

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА



C 36
B-584

29/IX-75
P4 - 8924

Й.П.Влахов, В.П.Калашников

3759/2-75

ТЕОРИЯ

АКУСТИЧЕСКОГО СПИНОВОГО РЕЗОНАНСА
НА ЭЛЕКТРОНАХ ПРОВОДИМОСТИ

III. Механизмы
взаимодействия электронных спинов со звуком

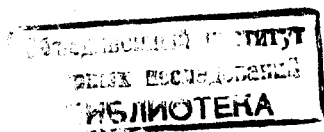
1975

Р4 - 8924

Й.П.Влахов, В.П.Калашников

ТЕОРИЯ
АКУСТИЧЕСКОГО СПИНОВОГО РЕЗОНАНСА
НА ЭЛЕКТРОНАХ ПРОВОДИМОСТИ

III. Механизмы
взаимодействия электронных спинов со звуком



Влахов Й.П., Калашников В.П.

P4 - 8924

Теория акустического спинового резонанса на электронах проводимости. III. Механизмы взаимодействия электронных спинов со звуком

Построен гамильтониан взаимодействия звуковой волны со спинами электронов проводимости в полупроводнике и металле. Проведена классификация вкладов различных механизмов этого взаимодействия по их векторно-операторной структуре и сделана оценка порядка их величины.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований
Дубна 1975

Vlahov J.P., Kalashnikov V.P.

P4 - 8924

Theory of Acoustic Spin Resonance on Conduction Electrons. III. Mechanisms of Interaction between the Electron Spins and the Sound Wave

A Hamiltonian describing the interaction between the sound wave and the conduction electron spins in semiconductors and metals is constructed. A classification of the contributions from the different interaction mechanisms according to their vector-operator structures and an estimation of their orders of magnitude are carried out.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research
Dubna 1975

В первой части настоящей работы ^{/1/} мы построили общее выражение для мощности, поглощенной электронами при распространении звука в проводящем кристалле, и вычислили вклады в это выражение от взаимодействий, приводящих к перевороту спина. Сейчас мы рассмотрим детально эти взаимодействия, оценим порядок их величины и проведем классификацию по векторно-операторной структуре, указав те из них, которые могут дать вклад в наблюдаемые узкие линии АСР.

1. Перечень взаимодействий

Гамильтониан проводящего кристалла в отсутствие звуковой волны запишем в виде

$$\mathcal{H} = H_k(P) + H_{ks}(P) + H_s + H_{el} + H_l, \quad /1/$$

где $H_k(P)$ и H_s - соответственно операторы кинетической и зеемановской энергии электронов, H_l и H_{el} - гамильтониан решетки и гамильтониан взаимодействия электронов с ней, $H_{ks}(P)$ - гамильтониан взаимодействия кинетических и спиновых степеней свободы, которое возникает в различных порядках \vec{k}, \vec{p} - теории возмущения, а его конкретная структура определяется симметрией кристалла ^{/2/}.

Распространение звуковой волны в кристалле сопровождается, вообще говоря, возбуждением электромагнитного поля с потенциалами $\phi(\vec{x}, t)$ и $\vec{A}(\vec{x}, t)$ и напряженностями электрического и магнитного полей $\vec{E}(\vec{x}, t) = -\nabla\phi(\vec{x}, t) - \frac{1}{c}\dot{\vec{A}}(\vec{x}, t)$, $\vec{H}(\vec{x}, t) = \nabla \times \vec{A}(\vec{x}, t)$. Гамильтониан \vec{k}, \vec{p} -

теории возмущений для кристалла в поле звуковой волны можно записать в следующем виде /см., например, /3, 4/ /:

$$\begin{aligned} \mathcal{H}(t) = & H_{\mathbf{k}}(\pi) + H_{\mathbf{k}\mathbf{s}}(\pi) + H_{\mathbf{s}} + H_{e\ell} + H_{\ell} + \\ & + \sum_j e\phi(\vec{x}_j, t) - g\mu_0 \sum_{j\mu} S_j^\mu H^\mu(\mathbf{x}_j, t) + H_{\mathbf{s}\mathbf{f}}^{\mathbf{Y}} + H_{\mathbf{k}\mathbf{f}}^{\mathbf{d}} + H_{\mathbf{s}\mathbf{f}}^{\mathbf{d}} + H_{\mathbf{k}\mathbf{f}}^{\mathbf{p}} + H_{\mathbf{s}\mathbf{f}}^{\mathbf{p}}. \end{aligned} \quad /2/$$

Здесь $H_{\mathbf{k}}(\pi)$ и $H_{\mathbf{k}\mathbf{s}}(\pi)$ есть операторы $H_{\mathbf{k}}(P)$ и $H_{\mathbf{k}\mathbf{s}}(P)$, в которых операторы кинетического импульса в постоянном магнитном поле P_j^μ заменены на $\pi_j^\mu = P_j^\mu - \frac{e}{c} A^\mu(\vec{x}_j, t)$, а шестой и седьмой члены описывают взаимодействие электронов со скалярным потенциалом и переменным магнитным полем сопровождающей электромагнитной волны.

