЕСНОСТИ
КИНЕТИЧЕСКИХ СТЕПЕНЕЙ СВОБОДЫ
ЭЛЕКТРОНОВ ПРОВОДИМОСТИ

1973

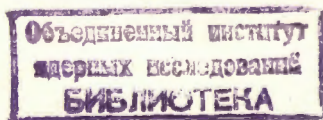
ЛАБОРАТОРИЯ
ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

P4 - 7152

Х.М. Биккин*, Й.П. Влахов, В.П. Калашников*

ЭФФЕКТ ОВЕРХАУЗЕРА
В УСЛОВИЯХ НЕРАВНОВЕСНОСТИ
КИНЕТИЧЕСКИХ СТЕПЕНЕЙ СВОБОДЫ
ЭЛЕКТРОНОВ ПРОВОДИМОСТИ

* Институт физики металлов АН СССР,
г. Свердловск.



S U M M A R Y

The influence of the unequilibration of the conduction electron kinetic degrees of freedom on the quantity of the nuclear spin dynamic polarization in the Overhauser effect is considered.

It is shown that the rise of the electron kinetic temperature in the saturation of the electron paramagnetic resonance can result in an intensive decrease in the nuclear polarization. There are considered some special cases in which the deviation of the kinetic temperature can be considerable and there are derived some numerical estimations for the quantity, describing the degree of decrease in the dynamic orientation of nucleus in the Overhauser effect when the conduction electron kinetic degrees of freedom deflect from equilibrium.

I. Введение

Хорошо известно, что взаимодействие ядерных спинов с электронами проводимости полупроводника или металла может привести к значительному увеличению спиновой поляризации ядер, если спиновые и кинетические степени свободы электронов не находятся в равновесии по отношению друг к другу. Такое нарушение равновесия между кинетической и спиновой подсистемами электронов в эффекте Оверхаузера [1] достигается насыщением электронного парамагнитного резонанса в переменном магнитном поле, а в эффекте Фейера [2] — разогревом кинетических степеней свободы электронов при наложении сильного электрического поля. В обоих случаях неравновесное состояние электронов проводимости можно описать в терминах эффективных температур кинетической (T_K) и спиновой (T_S) подсистем [3], [4], причем относительное увеличение ядерной спиновой поляризации оказывается пропорциональным разности температур $T_S - T_K$. Отсюда видно, что направление стационарной поляризации ядер в случаях, когда $T_S > T_K$ (эффект Оверхаузера) и $T_S < T_K$ (эффект Фейера), противоположно по знаку. Как в эффекте Фейера, так и в эффекте Оверхаузера поляризация ядер отсутствует, если $T_S = T_K$. В условиях поляризации ядер горячими электронами такая ситуация может иметь место, если скорость обмена энергией между кинетической и спиновой подсистемами электронов проводимости выше, чем скорость отвода зеемановской энергии неравновесных спинов в термостат [5]. Влияние отклонения кинетической температуры электронов от равновесия на динамическую ориентацию ядер в эффекте Оверхаузера до сих пор не рассмат-

ривалось. Между тем в целом ряде экспериментальных работ показано [6], что в условиях насыщения ЭПР на электронах проводимости происходит трансформация части энергии, поглощенной спинами, в энергию хаотического движения электронов, что приводит к возрастанию кинетической температуры T_k и появлению малых добавок к кинетическим коэффициентам типа электропроводности. Очевидно далее, что при малых отклонениях от равновесия сдвиг кинетической температуры $\Delta T_k = T_k - T$ от её равновесного значения T пропорционален сдвигу спиновой температуры $\Delta T_s = \lambda \Delta T_s$, $\Delta T_s = T_s - T$, и в обычных условиях должен быть малым, поскольку λ пропорционально малому отношению вероятности рассеяния электрона с переворотом спина к вероятности рассеяния с сохранением ориентации спина.

Существуют, однако, ситуации, в которых отклонения кинетической и спиновой температур электронов от их равновесных значений оказываются одного порядка величины. Очевидно, что в этих случаях поляризация ядер в эффекте Оверхаузера всегда будет малой, независимо от степени насыщения электронного резонанса и интенсивности механизмов спин-решеточной релаксации ядерных спинов, приводящих к утечке ядерной поляризации [3]. Малая величина поляризации ядер в ряде проводящих кристаллов обычно связывается с малостью отношения частоты релаксации среднего спина ядер на электронах проводимости к частоте ядерной спин-решеточной релаксации. Целью настоящей работы является изучение других причин, уменьшающих величину динамической поляризации ядер в проводящих кристаллах. Ниже мы покажем, что в условиях неравновесности кинетических степеней свободы электронов проводимости увеличение поляризации определяется эффективным параметром насыщения ЭПР, зависящим от механизмов релаксации кинетической энергии электронов и энергии взаимодействующих с ними длинноволновых фононов. Без учета этого обстоятельства во многих случаях нельзя получить правильных оценок величины частот ядерной спиновой релаксации

по известным значениям параметра насыщения ЭПР и величины поляризации ядер.

Мы будем рассматривать кристаллы, в которых спин-решеточная релаксация электронов проводимости обусловлена рассеянием их на длинноволновых акустических (ДВ) фононах и немагнитных примесях, а релаксация кинетической энергии электронов определяется рассеянием на ДВ фононах. На рис. 1 показана схема взаимодействия подсистем в процессе передачи энергии, поглощенной неравновесными спинами электронов от внешнего поля, причем S и K означают спиновые и кинетические степени свободы электронов проводимости, соответственно; N - подсистема ядерных спинов, T - равновесные степени свободы кристалла (термостат). Подсистема ℓ состоит из рассеивателей - ДВ фононов (p) и немагнитных примесей (i).

А. для фононного механизма релаксации спина большое отклонение ΔT_k , сравнимое с ΔT_s , может быть получено в условиях "фононного узкого горла" в канале передачи энергии от ДВ фононов к термостату. Кинетическая T_k , спиновая T_s , и фононная T_ℓ температуры при этом оказываются равными, и релаксация подсистем k , s , ℓ к равновесию определяется скоростью обмена энергией между ДВ фононами и термостатом. Роль фононного разогрева в резонансном увеличении подвижности при насыщении ЭПР на электронах проводимости рассматривалась ранее в работе [7].

Б. другая возможность получить большое отклонение ΔT_k возникает в условиях, когда время релаксации продольной намагниченности электронов проводимости определяется упругим рассеянием на немагнитных примесях [8]. Из закона сохранения энергии следует, что в каждом элементарном акте упругого рассеяния с переворотом спина эрмановский квант $\hbar\omega_s$ полностью трансформируется в энергию хаотического движения электронов проводимости. Если скорость притока энергии в подсистему k в результате

