СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА



P4 - 8923



Й.П.Влахов, В.П.Калашников



# ТЕОРИЯ АКУСТИЧЕСКОГО СПИНОВОГО РЕЗОНАНСА НА ЭЛЕКТРОНАХ ПРОВОДИМОСТИ

## II. Макроскопические уравнения

1975

P4 - 8923

Й.П.Влахов, В.П.Калашников

# ТЕОРИЯ АКУСТИЧЕСКОГО СПИНОВОГО РЕЗОНАНСА НА ЭЛЕКТРОНАХ ПРОВОДИМОСТИ

## II. Макроскопические уравнения

Влахов Й.П., Калашников В.П.

P4 - 8923

Теория акустического спинового резонанса на электронах проводимости. II. Макроскопические уравнения

Выводятся уравнения баланса температур кинетических и спиновых степеней свободы электронов проводимости в слабонелинейном режиме акустического спинового резонанса (АСР). Найдены стационарные решения этих уравнений. Оценивается возможность возникновения эффекта Оверхаузера при насыщении АСР и детектирования АСР по резонансному изменению подвижности.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

**Сообщение Объединенного института ядерных исследований**
**Дубна 1975**

Vlahov J.P., Kalashnikov V.P.

P4 - 8923

Theory of Acoustic Spin Resonance on Conduction Electrons. II. Macroscopic Equations

The temperature balance equations are derived for the kinetic and spin conduction electron degrees of freedom in slightly nonlinear regime of acoustic spin resonance (ASR). The stationary solutions of these equations are found and discussed. A possible observation of the Overhauser effect in the saturation of ASR and a detection of ASR by the resonance change of the mobility are considered.

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

**Communication of the Joint Institute for Nuclear Research**
**Dubna 1975**

## *1. Уравнения баланса температур*

В первой части настоящей работы [1] мы построили выражение для полной мощности, поглощенной электронами проводимости в слабонелинейном режиме акустического спинового резонанса /АСР/. Полная мощность складывается из энергии, поглощаемой в единицу времени кинетическими /подсистема $k$ / и спиновыми /подсистема $s$ / степенями свободы электронов. Эти величины сильно отличаются друг от друга в зависимости от того, в каком из каналов передачи энергии поглощение имеет резонансный характер. Аналогичная ситуация имеет место, например, в теории комбинированного резонанса [2]. В установившемся режиме насыщения АСР должны существовать стационарные неравновесные температуры $\beta_k$ и $\beta_s$ подсистем $k$ и $s$, отличные как друг от друга, так и от температуры решетки. Систему уравнений баланса для малых отклонений температур $\delta\beta_k(t)$ и $\delta\beta_s(t)$ легко найти с помощью неравновесного статистического оператора /1.2.10/, построенного в работе [1]*.

Запишем операторные уравнения движения для гамильтонианов подсистем кинетических и спиновых степеней свободы электронов $H_k(t)$ и $H_s(t)$ :

$$\frac{d}{dt}H_k(t) = \frac{\partial}{\partial t}H_k(t) + iL(t)H_k(t) =$$

$$= \frac{\partial H_{kf}(t)}{\partial t} + iLH_{kf}(t) + \frac{1}{ih}[H_{kf}(t), H_{sf}(t)] + iLH_k,$$

$$\frac{d}{dt}H_s(t) = \frac{\partial}{\partial t}H_s(t) + iL(t)H_s(t) =$$

---

*Будем везде использовать обозначения работы [1]. Ссылки на формулы этой работы даются с прибавлением цифры 1 перед порядковым номером формулы.

$$= \frac{\partial H_{sf}(t)}{\partial t} + iLH_{sf}(t) + \frac{1}{i\hbar}[H_{sf}(t), H_{kf}(t)] + iLH_s \cdot \quad /1/$$

Усредним эти уравнения по статистическому оператору /1.2.7/, разложенному до членов второго порядка по смещениям. Получаем:

$$\frac{\partial}{\partial t}\langle H_k(t)\rangle^t = Q_k(t) + R_k(t),$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\langle H_s(t)\rangle^t = Q_s(t) + R_s(t). \qquad /2/$$

Здесь $R_k(t)$ и $R_s(t)$ - скорости релаксации температур $\delta\beta_k$ и $\delta\beta_s$ к равновесным значениям:

$$R_k(t) = \int_{-\infty}^{0} dt_1 e^{\epsilon t_1}\{(\dot{H}_{k(\ell)}, \dot{H}_{k(\ell)}(t_1))\,\delta\beta_k(t+t_1) +$$

$$+ (\dot{H}_{k(\ell)}, \dot{H}_{s(\ell)}(t_1))\,\delta\beta_s(t+t_1) + (\dot{H}_{k(\ell)}, H_k(t_1))\,\delta\dot{\beta}_k(t+t_1) +$$

$$+ (\dot{H}_{k(\ell)}, H_s(t_1))\,\delta\dot{\beta}_s(t+t_1)\}, \qquad /3/$$

а величина $R_s(t)$ получается из /3/, если значки $k$ и $s$ поменять местами.