Восьмой член

$$\begin{aligned} H_{\mathbf{s}\mathbf{f}}^{\mathbf{Y}} = & \sum_{i\mu\alpha j\mathbf{q}} C^{\mathbf{Y}} \epsilon_{i\mu\alpha} e E^i(\mathbf{q}) e^{i\omega t} \{S_j^\mu P_j^\alpha, e^{i\vec{q}\cdot\vec{x}_j}\}, \\ C^{\mathbf{Y}} = & (g - g_0) \frac{\hbar}{m_0 \epsilon_g} \frac{2\epsilon_g + \Delta}{2(\epsilon_g + \Delta)}, \end{aligned} \quad /3/$$

где $\epsilon_{i\mu\alpha}$ - символ Леви-Чивита, m_0 и g_0 - масса и g -фактор свободного электрона соответственно, ϵ_g - ширина запрещенной зоны, а Δ - величина спин-орбитального расщепления валентной зоны - описывает спин-орбитальное взаимодействие электронов с электрическим полем \vec{E} , сопровождающим звуковую волну /механизм Яфета /3/ /.

Девятый член

$$H_{\mathbf{k}\mathbf{f}}^{\mathbf{d}} = \sum_{ikqj} i q^k u^i(\mathbf{q}) e^{i\omega t} \{ \Lambda_{ik}(\mathbf{P}_j), e^{i\vec{q}\cdot\vec{x}_j} \}, \quad /4/$$

где Λ_{ik} - тензор деформационного потенциала, который мы будем считать симметричным, описывает обычное, не зависящее от спина деформационное взаимодействие электронов с полем смещений /5/.

Десятый член

$$H_{\mathbf{s}\mathbf{f}}^{\mathbf{d}} = \sum_{i\mu\alpha j\mathbf{q}} C_{i\mu\alpha}^{\mathbf{d}}(\mathbf{q}) u^i(\mathbf{q}) e^{i\omega t} \{ S_j^\mu P_j^\alpha, e^{i\vec{q}\cdot\vec{x}_j} \}, \quad /5/$$

где величина $C_{i\mu\alpha}^{\mathbf{d}}(\mathbf{q})$ определяется типом кристалла, описывает зависящее от спина деформационное взаимодействие. По оценкам Яфета /3/, коэффициенты $C^{\mathbf{d}}(\mathbf{q})$ по порядку величины равны:

$$\begin{aligned} \text{для кристаллов с центром инверсии } C^{\mathbf{d}}(\mathbf{q}) \sim & \Lambda(g - g_0) \frac{\hbar}{m_0 \epsilon_g} q^2, \\ \text{для кристаллов без центра инверсии } C^{\mathbf{d}}(\mathbf{q}) \sim & \Lambda(g - g_0) \frac{\hbar}{m_0 \epsilon_g} f_0 \frac{q}{a_0}, \end{aligned}$$

где f_0 - безразмерная величина, определяющаяся относительной величиной составляющей решеточного потенциала, нечетной при инверсии координат, а a_0 - константа порядка постоянной решетки.

Слагаемые $H_{\mathbf{k}\mathbf{f}}^{\mathbf{p}}$ и $H_{\mathbf{s}\mathbf{f}}^{\mathbf{p}}$ описывают аналогичные /4/ и /5/ взаимодействия, обусловленные пьезоэлектрическим механизмом. Для случая квантованных звуковых волн, фононов, они рассматривались в работах /6/ и /3/.

Существует еще одна группа механизмов спиновых взаимодействий, возникающих при модуляции взаимодействия кинетических и спиновых степеней свободы звуковой волной или сопровождающей электромагнитной волной. Эти взаимодействия можно получить, совершая каноническое преобразование гамильтониана /2/, устраняющее взаимодействие $H_{\mathbf{k}\mathbf{s}}(\pi)$. Аналогичное преобразование делается в теории комбинированного резонанса /2, 4/.

Начнем с гамильтониана /1/. Совершая каноническое преобразование

$$H = e^T \mathcal{H} e^{-T} = \mathcal{H} + [T, \mathcal{H}] + \dots, \quad /6/$$

где оператор $T \sim H_{\mathbf{k}\mathbf{s}}$ определяется из условия

$$H_{\mathbf{k}\mathbf{s}}(P) + [T, H_{\mathbf{k}}(P) + H_{\mathbf{s}}] = 0, \quad /7/$$

будем иметь в линейном приближении по T :

$$H = H_{\mathbf{k}}(P) + H_{\mathbf{s}} + \bar{H}_{e\ell} + H_{\ell}, \quad \bar{H}_{e\ell} = H_{e\ell} + [T, H_{e\ell}], \quad /8/$$

$$T = \lim_{\epsilon \rightarrow +0} \frac{i}{h} \int_{-\infty}^0 dt e^{\epsilon t} e^{\frac{itH_0}{h}} H_{ks}(P) e^{-\frac{itH_0}{h}}, \quad H_0 = H_k(P) + H_s. \quad /9/$$

Новый гамильтониан содержит автономные подсистемы кинетических и спиновых степеней свободы электронов.