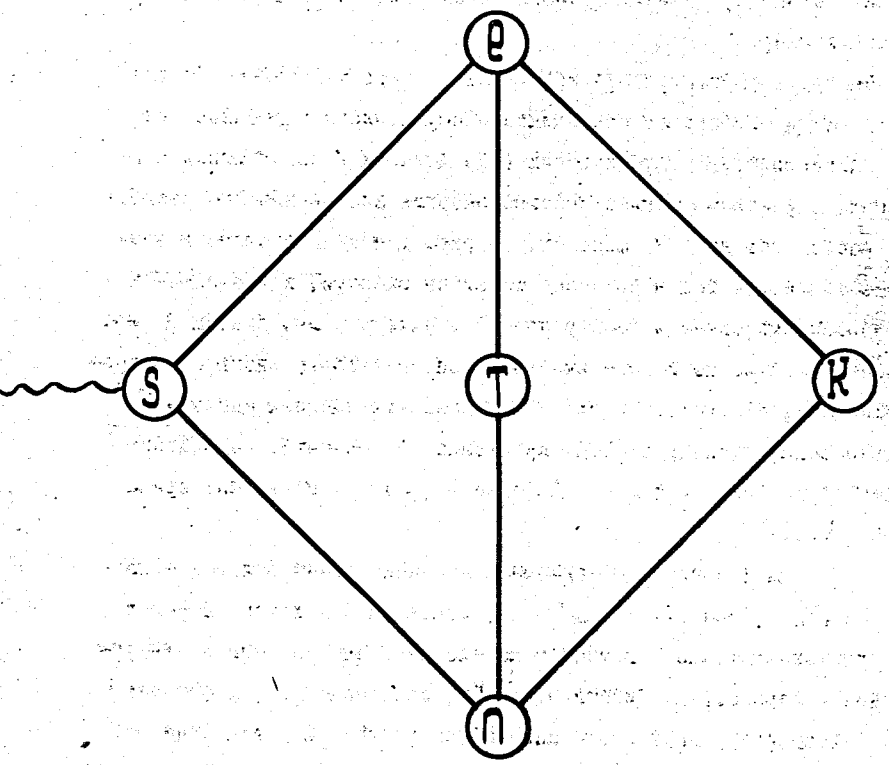


Рис. I

косвенного взаимодействия К- и S-подсистем через немагнитные примеси больше скорости отвода энергии от подсистемы К через ДВ-фононы в термостат, то оказывается, что и в этом случае $\Delta T_K \approx \Delta T_S$.

В настоящей работе на основе метода неравновесного статистического оператора (НСО) [9] развита теория динамической ориентации ядер в эффекте Оверхаузера с учетом отклонения кинетической температуры электронов проводимости от равновесия. В третьем разделе работы формулируются макроскопические уравнения баланса энергии, решение которых позволяет выразить неравновесные температуры подсистем через временные корреляционные функции. Эти корреляционные функции вычисляются в четвертом разделе работы. Мы ограничимся рассмотрением режима слабого насыщения ЭПР, когда все отклонения температур подсистем от их равновесного значения можно считать пропорциональными квадрату напряженности переменного магнитного поля. В пятом разделе найдено выражение для динамической поляризации ядер, отличающееся от известного результата [3] заменой фактора насыщения ЭПР η на эффективный фактор насыщения η^* и получено отношение η^*/η в упомянутых выше случаях А и Б. Численные оценки этого отношения позволяют указать возможную причину значительного уменьшения степени динамической ориентации ядер в эффекте Оверхаузера для целого ряда кристаллов.

2. Гамильтониан

Представим гамильтониан системы в виде

$$H(t) = H + H_{e_j}(t)$$

$$H = H_K + H_S + H_n + H_l + H_T + H_{en} + H_{el} + H_{lr} + H_{nr}, \quad (I)$$

$$H_K + H_S = \sum_{j\sigma} \epsilon_{j\sigma} a_{j\sigma}^\dagger a_{j\sigma}, \quad H_K = \sum_{j\sigma} \epsilon_{j\sigma} a_{j\sigma}^\dagger a_{j\sigma}, \quad H_S = -\hbar \omega_S S^z = -\sum_{j\sigma} \hbar \omega_S \sigma a_{j\sigma}^\dagger a_{j\sigma}, \quad H_n = -\hbar \Omega_n I^z, \quad S^\alpha = \sum_j S_j^\alpha, \quad I^\alpha = \sum_j I_j^\alpha,$$

где $H_K + H_S$ - гамильтониан электронов, находящихся в постоянном внешнем магнитном поле $(0, 0, H)$, S и I - полные спины электронов проводимости и ядер, ω_S и Ω_n - зеемановские частоты электронных и ядерных спинов в постоянном магнитном поле, $a_{j\sigma}^+$, $a_{j\sigma}$ - операторы рождения и уничтожения электронов в состояниях с волновые функции $|j\sigma\rangle$ и энергиями $\epsilon_{j\sigma}$.

Переменное внешнее магнитное поле с частотой ω и амплитудой H_1 будем предполагать поляризованным в плоскости, перпендикулярной направлению статического магнитного поля H , направление которого выберем за ось Z . В этом случае гамильтониан взаимодействия спиновой системы с переменным внешним полем можно записать в виде

$$H_{e_1}(t) = -\frac{\hbar \omega_1 S}{2} (S^+ e^{i\omega t} + S^- e^{-i\omega t}), \quad S^\pm = S^x \pm iS^y, \quad (2)$$

$\hbar \omega_1 = g \mu_B H_1$, g - фактор спектроскопического расщепления электронов, μ_B - магнетон Бора.

$H_j = H_p + H_i$ - гамильтониан рассеивателей, фононов (H_p) и немагнитных примесей (H_i).

Гамильтонианы взаимодействия электронов с фононами H_{ep} , немагнитными примесями H_{ei} ($H_{ep} + H_{ei} = H_{ej}$) и ядерными спинами H_{en} разложим по полному в пространстве спина ($\frac{1}{2}$) набору двумерных матриц

$$H_{ej} = \sum_{j\sigma, j'\sigma'} \{ U_{j\sigma, j'\sigma'} \delta_{\sigma\sigma'} + L_{j\sigma, j'\sigma'}^z S_{\sigma\sigma'}^z + \frac{1}{2} (L_{j\sigma, j'\sigma'}^+ S_{\sigma\sigma'}^- + L_{j\sigma, j'\sigma'}^- S_{\sigma\sigma'}^+) \} a_{j\sigma'}^+ a_{j\sigma}, \quad (3)$$

где $S_{\sigma\sigma}^\alpha$ - матричные элементы одночастичных спиновых операторов. В случае рассеяния на фононах $j = p$ [10]

$$U_{j\sigma, j'\sigma'} = \sum_{q\lambda} \{ U_{j\sigma, j'\sigma'}^{q\lambda} b_{q\lambda} + U_{j\sigma, j'\sigma'}^{-q\lambda} b_{q\lambda}^+ \}, \quad U_{j\sigma, j'\sigma'}^{q\lambda} = c_{q\lambda} \langle j\sigma | e^{iqr} | j'\sigma' \rangle, \quad (4)$$

$$L_{j\sigma, j'\sigma'}^\alpha = \sum_{q\lambda} \{ L_{j\sigma, j'\sigma'}^{\alpha q\lambda} b_{q\lambda} + L_{j\sigma, j'\sigma'}^{\alpha -q\lambda} b_{q\lambda}^+ \}, \quad L_{j\sigma, j'\sigma'}^{\alpha q\lambda} = c_{q\lambda}' [e_{q\lambda} \times K_{q\lambda}] h^\alpha.$$

$$K_{q\lambda}^\alpha = \frac{1}{2} \langle j\sigma | e^{iqr} p^\alpha + p^\alpha e^{iqr} | j'\sigma' \rangle.$$

$c_{q\lambda}, c_{q\lambda}'$ - фурье-образы обычного и зависящего от спина электрон-фононного взаимодействия. $e_{q\lambda}$ - вектор поляризации колебаний решетки, p^α - компоненты кинетического импульса электрона, $b_{q\lambda}^+$ и $b_{q\lambda}$ - бозе-операторы рождения и уничтожения фононов с волновым вектором q и поляризацией λ , h^α - единичные векторы лабораторной системы координат.