$Q_k(t)$ и $Q_s(t)$ есть мгновенные значения мощностей, поглощенных кинетическими и спиновыми степенями свободы, причем

$$Q_k(t) = \frac{1}{i\hbar}\langle [H_{kf}(t), H_{sf}(t)]\rangle_0 + \langle \frac{\partial}{\partial t}H\ \ (t) + iLH\ \ (t)\rangle_1 + \langle iLH_k\rangle_2,$$

$$\langle --- \rangle_0 = Sp(---\rho_0), \langle --- \rangle_1 = Sp(---\Delta\rho_1), \langle --- \rangle_2 = Sp(---\Delta\rho_2), \qquad /4/$$

где $\Delta\rho_1$ и $\Delta\rho_2$ - члены первого и второго порядка в разложении статистического оператора /1.2.7/ по степеням смещений. Величина $Q_s(t)$ записывается аналогично.



Нас интересуют средние во времени уравнения /2/, описывающие стационарный баланс температур подсистем. Применяя к этим уравнениям операцию усреднения по времени /1.2.11/, будем иметь с точностью до членов второго порядка по взаимодействию электронов с решеткой:

$$R_k = \overline{R_k(t)} = L_{kk(\ell)}\,\delta\beta_k + L_{ks(\ell)}\,\delta\beta_s,$$

$$R_s = \overline{R_s(t)} = L_{sk(\ell)}\,\delta\beta_k + L_{ss(\ell)}\,\delta\beta_s, \qquad /5/$$

где

$$L_{ij(\ell)} = \int_{-\infty}^{0} dt\, e^{\epsilon t}(\dot{H}_{i(\ell)}, \dot{H}_{j(\ell)}(t)),$$

$$\dot{H}_{i(\ell)} = \frac{1}{i\hbar}[H_i, H_{e\ell}], \quad i = (k, s).$$

## *2. Мощности, поглощенные подсистемами $k$ и $s$*

Мы не будем приводить здесь простое, но громоздкое вычисление поглощенных мощностей /4/, ограничиваясь лишь приведением конечного результата:

$$Q_{k,s} = \overline{Q_{k,s}(t)} = \beta\int_{-\infty}^{0} dt_1 e^{\epsilon t_1}\overline{\left(\Lambda_{k,s}\frac{\partial H_{ef}(t)}{\partial t}, \frac{\partial H_{ef}(t+t_1)}{\partial t}\right)}, \qquad /6/$$

где операторы $\Lambda_{k,s}$ действуют согласно правилу:

$$\Lambda_{k,s} A = \int_0^{\infty} dt\, e^{-\epsilon t} e^{itL}\frac{1}{i\hbar}[H^0_{k,s}, A],$$

$$H^0_{k,s} = \epsilon\int_0^{\infty} dt\, e^{-\epsilon t} e^{itL} H_{k,s}, \quad \epsilon \to +0, \qquad /7/$$

а скобки (---,---) означают корреляционные функции /1.2.14/.

Полезная поглощаемая мощность Q равна /см. /1.2.13//:

$$Q = Q_k + Q_s = \beta \int_{-\infty}^{0} dt_1 e^{\epsilon t_1} \overline{\left( \frac{\partial H_{ef}(t)}{\partial t}, \frac{\partial H_{ef}(t+t_1)}{\partial t} \right)} = \qquad /8/$$

$$= \beta \sum_{nn'\vec{q}} \omega^2 \,\mathrm{Re}\{ \sum_{ii'} \Phi_{i}^{-n}(\vec{q}) \Phi_{-i'}^{n'}(-\vec{q}) u^{i}(\vec{q}) u^{-i'}(-\vec{q}) G_{-n'}^{n}(\vec{q}, \omega) \},$$

или, иными словами, под знаком шпура $\Lambda_k + \Lambda_s = 1$.

При анализе ширины линий АСР было показано /1/, что резонанс имеет достаточно узкие линии только в случае, когда среди операторов $T^n(\vec{q})$, входящих во взаимодействие электронов со звуковой волной:

$$H_{ef}(t) = \sum_{in\vec{q}} \Phi_{-i}^{-n}(\vec{q}) u^{i}(\vec{q}) e^{i\omega t} T^{n}(\vec{q}),$$

$$T^{n}(\vec{q}) \equiv T^{\mu a_1 a_2 \dots}(\vec{q}) = \sum_j \{ S_j^{\mu} P_j^{a_1} P_j^{a_2} ---, e^{i\vec{q}\cdot\vec{x}_j} \},$$

имеются операторы $S^{\mu}(\vec{q}) = \sum_j S_j^{\mu} e^{i\vec{q}\cdot\vec{x}_j}$, равные фурье-компонентам плотности распределения спина. Далее мы будем рассматривать именно этот случай.