В присутствии звуковой волны - гамильтониан /2/ - оператор канонического преобразования $T(t) = \sum_j T_j(t)$ зависит от времени и вместо /7/ определяется уравнением

$$H_{ks}(\pi) + [T(t), H_k(\pi) + H_s] = 0, \quad /10/$$

а преобразованный гамильтониан имеет вид

$$H(t) = e^{T(t)} H(t) e^{-T(t)} + ih \int_0^1 dr e^{rT(t)} \frac{\partial T(t)}{\partial t} e^{-rT(t)}. \quad /11/$$

В линейном приближении по $T \sim H_{ks}$ получаем:

$$H(t) = H + H_{ef}(t), \quad H_{ef}(t) = H_{kf}(t) + H_{sf}(t), \quad /12/$$

$$H_{kf}(t) = H_k(\pi) - H_k(P) + \sum_j e\phi(\vec{x}_j, t) + H_{kf}^d + H_{kf}^p, \quad /13/$$

$$H_{sf}(t) = -g\mu_0 \sum_{j\mu} S_j^\mu H^\mu(\vec{x}_j, t) + H_{sf}^y + \sum_j \{ [T_j, e\phi(\vec{x}_j, t)] + ih \frac{\partial T_j(t)}{\partial t} \} + H_{sf}^d + H_{sf}^p + [T, H_{uf}^d + H_{uf}^p]. \quad /14/$$

Здесь мы отбросили малые слагаемые гамильтониана $H_{sf}(t)$, содержащие произведения спиновых взаимодействий. Кроме того, оператор $T(t)$ заменен на оператор T /9/ при преобразовании членов, пропорциональных амплитуде звука /или напряженностям полей $\vec{E}(\vec{x}, t)$, $\vec{H}(\vec{x}, t)$ /.

Таким образом, мы получаем ряд новых слагаемых в спиновой части взаимодействия. Среди этих новых членов взаимодействие с потенциалами электромагнит-

ного поля, переворачивающее спин - третий член в /14/ - хорошо известно в теории комбинированного резонанса /4,7/ и в дипольном приближении, когда напряженности полей \vec{E} и \vec{H} не зависят от координат, приводит к резонансным переходам на частотах $n\omega_0 + m\omega_0$, $(n, m) = 0, 1, 2, \dots$.

Различие между спиновыми взаимодействиями H_{sf}^d , H_{sf}^p и $H_{sf}^{dT} = [T, H_{uf}^d]$, $H_{sf}^{pT} = [T, H_{uf}^p]$ в случае АСР носит такой же характер, как различие между взаимодействиями H_{sf}^y и $H_{sf}^e = [T, e\phi] + ih \frac{\partial T}{\partial t}$ в теории комбинированного резонанса. Если операторы H_{sf}^y , H_{sf}^d , H_{sf}^p возникают за счет модуляции звуком /или электромагнитной волной/ спин-орбитальных частей соответствующих взаимодействий /электростатического, деформационного, пьезоэлектрического/, вычисленных в приближении эффективной массы и постоянного g -фактора, то операторы H_{sf}^e , H_{sf}^{dT} , H_{sf}^{pT} определяются изменением спектра электронов за счет взаимодействия кинетических и спиновых степеней свободы. Эти члены строятся с помощью двух различных теорий возмущений с разными малыми параметрами. В первом случае это

параметр $\vec{k} \cdot \vec{p}$ - теории возмущения $\frac{hkP}{\epsilon_g}$; во втором,

как видно из выражения /9/ для оператора T , роль малого параметра играет величина $\frac{\langle 1 | H_{ks} | 2 \rangle}{\epsilon_1 - \epsilon_2}$, где /1,2/ -

квантовые уровни однозонного гамильтониана эффективной массы, соответствующие энергиям ϵ_1 и ϵ_2 , а $\langle 1 | H_{ks} | 2 \rangle$ - матричный элемент оператора H_{ks} между этими уровнями.

2. Операторы канонического преобразования

Для вычисления слагаемых, входящих во взаимодействие $H_{sf}(t)$, нам понадобится явное выражение для оператора канонического преобразования T /9/. Интеграл в формуле /9/ для конкретных значений оператора H_{ks}

в различных проводящих кристаллах легко вычислить. Сама структура H_{ks} , как уже было отмечено, определяется свойствами симметрии кристалла /см., например,^{12/} /. В кристаллах без центра инверсии главные члены гамильтониана H_{ks} возникают благодаря спин-орбитальному расхождению зон в точке, в окрестности которой строится гамильтониан. Вторая причина взаимодействия кинетических и спиновых степеней свободы - это зависимость g -фактора от импульса, которая определяет структуру H_{ks} в кристаллах с центром инверсии. В выражениях для оператора H_{ks} будем ограничиваться наименьшими по импульсу членами. При оценке порядка величины членов будем считать, что магнитное поле $H \sim P^2$, так как квантовый радиус в импульсном пространстве является величиной порядка $H^{1/2}$.