При рассеянии на немагнитных примесях $j = i$

$$U_{j\sigma, j'\sigma'} = \sum_q U_{j\sigma, j'\sigma'}^q \beta_{-q}, \quad \beta_q = \sum_j e^{iqx_j}, \quad U_{j\sigma, j'\sigma'}^q = G_q \langle j\sigma | e^{iqr} | j'\sigma' \rangle, \quad (5)$$

$$L_{j\sigma, j'\sigma'}^\alpha = \sum_q L_{j\sigma, j'\sigma'}^{\alpha q} \beta_{-q}, \quad L_{j\sigma, j'\sigma'}^{\alpha q} = G_q' [q \times K_{q\lambda}] h^\alpha.$$

G_q, G_q' - фурье-образы не зависящего от спина рассеяния электронов на экранированном кулоновском потенциале и рассеяния с переворотом спина, x_j - координаты примесных центров.

При рассеянии электронов на ядерных спинах $j = n$

$$U_{j\sigma, j'\sigma'} = 0, \quad L_{j\sigma, j'\sigma'}^\alpha = \sum_q J_q \langle j\sigma | e^{iqr} | j'\sigma' \rangle I_{-q}^\alpha, \quad I_q^\alpha = \sum_i I_i^\alpha e^{iqx_i}, \quad (6)$$

x_i - координаты ядер со спином I , J_q - фурье-образ контактного взаимодействия электрона с ядром.

Явный вид гамильтониана термостата H_T и гамильтонианов взаимодействия фононов (H_{pT}) и ядер (H_{nT}) с термостатом в этой работе нам не потребуются.

3. Неравновесный статистический оператор и уравнения баланса энергии

Рассмотрим поведение системы электронов проводимости, ядерных спинов и рассеивателей (фононов и немагнитных примесей) на временах, больших времени установления термодинамического равновесия внутри каждой из подсистем. В этом случае справедливо описание подсистем в терминах эффективных неравновесных температур. Ограничиваясь пространственно однородным случаем, введем оператор энтропии системы [9]

$$S(t,0) = \Phi(t) + \beta_\kappa(t)(N_\kappa - \zeta(t)N) + \beta_s(t)N_s + \beta_\ell(t)(N_\ell + N_{e\ell}) + \beta_n(t)(N_n + N_{en}) + \beta_\tau(N_\tau + N_{\ell\tau} + N_{n\tau}), \quad (7)$$

$$\Phi(t) = \ln \text{Sp} \exp \left\{ - \left[\beta_\kappa(t)(N_\kappa - \zeta(t)N) + \beta_s(t)N_s + \beta_\ell(t)(N_\ell + N_{e\ell}) + \beta_n(t)(N_n + N_{en}) + \beta_\tau(N_\tau + N_{\ell\tau} + N_{n\tau}) \right] \right\},$$

где $\beta_\kappa(t)$, $\beta_s(t)$, $\beta_\ell(t)$, $\beta_n(t)$, β_τ — обратные неравновесные температуры подсистем κ , s , ℓ , n , τ , соответственно, ζ — химический потенциал электронов, N — оператор числа частиц. Неравновесный статистический оператор $\rho(t,0)$, удовлетворяющий уравнению Лиувилля

$$\partial_t \rho(t,0) + \frac{1}{i\hbar} [\rho(t,0), H(t)] = -\varepsilon(\rho(t,0) - \rho_q(t,0)) \quad (8)$$

с бесконечно малым источником в правой части ($\varepsilon \rightarrow +0$ после взятия термодинамического предела), можно представить в виде

$$\rho(t,0) = \varepsilon \int_{-\infty}^0 dt_1 e^{\varepsilon t_1} U^+(t+t_1, t) \rho_q(t+t_1, 0) U(t+t_1, t), \quad (9)$$

$$U^+(t, t_1) = U(t_1, t) = \text{Texp} \left\{ -\frac{i}{\hbar} \int_{t_1}^t dt' H(t') \right\}, \quad (10)$$

$$\rho_q(t,0) = e^{-S(t,0)}. \quad (11)$$

В формуле (10) символ T означает временное упорядочение. Интегрируя $\text{НСОР}(t,0)$ по частям с учетом правила дифференцирования операторной экспоненты

$$\frac{d}{dt} e^{A(t)} = \int_0^1 d\tau e^{\tau A(t)} \frac{dA(t)}{dt} e^{(1-\tau)A(t)}, \quad (12)$$

получим

$$\rho(t,0) = \rho_q(t,0) + \int_{-\infty}^0 dt_1 e^{\varepsilon t_1} \int_0^1 d\tau U^+(t+t_1, t) \rho_q^{\tau}(t+t_1, 0) \times \times \dot{S}(t+t_1, 0) \rho_q^{1-\tau}(t+t_1, 0) U(t+t_1, t), \quad (13)$$

$$\dot{S}(t,0) = \partial_t S(t,0) + \frac{1}{i\hbar} [S(t,0), H(t)].$$

Используя уравнения движения операторов, входящих в формулу (7)

$$\dot{N} = 0, \quad \dot{N}_\kappa = \dot{N}_{\kappa(\ell)} + \dot{N}_{\kappa(n)}, \quad \dot{N}_s = -\frac{i\omega_{s\ell} + \omega_s}{2} (S^+ e^{i\omega t} - S^- e^{-i\omega t}) + \quad (14)$$

$$+ \dot{N}_{s(\ell)} + \dot{N}_{s(n)}, \quad \dot{N}_\ell + \dot{N}_{e\ell} = -\dot{N}_{\kappa(\ell)} - \dot{N}_{s(\ell)} + \dot{N}_{\ell(\tau)}, \quad \dot{N}_n + \dot{N}_{en} =$$

$$= -\dot{N}_{\kappa(n)} - \dot{N}_{s(n)} + \dot{N}_{n(\tau)}, \quad \dot{N}_\tau + \dot{N}_{\ell\tau} + \dot{N}_{n\tau} = -\dot{N}_{n(\tau)} - \dot{N}_{\ell(\tau)},$$

$$\dot{A} = \frac{1}{i\hbar} [A, H(t)], \quad \dot{H}_{i(m)} = \frac{1}{i\hbar} [H_i, H_{em}], \quad \dot{H}_{m(\tau)} = \frac{1}{i\hbar} [H_m, H_{m\tau}], \quad i = \kappa, s;$$

найдем оператор производства энтропии

$$\dot{S}(t,0) = \partial_t S(t,0) + [\beta_\kappa(t) - \beta_\ell(t)] \dot{H}_{\kappa(\ell)} + [\beta_\kappa(t) - \beta_n(t)] \dot{H}_{\kappa(n)} + \quad (15)$$

$$+ [\beta_s(t) - \beta_\ell(t)] \dot{H}_{s(\ell)} + [\beta_s(t) - \beta_n(t)] \dot{H}_{s(n)} - \beta_s(t) \frac{i\omega_{s\ell} + \omega_s}{2} \times$$

$$\times (S^+ e^{i\omega t} - S^- e^{-i\omega t}) + [\beta_\ell(t) - \beta_\tau] \dot{H}_{\ell(\tau)} + [\beta_n(t) - \beta_\tau] \dot{H}_{n(\tau)}.$$