В кристалле CdS ^{8/} спин-орбитальное расхождение зон проявляется в первом порядке по P . Если направить ось Z и постоянное магнитное поле \vec{H} вдоль гексагональной оси кристалла, оператор H_{ks} принимает вид

$$H_{ks} = ia \sum_j (S_j^+ P_j^- - S_j^- P_j^+), \quad /15/$$

где $a = \frac{2}{h} a$ в обозначениях^{8/} - константа, определяющая спин-орбитальное расхождение зон, $a (S^\pm, S^0)$, (P^\pm, P^0) - круговые компоненты операторов спина и импульса, введенные в работе^{11/}.

В кристалле Si ^{9/} можно ограничиться членами, кубическими по P . Если ориентировать ось Z в магнитном поле \vec{H} в направлении $\langle 100 \rangle$, оператор H_{ks} может быть записан в виде

$$H_{ks} = b \sum_j (S_j^+ P_j^- + S_j^- P_j^+), \quad /16/$$

$$b = \sqrt{2} \mu_0 H (g_\perp - g_0) \left\{ \frac{1}{\epsilon_{\Delta_1 \Delta_5}} \left(\frac{1}{m_\perp} - \frac{1}{m_0} \right) \right\}^{1/2},$$

где $\epsilon_{\Delta_1 \Delta_5}$ - расстояние между дном зоны проводимости и зоной Δ_5 , а g_\perp и m_\perp - соответственно поперечные

компоненты тензоров g -фактора и эффективной массы.

В кристалле Ge ^{9/} все члены, кубические по P , обращаются тождественно в нуль, и поэтому надо учесть члены порядка P^4 . Ориентируя Z и \vec{H} в направлении $\langle 111 \rangle$, имеем:

$$H_{ks} = c \sum_j (S_j^+ P_j^- + S_j^- P_j^+) P_j^0, \quad /17/$$

$$c = \frac{2}{3} \mu_0 H (g_\perp - g_0) \frac{1}{\epsilon_{L_1 L_3}} \left(\frac{1}{m_\perp} - \frac{1}{m_0} \right),$$

где $\epsilon_{L_1 L_3}$ - расстояние между дном зоны проводимости и зоной L_3 .

В кристалле $InSb$ ^{10/} нужно учитывать как взаимодействие, связанное с инверсионной асимметрией решетки /третьего порядка по P /, так и взаимодействие, связанное с зависимостью g -фактора от импульса /четвертого порядка по P /. Если в качестве координатных выбрать кубические оси и направить \vec{H} вдоль оси Z , то H_{ks} будет иметь вид

$$H_{ks} = d \sum_j (S_j^+ P_j^- + S_j^- P_j^+) P_j^0 + f \sum_j \{ S_j^0 P_j^0 (P_j^+ P_j^+ - P_j^- P_j^-) + S_j^+ [\frac{1}{2} (P_j^+ P_j^+ - P_j^- P_j^-) P_j^- - P_j^+ (P_j^0 P_j^0 + \frac{1}{2} m h \omega_0)] + S_j^- [\frac{1}{2} P_j^+ (P_j^- P_j^- - P_j^+ P_j^+) - P_j^- (P_j^0 P_j^0 + \frac{1}{2} m h \omega_0) \} \}, \quad /18/$$

где $d = \frac{\mu_0 g H}{m \epsilon_g}$, $a f = \frac{2}{h^3} \delta_0$, в обозначениях^{10/} - константа, связанная со спин-орбитальным расхождением зон. Теперь, выполняя интегрирование в формуле /9/, получаем явные выражения для операторов T :

$$CdS: T = \frac{ia}{h(\omega_0 - \omega_s)} \sum_j (S_j^+ P_j^- + S_j^- P_j^+), \quad /19/$$

$$\text{Si: } T = \frac{b}{h(\omega_0 - \omega_s)} \sum_j (S_j^+ P_j^- - S_j^- P_j^+); \quad /20/$$

$$\text{Ge: } T = \frac{c}{h(\omega_0 - \omega_s)} \sum_j (S_j^+ P_j^- - S_j^- P_j^+) P_j^0, \quad /21/$$

$$\begin{aligned} \text{InSb: } T &= \frac{d}{h(\omega_0 - \omega_s)} \sum_j (S_j^+ P_j^- - S_j^- P_j^+) P_j^0 + \\ &+ \frac{f}{h} \sum_j \left\{ \frac{1}{2\omega_0} S_j^0 P_j^0 (P_j^- P_j^- - P_j^+ P_j^+) + \right. \\ &+ S_j^+ \left[\frac{P_j^+ (2P_j^0 P_j^0 + m\hbar\omega_0)}{2(\omega_0 + \omega_s)} - \frac{P_j^+ P_j^+ P_j^-}{2(\omega_0 + \omega_s)} - \frac{P_j^- P_j^- P_j^-}{2(3\omega_0 - \omega_s)} \right] - \\ &+ S_j^- \left[\frac{P_j^- (2P_j^0 P_j^0 + m\hbar\omega_0)}{2(\omega_0 + \omega_s)} - \frac{P_j^+ P_j^- P_j^-}{2(\omega_0 + \omega_s)} - \frac{P_j^+ P_j^+ P_j^+}{2(3\omega_0 - \omega_s)} \right] \left. \right\}. \quad /22/ \end{aligned}$$

3. Взаимодействие электромагнитного типа

Приступим к вычислению поправок в спиновой части взаимодействия $H_{sf}^e(t)$ /14/. Начнем с электромагнитного члена H_{sf}^e . Полагая:

$$\phi(\vec{x}, t) = \sum_{\vec{q}} \phi(\vec{q}) e^{i\vec{q} \cdot \vec{x} + i\omega t}, \quad \vec{A}(\vec{x}, t) = \sum_{\vec{q}} \vec{A}(\vec{q}) e^{i\vec{q} \cdot \vec{x} + i\omega t},$$

получим:

$$\begin{aligned} &[(S_j^\mu \pi_j^{a_1} \pi_j^{a_2} \dots), e\phi] + i\hbar \frac{\partial}{\partial t} (S_j^\mu \pi_j^{a_1} \pi_j^{a_2} \dots) = \\ &= i\hbar \sum_{\vec{q}} (-i\vec{q}^a e\phi(\vec{q}) - i\omega \frac{e}{c} A^a(\vec{q})) \times \\ &\times (\delta_{aa_1} S_j^\mu e^{i\vec{q} \cdot \vec{x}_j} P_j^{a_2} \dots + \delta_{aa_2} S_j^\mu P_j^{a_1} e^{i\vec{q} \cdot \vec{x}_j} \dots + \dots) e^{i\omega t} = \\ &= i\hbar \sum_{\vec{q}} e E^a(\vec{q}) (\delta_{aa_1} S_j^\mu e^{i\vec{q} \cdot \vec{x}_j} P_j^{a_2} \dots + \delta_{aa_2} S_j^\mu P_j^{a_1} e^{i\vec{q} \cdot \vec{x}_j} \dots + \dots) e^{i\omega t}. \end{aligned}$$

Это соотношение дает возможность выразить третий член в /14/ через фурье-компоненту напряженности электрического поля $E^a(\vec{q})$ и операторы $T^n(\vec{q})$ /см. работу /1/ /. Вычислим по этому правилу оператор H_{sf}^e для рассмотренных выше типов взаимодействий кинетических и спиновых степеней свободы электронов. Получаем соответственно:

$$\text{CdS: } H_{sf}^e = \frac{-a}{\omega_0 - \omega_s} \sum_{\vec{q}} \{eE^-(\vec{q}) S^+(\vec{q}) + eE^+(\vec{q}) S^-(\vec{q})\} e^{i\omega t}, \quad /23/$$

$$\text{Si: } H_{sf}^e = \frac{ib}{\omega_0 - \omega_s} \sum_{\vec{q}} \{eE^-(\vec{q}) S^+(\vec{q}) - eE^+(\vec{q}) S^-(\vec{q})\} e^{i\omega t}, \quad /24/$$