В макроскопических уравнениях баланса ограничимся членами не выше второго порядка по внешнему полю H_1 , что соответствует удержанию в операторе производства энтропии (15) и статистическом операторе (13) членов не выше первого порядка по явно входящему полю H_1 . Замечая, далее, что отклонения неравновесных

температур $\delta\beta_i = \beta_i - \beta_i^0$, s, ℓ, n пропорционально N_1^2 и таким образом оператор производства энтропии $\dot{S}(t, 0)$ (I5) содержит только члены первого и второго порядка по N_1 , опустим гамильтониан взаимодействия электронов с внешним полем в операторах эволюции (I0). При этом $V^+(t+t_1, t) \rightarrow e^{\frac{1}{\hbar} H t_1}$, а $\rho_q(t, 0)$ (II) перейдет в равновесное распределение Гиббса ρ_0 с гамильтонианом H . Усредняя с учетом этих приближений уравнения движения (I4) по неравновесному распределению $\rho(t, 0)$ (I3), получим

$$\partial_t \langle H_K \rangle^{\dagger} = \int_{-\infty}^0 dt_1 e^{\epsilon t_1} \{ \delta\beta_K(t+t_1) L_{KK(\ell)}(t_1) + \delta\beta_S(t+t_1) L_{KS(\ell)}(t_1) - \delta\beta_{\ell}(t+t_1) L_{EK(\ell)}(t_1) + \partial_t (\dot{H}_{K\ell}; S(t+t_1, t_1)) \}, \quad (I6a)$$

$$\partial_t \langle H_S \rangle^{\dagger} = \int_{-\infty}^0 dt_1 e^{\epsilon t_1} \{ \delta\beta_K(t+t_1) L_{SK(\ell)}(t_1) + \delta\beta_S(t+t_1) L_{SS(\ell)}(t_1) - \delta\beta_{\ell}(t+t_1) L_{ES(\ell)}(t_1) + \partial_t (\dot{H}_{S\ell}; S(t+t_1, t_1)) \} + Q_S, \quad (I6b)$$

$$\partial_t \langle H_{\ell} + H_{e\ell} \rangle^{\dagger} = \int_{-\infty}^0 dt_1 e^{\epsilon t_1} \{ -\delta\beta_K(t+t_1) L_{EK(\ell)}(t_1) - \delta\beta_S(t+t_1) L_{ES(\ell)}(t_1) + \delta\beta_{\ell}(t+t_1) (L_{e\ell(\ell)}(t_1) + L_{\ell\ell(\tau)}(t_1)) + \partial_t (\dot{H}_{\ell} + \dot{H}_{e\ell}; S(t+t_1, t_1)) \} \quad (I6b)$$

$$\partial_t \langle H_n + H_{en} \rangle^{\dagger} = \int_{-\infty}^0 dt_1 e^{\epsilon t_1} \{ -\delta\beta_K(t+t_1) L_{EK(n)}(t_1) - \delta\beta_S(t+t_1) L_{ES(n)}(t_1) + \delta\beta_n(t+t_1) (L_{ee(n)}(t_1) + L_{nn(\tau)}(t_1)) + \partial_t (\dot{H}_n + \dot{H}_{en}; S(t+t_1, t_1)) \}. \quad (I6r)$$

$$L_{jj'(m)}(t_1) = (\dot{H}_{j(m)}; \dot{H}_{j'(m)}(t_1)), \quad (A; B) = \int_0^1 d\tau \text{Sp} \{ A \rho_0^{\tau} B \rho_0^{1-\tau} \}, \quad (I7)$$

$$\Delta B = B - \text{Sp} \{ B \rho_0 \}, \quad \langle \dots \rangle^{\dagger} = \text{Sp} \{ \dots \rho(t, 0) \},$$

$$L_{mm(\tau)}(t_1) = (\dot{H}_{m(\tau)}; \dot{H}_{m(\tau)}(t_1)), \quad jj' = k, s, \ell; \quad m = \ell, n. \quad (I8)$$

$$Q_S = \beta \frac{(\omega_{1s} + \omega_s)^2}{4} \int_{-\infty}^0 dt e^{\epsilon t} \{ (S^{\dagger}; S^{-}(t)) e^{-i\omega t} + (S^{-}; S^{\dagger}(t)) e^{i\omega t} \}. \quad (I9)$$

Корреляционные функции $(S^{\pm}; S^{\mp}(t))$ свяжем с функциями Грина $G^{\pm\mp}(\omega) = \theta(-t) e^{\epsilon t} (S^{\pm}; S^{\mp}(t))$, введенными в работе [10], для которых составим цепочку уравнений движения

$$i(\omega - \omega_s + i\epsilon) G^{\dagger-}(\omega) = -(S^{\dagger}; S^{-}) + G_1^{\dagger-}(\omega) \\ i(\omega - \omega_s + i\epsilon) G_1^{\dagger-}(\omega) = -(S^{\dagger}; \dot{S}_{\ell}^{-}) - G_2^{\dagger-}(\omega) \quad (20)$$

$$G^{\dagger-}(\omega) = \int_{-\infty}^0 dt e^{(\epsilon-i\omega)t} (S^{\dagger}; S^{-}(t)), \quad G_1^{\dagger-}(\omega) = \int_{-\infty}^0 dt e^{(\epsilon-i\omega)t} (S^{\dagger}; \dot{S}_{\ell}^{-}(t)),$$

$$G_2^{\dagger-}(\omega) = \int_{-\infty}^0 dt e^{(\epsilon-i\omega)t} (\dot{S}_{\ell}^{\dagger}; \dot{S}_{\ell}^{-}(t)), \quad \dot{S}_{\ell}^{\pm} = \frac{1}{i\hbar} [S^{\pm}, H_{e\ell}].$$

Ограничиваясь в массовом операторе $M^{\dagger-}(\omega)$ членами не выше второго порядка по взаимодействию $H_{e\ell}$, запишем решение системы уравнений (20) в виде

$$G^{\dagger-}(\omega) = \frac{-(S^{\dagger}; S^{-})}{i(\omega - \omega_s + i\epsilon) - M^{\dagger-}(\omega)} \quad (21)$$

$$M^{\dagger-}(\omega) = (S^{\dagger}; S^{-})^{-1} \int_{-\infty}^0 dt e^{(\epsilon-i\omega)t} (\dot{S}_{\ell}^{\dagger}; \dot{S}_{\ell}^{-}(t)) + (S^{\dagger}; S^{-})^{-1} (S^{\dagger}; \dot{S}_{\ell}^{-}) \quad (22)$$

Кроме того,

$$G^{-\dagger}(-\omega) = (G^{\dagger-}(\omega))^*, \quad M^{-\dagger}(-\omega) = (M^{\dagger-}(\omega))^*, \quad (S^{\dagger}; S^{-})^* = (S^{\dagger}; S^{-})$$

Подставляя эти результаты в формулу для мощности, поглощенной электронными спинами (I9), получим

$$Q_S = - \langle H_S \rangle \frac{\omega_{1s}^2 \nu_2(\omega)}{(\omega - \omega_s^i)^2 + \nu_2^2(\omega)}. \quad (23)$$