$$\begin{aligned} \text{Ge: } H_{sf}^e &= \frac{ic}{\omega_0 - \omega_s} \sum_{\vec{q}} \{eE^-(\vec{q}) T^{+0}(\vec{q}) - eE^+(\vec{q}) T^{-0}(\vec{q}) + \\ &+ eE^0(\vec{q}) [T^{+-}(\vec{q}) - T^{-+}(\vec{q})]\} e^{i\omega t}, \quad /25/ \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{InSb: } H_{sf}^e &= \frac{id}{\omega_0 - \omega_s} \sum_{\vec{q}} \{eE^-(\vec{q}) T^{+0}(\vec{q}) - eE^+(\vec{q}) T^{-0}(\vec{q}) + \\ &+ eE^0(\vec{q}) [T^{+-}(\vec{q}) - T^{-+}(\vec{q})]\} e^{i\omega t} + i f \sum_{\vec{q}} \{eE^-(\vec{q}) \left[-\frac{3}{2(3\omega_0 - \omega_s)} T^{+-}(\vec{q}) + \right. \\ &+ \frac{1}{2(\omega_0 + \omega_s)} (-T^{+++}(\vec{q}) + T^{-+-}(\vec{q}) + T^{--+}(\vec{q}) - 2T^{-00}(\vec{q})) + \\ &+ \left. \frac{1}{\omega_0} T^{00-}(\vec{q})\right] + eE^+(\vec{q}) \left[\frac{3}{2(3\omega_0 - \omega_s)} T^{-+-}(\vec{q}) + \right. \\ &+ \frac{1}{2(\omega_0 - \omega_s)} (T^{---}(\vec{q}) - T^{++-}(\vec{q}) - T^{+-+}(\vec{q}) - 2T^{+00}(\vec{q})) - \\ &+ \left. \left. - \frac{1}{\omega_0} T^{00+}(\vec{q})\right] + eE^0(\vec{q}) \left[\frac{2}{\omega_0 + \omega_s} (T^{+0+}(\vec{q}) - T^{-0-}(\vec{q})) + \right. \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + \frac{1}{2\omega_0} (T^{0--}(\vec{q}) - T^{0++}(\vec{q})) \} e^{i\omega t} + \\
& + i f \frac{\hbar^2}{4} \sum_{\mathbf{q}} \left\{ \left[\left(\frac{(\mathbf{q}^-)^2}{3\omega_0 - \omega_s} + \frac{(\mathbf{q}^+)^2}{\omega_0 + \omega_s} \right) eE^-(\vec{q}) - \right. \right. \\
& \left. \left. - 2 \frac{(\mathbf{q}^0)^2}{\omega_0 + \omega_s} eE^+(\vec{q}) \right] S^+(\vec{q}) - \right. \\
& \left. - \left[\left(\frac{(\mathbf{q}^+)^2}{3\omega_0 - \omega_s} + \frac{(\mathbf{q}^-)^2}{\omega_0 + \omega_s} \right) eE^+(\vec{q}) - 2 \frac{(\mathbf{q}^0)^2}{\omega_0 + \omega_s} eE^-(\vec{q}) \right] S^-(\vec{q}) \right\} e^{i\omega t}.
\end{aligned} \quad /26/$$

Электромагнитные механизмы взаимодействия спинов со звуком $-g\mu_0 \sum_j S_j^\mu H_j^\mu + H_{sf}^Y + H_{sf}$ дают выражения для оператора $H_{sf}(t)$, линейные по амплитудам поля $\vec{E}(\vec{q})$, $\vec{H}(\vec{q})$. Напряженности полей линейно связаны с амплитудой звуковой волны. Эту связь можно найти с помощью уравнений Максвелла с учетом вклада решетки в макроскопические токи. Такая задача решалась в ряде работ - например, в /11-13/.

4. Взаимодействие деформационного типа

Вычислим теперь поправки к спиновой части деформационного и пьезоэлектрического взаимодействий H_{sf}^{dT} и H_{sf}^{pT} , пользуясь явными выражениями для операторов T /19/-/22/ и формулами для бесспиновых частей этих взаимодействий. Учитывая соотношения:

$$[P_j^a, e^{i\vec{q} \cdot \vec{x}_j}] = \hbar q^a e^{i\vec{q} \cdot \vec{x}_j},$$

$$[P_j^{a_1} P_j^{a_2}, e^{i\vec{q} \cdot \vec{x}_j}] = \hbar \{ q^{a_1} P_j^{a_2} + q^{a_2} P_j^{a_1}, e^{i\vec{q} \cdot \vec{x}_j} \},$$

$$[P_j^{a_1} P_j^{a_2} P_j^{a_3}, e^{i\vec{q} \cdot \vec{x}_j}] = \hbar \{ q^{a_1} P_j^{a_2} P_j^{a_3} + q^{a_2} P_j^{a_1} P_j^{a_3} +$$

$$+ q^{a_3} P_j^{a_1} P_j^{a_2}, e^{i\vec{q} \cdot \vec{x}_j} \} - \frac{\hbar^3}{2} q^{a_1} q^{a_2} q^{a_3} e^{i\vec{q} \cdot \vec{x}_j},$$

находим:

$$\text{CdS: } H_{sf}^{dT} = \frac{-a}{\omega_0 - \omega_s} \sum_{\mathbf{q}} \Lambda_{\mathbf{ik}} u^{-i}(\vec{q}) q^{-k} \{ q^- S^+(\vec{q}) + q^+ S^-(\vec{q}) \} e^{i\omega t}, \quad /27/$$

$$\text{Si: } H_{sf}^{dT} = \frac{ib}{\omega_0 - \omega_s} \sum_{\mathbf{q}} \Lambda_{\mathbf{ik}} u^{-i}(\vec{q}) q^{-k} \{ q^- S^+(\vec{q}) - q^+ S^-(\vec{q}) \} e^{i\omega t}, \quad /28/$$

$$\text{Ge: } H_{sf}^{dT} = \frac{ic}{\omega_0 - \omega_s} \sum_{\mathbf{q}} \Lambda_{\mathbf{ik}} u^{-i}(\vec{q}) q^{-k} \{ q^- T^{+0}(\vec{q}) - q^- T^{-0}(\vec{q}) +$$

$$+ q^0 [T^{+-}(\vec{q}) - T^{-+}(\vec{q})] \} e^{i\omega t}, \quad /29/$$

$$\text{InSb: } H_{sf}^{dT} = \frac{id}{\omega_0 - \omega_s} \sum_{\mathbf{q}} \Lambda_{\mathbf{ik}} u^{-i}(\vec{q}) q^{-k} \{ q^- T^{+0}(\vec{q}) - q^- T^{-0}(\vec{q}) +$$

$$+ q^0 [T^{+-}(\vec{q}) - T^{-+}(\vec{q})] \} e^{i\omega t} +$$

$$+ i f \sum_{\mathbf{q}} \Lambda_{\mathbf{ik}} u^{-i}(\vec{q}) q^{-k} \{ q^- [- \frac{3}{2(3\omega_0 - \omega_s)} T^{+--}(\vec{q}) +$$

$$+ \frac{1}{2(\omega_0 - \omega_s)} (-T^{+++}(\vec{q}) + T^{-+-}(\vec{q}) + T^{-++}(\vec{q}) - 2T^{-00}(\vec{q})) +$$

$$+ \frac{1}{\omega_0} T^{00-}(\vec{q}) \} + q^+ [\frac{3}{2(3\omega_0 - \omega_s)} T^{-++}(\vec{q}) +$$

$$+ \frac{1}{2(\omega_0 - \omega_s)} (T^{---}(\vec{q}) - T^{+-+}(\vec{q}) - T^{++-}(\vec{q}) + 2T^{+00}(\vec{q})) -$$

$$\begin{aligned}
& - \frac{1}{\omega_0} T^{00+}(\vec{q}) + q^0 \left[\frac{2}{\omega_0 - \omega_s} (T^{+0+}(\vec{q}) - T^{-0-}(\vec{q})) + \right. \\
& + \left. \frac{1}{2\omega_0} (T^{0--}(\vec{q}) - T^{0++}(\vec{q})) \right] e^{i\omega t} + \\
& + i f \frac{\hbar^2}{4} \sum_{ikq} \Lambda_{ik} u^{-i}(\vec{q}) q^{-k} \left\{ \left[\frac{(q^-)^3}{3\omega_0 - \omega_s} + \frac{(q^+)^2 q^- - 2(q^0)^2 q^+}{\omega_0 + \omega_s} \right] S^+(\vec{q}) - \right. \\
& - \left. \left[\frac{(q^+)^3}{3\omega_0 - \omega_s} + \frac{(q^-)^2 q^+ - 2(q^0)^2 q^-}{\omega_0 + \omega_s} \right] S^-(\vec{q}) \right\} e^{i\omega t} \quad /30/
\end{aligned}$$

Аналогично записывается поправка к спиновой части пьезоэлектрического взаимодействия.

Ряд дополнительных слагаемых в гамильтониане H_{sf} соответствует модуляции звуком электронных спиновых взаимодействий - электрон-электронного, электрон-примесного, электрон-ядерного. Например, модуляции электрон-ядерного взаимодействия

$$H_{sn} = \sum_{jn\alpha} J(\vec{x}_j - \vec{x}_n) S_j^\alpha I_n^\alpha \quad /31/$$

соответствует вклад в оператор H_{sf} , имеющий вид

$$H_{sf}^n = \sum_{jn\alpha\eta} \frac{\partial}{\partial x_j^\alpha} J(\vec{x}_j - \vec{x}_n) u^\alpha(\vec{x}_j, t) S_j^\eta I_n^\eta \quad /32/$$

Как показано в теории спин-фононной релаксации электронов проводимости^{/3, 14/}, все эти вклады малы по сравнению с вкладами от модуляции спин-орбитальных взаимодействий с решеткой, соответствующих деформационному или пьезоэлектрическому механизмам.

Все рассматриваемые нами взаимодействия можно записать в следующем общем виде, удобном для анализа кинетики АСР:

$$H_{sf}(t) = \sum_{inq} \Phi_{-i}^{-n}(\vec{q}) u^i(\vec{q}) T^n(\vec{q}) e^{i\omega t} \quad /33/$$

5. Взаимодействия, приводящие к узким линиям АСР

Нам остается отделить группу механизмов АСР, в которых оператор $H_{sf}(t)$ не содержит компонент оператора импульса. Только эти взаимодействия, как показано в первой части настоящей работы^{/1/}, приводят к достаточно узким линиям резонанса. В этих случаях АСР имеет одну линию на частоте ω_s с шириной Γ , найденной в работе^{/1/}.