Здесь мы разделили массовый оператор на действительную и мнимую части

$$M^{\dagger-}(\pm\omega) = \pm i \delta\omega_s(\omega) + \nu_2(\omega)$$

$$\nu_2(\omega) = \text{Re} (S^{\dagger}; S^{-})^{-1} \int_{-\infty}^0 dt e^{(\epsilon-i\omega)t} (\dot{S}_{\ell}^{\dagger}; \dot{S}_{\ell}^{-}(t)) \quad (24)$$

$$\delta\omega_s(\omega) = \text{Im} (S^{\dagger}; S^{-})^{-1} \int_{-\infty}^0 dt e^{(\epsilon-i\omega)t} (\dot{S}_{\ell}^{\dagger}; \dot{S}_{\ell}^{-}(t)) + (S^{\dagger}; S^{-})^{-1} (S^{\dagger}; \dot{S}_{\ell}^{-})$$

и воспользовались равенством [10]

$$\frac{1}{2} \rho(\hbar\omega_s)^2 (S^+; S^-) = -\langle H_s \rangle. \quad (25)$$

Величина $\delta\omega_s = \omega_s' - \omega_s$ имеет смысл сдвига резонансной частоты электронов за счет взаимодействия с рассеивателями, а $\nu_2(\omega)$ играет роль обратного времени релаксации поперечных компонент спина и вычислялась в работах [10], [11]. Отметим, что при выводе системы связанных уравнений баланса (16а-16б) мы пренебрегли слабым электронно-ядерным взаимодействием, несущественным с точки зрения кинетики электронной подсистемы.

В дальнейшем ограничимся стационарным режимом ЭПР и поэтому произведем дополнительное усреднение макроскопических уравнений баланса (16а-16г) по времени t согласно правилу

$$\bar{A} = \lim_{\epsilon \rightarrow +0} \epsilon \int_{-\infty}^0 dt e^{\epsilon t} A(t), \quad (26)$$

при этом $\overline{\delta\rho_i(t+t_1)} = \delta\rho_i$; $\overline{\partial_t S(t+t_1, 0)} = 0$, $\overline{\partial_t \langle H_i \rangle} = 0$, $i = \kappa, s, l, n$, и система уравнений баланса принимает вид

$$\delta\rho_\kappa L_{\kappa\kappa}(e) + \delta\rho_s L_{\kappa s}(e) - \delta\rho_l L_{\kappa e}(e) = 0 \quad (27a)$$

$$\delta\rho_\kappa L_{s\kappa}(e) + \delta\rho_s L_{ss}(e) - \delta\rho_l L_{es}(e) + Q_s = 0 \quad (27б)$$

$$-\delta\rho_\kappa L_{e\kappa}(e) - \delta\rho_s L_{es}(e) + \delta\rho_l (L_{ee}(e) + L_{ll}(\tau)) = 0 \quad (27в)$$

$$-\delta\rho_\kappa L_{e\kappa}(n) - \delta\rho_s L_{es}(n) + \delta\rho_l (L_{ee}(n) + L_{nn}(\tau)) = 0 \quad (27г)$$

$$L_{jj'}(e) = L_{jj'}(p) + L_{jj'}(i), \quad L_{jj'}(p) = \int_{-\infty}^0 dt e^{\epsilon t} (\dot{H}_{j'}(p); \dot{H}_j(p)(t)),$$

$$L_{jj'}(i) = \int_{-\infty}^0 dt e^{\epsilon t} (\dot{H}_{j'}(i); \dot{H}_j(i)(t)), \quad L_{jj'}(n) = \int_{-\infty}^0 dt e^{\epsilon t} (\dot{H}_{j'}(n); \dot{H}_j(n)(t)), \quad (28)$$

$$L_{mm}(\tau) = \int_{-\infty}^0 dt e^{\epsilon t} (\dot{H}_m(\tau); \dot{H}_m(\tau)(t)), \quad jj' = \kappa, s, e; \quad m = l, n.$$

Решение системы уравнений (27а-27г) позволяет выразить отклонение температур подсистем от равновесия через введенные корреляционные функции $L_{jj'}(p)$, $L_{jj'}(i)$, $L_{jj'}(n)$, $L_{mm}(\tau)$ и поглощаемую спинами мощность Q_s .

4. Вычисление корреляционных функций

Рассмотрим теперь корреляционные функции, входящие в уравнения (27а-27г). Интегрируя по t и τ в формулах (17), (28), получим

$$L_{jj'}(p) = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{\nu\sigma', \nu\sigma, q, \lambda} \Lambda_{\nu\sigma', \nu\sigma}^{jj'} |U_{ep}^{q\lambda}(\nu\sigma', \nu\sigma)|^2 N_q \frac{1}{2} \delta(\epsilon_{\nu\sigma'} - \epsilon_{\nu\sigma} - \hbar\Omega_{q\lambda}) \quad (29)$$

$$\Lambda^{\kappa\kappa} = (\epsilon_{\nu'} - \epsilon_{\nu})^2, \quad \Lambda^{ss} = (\sigma' - \sigma)^2 (\hbar\omega_s)^2, \quad \Lambda^{\kappa s} = \Lambda^{s\kappa} = (\epsilon_{\nu'} - \epsilon_{\nu})(\sigma' - \sigma) \hbar\omega_s \quad (30)$$

$$\Lambda^{es} = \Lambda^{se} = \hbar\Omega_{q\lambda} \hbar\omega_s (\sigma' - \sigma), \quad \Lambda^{e\kappa} = \Lambda^{\kappa e} = \hbar\Omega_{q\lambda} (\epsilon_{\nu'} - \epsilon_{\nu}),$$

где N_q и $\frac{1}{2} \delta$ — равновесные функции распределения фононов и электронов, соответственно;

$$L_{jj'}(i) = \frac{\pi}{\hbar} \sum_{\nu\sigma', \nu\sigma, q} \Lambda_{\nu\sigma', \nu\sigma}^{jj'} |U_{ei}^{q\lambda}(\nu\sigma', \nu\sigma)|^2 N_i \frac{1}{2} \delta(\epsilon_{\nu\sigma'} - \epsilon_{\nu\sigma}) \delta(\epsilon_{\nu\sigma'} - \epsilon_{\nu\sigma}) \quad (31)$$

N_i — концентрация примесей;

$$L_{jj'}(n) = \frac{\pi}{4\hbar} \sum_{\nu\sigma', \nu\sigma, q, l} \Lambda_{\nu\sigma', \nu\sigma}^{jj'} |J_q \langle \nu' | e^{i q r} | \nu \rangle|^2 \{ [I(I+1) - l^2 + \quad (32)$$

$$+ (\sigma' - \sigma) l] (\sigma' - \sigma)^2 + l^2 \delta_{\sigma'\sigma} \} N_l \frac{1}{2} \delta(\epsilon_{\nu\sigma'} - \epsilon_{\nu\sigma} + (\sigma' - \sigma) \hbar\Omega_n),$$

$$N_l = N_n e^{\beta \hbar \Omega_n l} \left\{ \sum_{l=-1}^1 e^{\beta \hbar \Omega_n l} \right\}^{-1},$$

N_n — концентрация магнитных ядер.

В классической области изменения постоянного магнитного поля, рассматриваемой ниже, $\beta \hbar \omega_s \approx \beta \hbar \omega \ll 1$. При этом волновые функции $\langle \nu' |$, $\langle \nu |$ следует заменить плоскими волнами $\langle P' |$, $\langle P |$. Далее, для практических расчетов можно принять $\Omega_{q\lambda} \approx \Omega_q$, $C_{q\lambda} \approx C_q = C q^t$, $C'_{q\lambda} \approx C'_q = C' q^r$. Значения показателей t , r и величина констант C , C' зависят от типа ветви фононного спектра и симметрии кристалла [12]. Квадраты модулей матричных элементов электрон-фононного и электрон-примесного взаимодействий в этом случае равны

$$|U_{ep}^{q\lambda}(\nu\sigma', \nu\sigma)|^2 = C q^t \delta_{\nu\nu'} \delta_{\sigma\sigma'} + \frac{1}{4} \{ |L_{\nu\nu'}^{q\lambda}|^2 |S_{\sigma'\sigma}^-|^2 + |L_{\nu\nu'}^{q\lambda}|^2 |S_{\sigma'\sigma}^+|^2 \}; \quad (33)$$

$$\frac{1}{2} |L_{p'p}^{\pm q}|^2 = |L_{p'p}^{2q}|^2 = \frac{1}{3} |L_{p'p}^q|^2, \quad (34)$$

$$\frac{2}{3} \sum_{\lambda} |L_{p'p}^{\lambda q}|^2 = c' q^r |P + \frac{1}{2} k q|^2 \delta_{p'p+kq},$$

$$|U_{ei}^q(p' \sigma' | p \sigma)|^2 = G_q \delta_{p'p+kq} \delta_{\sigma'\sigma} + \frac{1}{4} \{ |L_{p'p}^{+q}|^2 |S_{\sigma'\sigma}^-|^2 + |L_{p'p}^{-q}|^2 |S_{\sigma'\sigma}^+|^2 \} \quad (35)$$

$$\frac{1}{2} |L_{p'p}^{\pm q}|^2 = |L_{p'p}^{2q}|^2 = \frac{1}{3} |L_{p'p}^q|^2 \quad (36)$$

$$|L_{p'p}^q|^2 = G_q |P + \frac{1}{2} k q|^2 \delta_{p'p+kq}.$$

Полученные выше формулы (29), (30) позволяют установить ряд соотношений для корреляционных функций $L_{ij}(p)$. Действительно, вероятность рассеяния электронов на фононах с сохранением ориентации спина много больше вероятности рассеяния с переворотом спина.

Отсюда следует, что $L_{ee}(p) \approx L_{ek}(p) \approx L_{kk}(p) \gg L_{ss}(p)$. Кроме того, для слабо неупругого рассеяния $\Omega_q \ll \omega_s$ $L_{ks}(p) \approx L_{sk}(p) \approx -L_{ss}(p)$, $L_{es}(p) \ll L_{ss}(p)$.

Мы приведем явные выражения для корреляционных функций $L_{kk}(p)$ и $L_{ss}(p)$ в частном случае рассеяния электронов на акустических колебаниях в кристаллах с центром инверсии ($C = \frac{\epsilon_0^2 \pi}{2 \rho S}$, $C' = \frac{\epsilon_0^2 (\delta g)^2 k^3}{2 \rho S m_0^2 \epsilon_g}$, $t=1$, $r=3$, $\delta g = g-2$)

При вычислениях по формуле (29) необходимо иметь в виду, что в случае не слишком низких температур $T > T_0 = (8mS^2 \bar{\epsilon})^{\frac{1}{2}}$ волновые векторы ДВ фононов лежат в интервале $0 < kq < (8m\bar{\epsilon})^{\frac{1}{2}}$, а при $T < T_0$ - в интервале $0 < kq < \frac{\pi}{S}$. Учитывая формулы (33), (34), в результате несложных вычислений получаем

$$L_{kk}(p) = \frac{\epsilon_0^2 n_0 (2m\tau)^{\frac{5}{2}}}{\pi k^4 \rho} \frac{F_1(\frac{\zeta}{\tau})}{F_{\frac{1}{2}}(\frac{\zeta}{\tau})} \quad T > T_0 \quad (37)$$

$$L_{kk}(p) = \frac{\epsilon_0^2 n_0 D_4 m^{\frac{1}{2}} \tau^{\frac{9}{2}} f(0)}{2^{\frac{5}{2}} \pi k^4 \rho S^4 F_{\frac{1}{2}}(\frac{\zeta}{\tau})} \quad T < T_0 \quad (38)$$

$$F_p(\lambda) = \int_0^\infty dx \frac{x^p}{e^{x-\lambda} + 1}, \quad D_n = \int_0^\infty dx \frac{x^n}{e^{x-1}}, \quad f(0) = \{ e^{-\frac{\zeta}{\tau}} + 1 \}^{-1}$$

$$L_{ss}(p) = \frac{c' n_0 \omega_s^2 (2m\tau)^{\frac{3}{2}}}{2 \pi k^5} \frac{F_2(\frac{\zeta}{\tau})}{F_{\frac{1}{2}}(\frac{\zeta}{\tau})} \quad T > T_0 \quad (39)$$

$$L_{ss}(p) = \frac{c' n_0 \omega_s^2 m^{\frac{3}{2}} \tau^{\frac{1}{2}}}{2^{\frac{3}{2}} \pi k^5 S} D_4 \frac{F_0(\frac{\zeta}{\tau})}{F_{\frac{1}{2}}(\frac{\zeta}{\tau})} \quad T < T_0 \quad (40)$$

В этих формулах n_0 - концентрация электронов проводимости, S , ρ - скорость звука и плотность кристалла, ϵ_0 - константа деформационного потенциала, ϵ_g - ширина запрещенной зоны, $\bar{\epsilon}$ - средняя энергия электронов, а m - их эффективная масса.

В случае упругого рассеяния на заряженной примеси корреляционные функции $L_{ek}(i)$, $L_{es}(i)$, $L_{ee}(i)$ равны нулю, а $L_{kk}(i) = L_{ss}(i) = -L_{ks}(i)$. Подставляя выражения (35), (36) в формулу (31) и выполняя необходимые вычисления, для вырожденной статистики электронов получим

$$L_{ss}(i) = \frac{3G N_i n_0 \omega_s^2 m^{\frac{3}{2}} \tau}{2^{\frac{3}{2}} \pi \zeta^{\frac{1}{2}}} \Phi(\frac{q_F}{q_0}), \quad (41)$$

$$\Phi(x) = (\frac{1}{2} + \frac{1}{x^2}) \ln(1+x^2) - 1,$$

$$q_F = (\frac{8m\zeta}{k^2})^{\frac{1}{2}}, \quad q_0 = (\frac{6 \pi n_0 e^2}{\epsilon_0 \zeta})^{\frac{1}{2}}, \quad G = (\frac{\delta g 4 \pi e^2 k}{\epsilon_0 m_0 \epsilon_g})^2$$

e - заряд электрона, ϵ_0 - статическая диэлектрическая проницаемость кристалла, m_0 - масса свободного электрона.

Далее из формулы (32) непосредственно вытекает ряд соотношений для корреляционных функций типа $L_{ij}(n)$

$$\frac{L_{ee}(n)}{L_{ss}(n)} = (\frac{\Omega_n}{\omega_s})^2, \quad \frac{L_{ek}(n)}{L_{es}(n)} = \frac{\Omega_n - \omega_s}{\omega_s}, \quad \frac{L_{es}(n)}{L_{ss}(n)} = \frac{\Omega_n}{\omega_s}, \quad (42)$$

что позволяет выразить все эти корреляционные функции через $L_{ss}(n)$. Выполняя интегрирования в формуле (32), находим

$$L_{ss}(n) = \frac{1}{3} N_n J_0^2 I(I+1) \frac{\omega_s^2 \tau^2 m^3}{2 \pi^3 k^5} F_0(\frac{\zeta}{\tau}). \quad (43)$$

J_0 - фурье-образ контактного взаимодействия при $q=0$.