Во всех случаях магнитодипольное взаимодействие $-g\mu_0 \sum_j S_j^\mu H^\mu(\vec{x}_j, t)$ относится к этому классу механизмов. Для кристаллов с решеткой CdS к этому типу взаимодействий относятся модулированные деформационные и пьезоэлектрические взаимодействия H_{sf}^{dT} , H_{sf}^{pT} и электромагнитные H_{sf}^e . В случае кристаллов Si или Bi АСР на частоте ω_s содержит вклады механизмов H_{sf}^d , H_{sf}^{dT} , H_{sf}^Y , H_{sf}^e . Для кристаллов с решеткой InSb, как следует из формул /26/ и /30/, вклад в АСР на частоте ω_s вносят взаимодействия H_{sf}^{dT} , H_{sf}^{pT} и H_{sf}^e . Интересная особенность этого случая состоит в том, что указанные гамильтонианы содержат два типа операторов $T^n(\vec{q})$:

$$T^n(\vec{q}) = \sum_j \{ S_j^\pm (P_j^+ P_j^- + P_j^- P_j^+ - 2P_j^0 P_j^0) \}, e^{i\vec{q} \cdot \vec{x}_j}$$

и

$$T^n(\vec{q}) = S^\pm(\vec{q}) = \sum_j \{ S_j^\pm \}, e^{i\vec{q} \cdot \vec{x}_j},$$

прецессирующих на частоте ω_s , причем первый из них зависит от электронных импульсов /в диагональной комбинации/. В соответствии с результатами работы^{/1/} это означает, что линия АСР на частоте ω_s будет представлять собой наложение широкой линии /с шириной порядка частоты релаксации импульса электрона ν_m / и узкой линии /с шириной линии неоднородного парамагнитного резонанса/. Отношение интенсивности узкого центрального пика к интенсивности широкой линии по порядку величины равно $(\frac{\hbar q}{P})^2 \ll 1$. Поэтому такая структура линии АСР в InSb может быть обнаружена только для достаточно коротковолнового звука при малых средних энергиях электронов /низкие температуры

	H_{sf}^e / H_{sf}^Y	H_{sf}^{dT} / H_{sf}^d
CdS	$2,9 \cdot 10^{-7} (\omega \bar{P})^{-1}$	$1,5 \cdot 10^{-19} \bar{P}^{-1}$
Si	$1,2 \cdot 10^{-20} \bar{P}^{-1}$	$1,3 \cdot 10^{-1}$
Ge	$2,2 \cdot 10^{-2}$	$2,0 \cdot 10^{-2}$
In Sb	$1,2 \cdot 10^1$	$3,6 \cdot 10^{-13} \omega$

для невырожденных электронных распределений и малые концентрации в случае вырожденных/.

Отношения порядков величин электромагнитных и деформационных взаимодействий для рассмотренных типов кристаллов приводятся в таблице. Если принять $\omega_s \approx \omega \approx 10^9 \text{ с}^{-1}$, $\bar{P} \approx 10^{-22} \text{ г.см/с}$, то, например, для кристалла CdS отношение электромагнитных спиновых взаимодействий H_{sf}^e и H_{sf}^Y оказывается порядка 10^6 , а соответствующее отношение для механизмов деформационного типа $\approx 10^3$. В обоих случаях механизмы взаимодействия, найденные в п.3 и 4 /модуляция звуком взаимодействия кинетических и спиновых степеней свободы/, оказываются главными по отношению к другим рассмотренным механизмам. В случае InSb два типа электромагнитных взаимодействий, H_{sf}^e и H_{sf}^Y , отличаются на один порядок величины, а деформационно-спиновое взаимодействие на несколько порядков превышает взаимодействие H_{sf}^{dt} , которое, в свою очередь, обусловлено главным образом зависимостью g-фактора электрона от импульса.

Литература

1. И.П.Влахов, В.П.Калашников. Сообщение ОИЯИ, Р4-7709, Дубна, 1974.
2. Э.И.Рашба. УФН, 84, 557 /1964/.
3. Y.Yafet. Solid State Physics, 14, 1 (1963).
4. В.П.Калашников. ТМФ, 18, 108 /1974/.

5. А.И.Ахиезер, М.И.Каганов, Г.Я.Любарский. ЖЭТФ, 32, 837 /1957/.
6. H.J.G.Meijer, D.Polder. Physica, 19, 255 (1953).
7. В.П.Калашников, И.И.Ляпин. ТМФ, 18, 273 /1974/; ФТТ, 15, 2846 /1973/.
8. Э.И.Рашба. ФТТ, 2, 1224 /1960/.
9. И.И.Бойко. ФТТ, 4, 2128 /1962/.
10. Э.И.Рашба, В.И.Шека. ФТТ, 3, 1735, 1863 /1961/.
11. В.П.Силин. ЖЭТФ, 38, 977 /1960/.
12. В.Л.Гуревич, И.Г.Ланг, С.Т.Павлов. ЖЭТФ, 59, 1679 /1970/.
13. В.М.Конторович. ЖЭТФ, 59, 2116 /1970/.
14. A.W.Overhauser. Phys.Rev., 89, 689 (1953).

Рукопись поступила в издательский отдел
27 мая 1975 года.