Корреляционные функции $L_{ll}(\tau)$ и $L_{nn}(\tau)$, определяющие связь неравновесных фононов и ядерных спинов с термостатом, выразим через соответствующие времена неэлектронной релаксации энергии ДВ фононов и зеемановской энергии ядер.

$$\begin{aligned} \langle \partial_t \langle H_l + H_{el} \rangle \rangle_T &= \sum_{q\lambda} \kappa \Omega_{q\lambda} \frac{d}{dt} N_{q\lambda} = - \sum_{q\lambda} \kappa \Omega_{q\lambda} [N_{q\lambda}(\beta_e) - N_{q\lambda}(\beta)] \omega_p(q,\lambda) \quad (44) \\ &= - \delta\beta_e \sum_{q\lambda} \kappa \Omega_{q\lambda} \omega_p(q,\lambda) \frac{d}{d\beta} N_{q\lambda}(\beta), \end{aligned}$$

где $\langle \partial_t \langle H_l + H_{el} \rangle \rangle_T$ - скорость изменения средней энергии ДВ фононов за счет взаимодействия с термостатом. $\omega_p(q,\lambda)$ - характерная частота неэлектронной релаксации фононов, причем $\omega_p(q,\lambda) = \frac{q T^4}{4\pi^2 \rho S^4 \kappa^3}$ [13] для случая релаксации ДВ фононов на тепловых фононах и $\omega_p(q,\lambda) = \frac{\xi}{L}$ [13] в случае низких температур, когда преобладающим механизмом релаксации ДВ фононов является рассеяние на границах кристалла (L - характерный размер образца). Сравнивая выражение (44) с аналогичным членом в уравнениях (15в) и (27в) находим

$$L_{ll}(\tau) = \sum_{q\lambda} (\kappa \Omega_{q\lambda})^2 \omega_p(q,\lambda) N_{q\lambda} (1 + N_{q\lambda}). \quad (45)$$

Простые вычисления по формуле (45) с учетом приведенных выше значений частот релаксации $\omega_p(q,\lambda)$ дают

$$L_{ll}(\tau) = \frac{6 m^2 T^8}{\pi^2 \kappa^3 S^4 \rho} \left(\frac{\xi}{T} \right)^2 \quad (46)$$

для рассеяния ДВ фононов на тепловых фононах и

$$L_{ll}(\tau) = \frac{6 D_3 T^5}{\pi^2 \kappa^3 S^2 L} \quad (47)$$

в случае релаксации ДВ фононов на границах образца.

Аналогичные вычисления корреляционной функции $L_{nn}(\tau)$ в высокотемпературном приближении $\beta \kappa \Omega_n \ll 1$ приводят к результату

$$L_{nn}(\tau) = \frac{1}{3} I(I+1) N_n (\kappa \Omega_n)^2 T_n^{-1}, \quad (48)$$

где T_n - время релаксации продольной компоненты ядерного спина за счет взаимодействия ядер с термостатом.

5. Решение системы уравнений баланса

В наших приближениях уравнение баланса энергии ядерной подсистемы позволяет сразу выразить $\delta\beta_n$ через $\delta\beta_K$ и $\delta\beta_S$. Учитывая равенства (42), найдем отношение β_n/β , определяющее в высокотемпературном пределе поляризацию ядер в эффекте Оверхаузера:

$$\begin{aligned} \frac{\beta_n}{\beta} &= \frac{\nu_{ne}}{\nu_{ne} + \nu_{nt}} \frac{\beta_K}{\beta} \left[1 - \frac{\omega_S}{\Omega_n} \eta^* \right] + \frac{\nu_{nt}}{\nu_{ne} + \nu_{nt}}, \quad (49) \\ \eta^* &= \frac{\beta_K - \beta_S}{\beta_K} \approx \frac{\delta\beta_K - \delta\beta_S}{\beta} = \eta \left(1 - \frac{\delta\beta_K}{\delta\beta_S} \right), \end{aligned}$$

где η^* - эффективный параметр насыщения ЭПР, а η - значение параметра насыщения в обычной теории эффекта Оверхаузера [3]; ν_{ne} , ν_{nt} - частоты релаксации продольного спина ядер при взаимодействии с электронами проводимости и термостатом. В формулу (49) входит, фактически, только отношение ν_{ne}/ν_{nt} , которое просто выражается через известные корреляционные функции (42-43), (48).

В предельном случае сильного отклонения подсистемы К от равновесия $\delta\beta_K = \delta\beta_S$ эффективный фактор насыщений магнитного резонанса обращается в нуль. В другом предельном случае $\beta_K = \beta$ формула (49) переходит в хорошо известный результат [3].

Решение системы трех уравнений (27а-27в) с учетом указанных ранее отношений между корреляционными функциями $L_{jj'}(p)$ и $L_{jj'}(i)$ дает простой результат

$$\frac{\delta\beta_K}{\delta\beta_S} = \frac{\Delta - L_{SK}(e) L_{ll}(\tau)}{\Delta + L_{KK}(e) L_{ll}(\tau)} \approx \frac{L_{KK}(p) + L_{ll}(\tau)}{L_{KK}(p) + L_{ll}(\tau) (L_{KK}(p) + L_{KK}(i)) (L_{SS}(p) + L_{SS}(i))^{-1}}, \quad (50)$$

$$\Delta = L_{KK}(e) L_{SS}(e) - L_{SK}(e)^2.$$

Рассмотрим формулу (50) в конкретных ситуациях. Если рассеяние электронов обусловлено главным образом взаимодействием с ДВ фононами (индекс l корреляционных функций заменяется на P), то для равновесных фононов ($L_{ll}(\tau) \rightarrow \infty$) $\frac{\delta\beta_K}{\delta\beta_S} \approx \frac{L_{SS}(p)}{L_{KK}(p)} \ll 1$, и $\eta^* \approx \eta$.

Если же распределение ДВ фононов отклоняется от равновесия ($L_{ll}(T) \rightarrow 0$), то $\frac{\delta p_k}{\delta p_s} \approx 1$, а $\eta^* \approx 0$. Это соответствует случаю А первого раздела. Более строго, случай А реализуется, если выполняются неравенства $L_{ss(p)} > L_{ss(i)}$ и

$$\frac{L_{kk(p)}}{L_{ll}(T)} \approx 10 \frac{n_0 \epsilon_0^2 m^{\frac{1}{2}} k^3 S^4}{(\beta \bar{\epsilon})^{\frac{3}{2}}} \beta^{\frac{11}{2}} > 1 \quad T > T_0 \quad (51a)$$

$$\frac{L_{kk(p)}}{L_{ll}(T)} \approx 10 \frac{n_0 \epsilon_0^2 m^{\frac{1}{2}} L \beta^{\frac{1}{2}}}{\rho S^2 k (\beta \bar{\epsilon})^{\frac{3}{2}}} > 1 \quad T < T_0 \quad (51б)$$

Из формулы (50) при этом находим

$$\frac{\delta p_k}{\delta p_s} \approx \frac{\alpha}{1+\alpha}, \quad \eta^* \approx (1+\alpha)^{-1}, \quad \alpha = \frac{L_{ss(p)}}{L_{ll}(T)} \quad (52)$$

Полученные в предыдущем разделе выражения для корреляционных функций $L_{ss(p)}$ и $L_{ll}(T)$ (39-40) и (46-47) позволяют численно оценить величину коэффициента α и отношение η^*/η . Если релаксация ДВ фононов происходит за счет рассеяния на тепловых фононах,

$$\alpha \approx \frac{\epsilon_0^2 n_0 S^2 k^5 \omega_s^2 \beta^{9/2}}{m^{\frac{1}{2}} \epsilon_g^2 (\beta \bar{\epsilon})^{\frac{1}{2}}} 10^2 \left(\delta g \frac{m}{m_0} \right)^2 \quad (53)$$

и

$$\alpha \approx \frac{\epsilon_0^2 n_0 L (k \omega_s)^2 \beta^{-\frac{1}{2}}}{m^{\frac{1}{2}} \rho S^4 \epsilon_g^2 k (\beta \bar{\epsilon})^{\frac{1}{2}}} 10 \left(\delta g \frac{m}{m_0} \right)^2 \quad (54)$$

в случае рассеяния ДВ фононов на границах образца при температуре $T < T_0$.

В случае Б $L_{ss(i)} > L_{ss(p)}$. Если предположить, далее, что система ДВ фононов не отклоняется от равновесия и выполняются неравенства, обратные неравенствам (51a-51б), то из уравнения (50) в этом случае получим

$$\frac{\delta p_k}{\delta p_s} \approx \frac{\alpha_2}{1+\alpha_2}, \quad \eta^* \approx (1+\alpha_2)^{-1}, \quad \alpha_2 = \frac{L_{ss(i)}}{L_{kk(p)}} \approx \left(\delta g \frac{m}{m_0} \right)^2 \frac{N_i n_0 k^4 e^4 k^4 (\omega_s)^2}{2 \epsilon_0^2 \epsilon_g^2 m^3 \epsilon_0 T \zeta} \Phi \left(\frac{qF}{q_0} \right) \quad (55)$$

Наконец, если энергия в подсистему К поступает в результате взаимодействия К и S подсистем через немагнитные примеси (случай В),

но выполняются неравенства (51), то из формулы (50) с учетом выражений (41), (46), имеем

$$\frac{\delta p_k}{\delta p_s} \approx \frac{\alpha_2}{1+\alpha_2}, \quad \eta^* \approx (1+\alpha_2)^{-1}, \quad \alpha_2 = \frac{L_{ss(i)}}{L_{ll}(T)} = \left(\delta g \frac{m}{m_0} \right)^2 \frac{N_i n_0 k^4 e^4 k^4 \rho S^4}{2^{\frac{3}{2}} m^{\frac{5}{2}} \epsilon_0^2 \epsilon_g^2 T^{\frac{11}{2}}} \left(\frac{k \omega_s}{\bar{\epsilon}} \right)^2 \left(\frac{T}{T_0} \right)^{\frac{1}{2}} \Phi \left(\frac{qF}{q_0} \right) \quad (56)$$

Приведем численные оценки параметров α , α_1 и α_2 для некоторых полупроводниковых кристаллов. В случае n-Ge оценка отношений (53-54) делалась в работе [7] и при значениях параметров $n_0 \sim 10^{15}$ см⁻³, $k \omega_s \sim 1^\circ$ К, $\beta^{-1} \sim 1^\circ$ К, $\bar{\epsilon} \sim 10^\circ$ К коэффициент α оказался порядка нескольких единиц. Для n-Si при всех практически представляющих интерес значениях параметров n_0 , $k \omega_s$, β $\alpha \ll 1$. В то же время в полупроводниках типа n-InSb с большим значением эффективного g фактора оценка дает $\alpha \sim 10$ и $\eta^*/\eta \ll 1$. Оценка параметра по формуле (55) для кристаллов n-InSb при концентрации электронов $n \sim 2 \cdot 10^{14}$ см⁻³, концентрации примесей $N_i \sim 10^{15}$ см⁻³, $k \omega_s \sim 1^\circ$ К, $\beta^{-1} \sim 4^\circ$ К дает величину порядка единицы при температурах $T > T_0$ и $\alpha_1 \approx 10$ при $T < T_0$. Наибольший разогрев кинетической подсистемы электронов проводимости возникает, когда в случае Б реализуется ситуация "фононного узкого горла". Оценка отношения α_2 по формуле (56) показывает, что для кристаллов n-Ge и n-InSb имеются практически реальные значения концентраций, температур и магнитных полей, при которых $\alpha_2 \sim 10^2$ и $\eta^*/\eta \ll 1$. Во всех этих случаях динамическая поляризация ядер не будет наблюдаться или окажется малой.

Литература

1. A. Overhauser. Phys.Rev., 92, 411 (1953).
2. G. Reber. Phys. Rev. Lett., 3, 135 (1959).
3. А. Абрагам. "Ядерный магнетизм". ИЛ. М. (1963).
4. Л.Л. Буишвили. ФТТ, 6, 108, (1964).
5. В.П. Калашников. препринт ОИЯИ, Р4-4810, (1969).
6. M. Gueron, I. Solomon. Phys.Rev.Lett., 15, 667, (1965);
Y. Toyoda, Y. Hayashi. J.Phys.Soc.Japan., 30, 1511(1971);
K.Morigaki, M.Onda. Technical Report of ISSP.Series A, No504
(1972).
7. Л.Д.Абуладзе, Л.Л. Буишвили, В.П. Калашников. ФТТ, 13,
1981, (1971).
8. В.П. Калашников, Х.М. Биккин. ФТТ, 14, 1814, (1972).
9. Д.Н. Зубарев, В.П. Калашников. ТМФ, 1, 137, (1969);
ТМФ, 3, 126, (1971); В.П. Калашников. ТМФ, 9, 94, (1971).
10. Х.М. Биккин, В.П. Калашников. ТМФ, 7, 79, (1971).
11. В.П. Калашников, Х.М. Биккин. Phys.Stat.Sol.(b), 50, 393
(1972).
12. В.П. Калашников. В сборнике "Некоторые вопросы магнетизма
и прочности твердых тел". Свердловск (1968)
13. П.С. Зырянов, Г.Г. Талуц. ЖЭТФ, 49, 1942, (1965)

Рукопись поступила в издательский отдел
8 мая 1973 года.

Биккин Х.М., Влахов Й.П., Калашников В.П.

P4 - 7152

Эффект Оверхаузера в условиях неравновесности кинетических степеней свободы электронов проводимости

Показано, что повышение кинетической температуры электронов при насыщении ЭПР может привести к сильному уменьшению ядерной поляризации. Рассмотрены конкретные случаи, в которых отклонение кинетической температуры может быть значительным, и получены численные оценки величины, характеризующей уменьшение степени динамической ориентации ядер в эффекте Оверхаузера при отклонении кинетических степеней свободы электронов проводимости от равновесия.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований
Дубна, 1973.

Bikkin Kh.M., Vlachov I.P., Kalashnikov V.P.

P4 - 7152

The Overhauser Effect in the Conditions of
Unequilibration of the Conduction Electron
Kinetic Degrees of Freedom

See the Summary on the reverse side of the title-page.

Communications of the Joint Institute for Nuclear Research.
Dubna, 1973