Итак, пусть спиновое взаимодействие электронов со звуком имеет вид

$$H_{ef} = \sum_{i\mu\vec{q}} \Phi_{-i}^{-\mu}(\vec{q}) u^{i}(\vec{q}) e^{i\omega t} S^{\mu}(\vec{q}), \quad \mu = \pm . \qquad /9/$$

Согласно /1/ при такой структуре $H_{ef}$ мы имеем одну линию АСР на частоте $\omega \approx \omega_s$ с шириной $\Gamma$, определяемой формулой /1.3.17а/.

Для этого случая полная поглощаемая мощность равна:

$$Q \sim \mathrm{Re}\, G_{-\mu}^{\mu}(\vec{q}, \omega) = \frac{I\Gamma}{\Gamma^2 + (\mu\omega_s - \omega)^2},$$

$$G_{-\mu}^{\mu}(\vec{q}, \omega) = \int_{-\infty}^{0} dt\, e^{t(\epsilon - i\omega)} (S^{\mu}(\vec{q}), S^{-\mu}(-\vec{q}, t)),$$

$$\Gamma = (S^{\mu}(q), S^{-\mu}(-q)), \quad \mu = \pm .$$

Это выражение, выведенное в работе /1/, соответствует следующей аппроксимации временной корреляционной функции плотности спина:

$$(S^{\mu}(\vec{q}), S^{-\mu}(-\vec{q}, t)) = (S^{\mu}(\vec{q}), S^{-\mu}(-\vec{q}, t))_0 \, e^{\Gamma t}, \qquad /10/$$

где коррелятор $(---,---)_0$ вычисляется без учета столкновительного и диффузионного уширения линии и равен $I \exp(i\mu\omega_s t)$.

Рассмотрим теперь общие формулы для $Q_k$ и $Q_s$. Из соотношений /6/ и /9/ имеем:

$$Q_{k,s} = \beta \sum_{\mu\vec{q}} \omega^2 \left| \sum_i \Phi_{-i}^{-\mu}(\vec{q}) u^{i}(\vec{q}) \right|^2 \mathrm{Re} \int_{-\infty}^{0} dt e^{t(\epsilon - i\omega)} (\Lambda_{k,s} S^{\mu}(\vec{q}), S^{-\mu}(-\vec{q}, t)). \qquad /11/$$

Оценим эти величины, принимая аппроксимацию типа /10/:

$$(\Lambda_{k,s} S^{\mu}(\vec{q}), S^{-\mu}(-\vec{q}, t)) = (\Lambda_{k,s}^{0} S^{\mu}(\vec{q}), S^{-\mu}(-\vec{q}, t))_0 \, e^{\Gamma t}, \qquad /12/$$

где операторы $\Lambda_{k,s}^{0}$ определяются формулами /7/ при $H = H_0 = H_k + H_s$. Корреляторы $(---,---)_0$ легко вычисляются в представлении вторичного квантования. Имеем:

$$H_0 = \sum_{(1)} \epsilon_1 a_1^{+} a_1, \quad H_{k,s} = \sum \epsilon_1^{(k,s)} a_1^{+} a_1,$$

где /1/ - квантовые числа электрона в состоянии с энергией $\epsilon_1$, а $a_1^{+}$, $a_1$ - операторы рождения и уничтожения электронов. Тогда:

$$\Lambda_{k,s}^{0} S^{\mu}(\vec{q}) = \sum_{2,1} \frac{\omega_{21}^{(k,s)}}{\omega_{21}} S_{21}^{\mu}(\vec{q})\, a_2^{+} a_1, \qquad /13/$$

$$h\omega_{21} = \epsilon_2 - \epsilon_1, \quad h\omega_{21}^{(k,s)} = \epsilon_2^{(k,s)} - \epsilon_1^{(k,s)}.$$

Теперь, применяя при вычислении коррелятора /10/ теорему Вика и подставляя результат в формулу /11/, получаем:

$$\mathrm{Re}\int_{-\infty}^{0} dt e^{t(\epsilon - i\omega)} (\Lambda_{k,s}\ S^{\mu}(\vec{q}), S^{-\mu}(-\vec{q}, t) =$$

$$= \sum_{2,1} \frac{\omega_{21}^{(k,s)}}{\omega_{21}} |S_{21}^{-\mu}(\vec{q})|^2 \frac{1 - e^{-\beta h \omega_{21}}}{\beta h \omega_{21}} f_1(1-f_2) \frac{\Gamma}{\Gamma^2 + (\omega_{21} - \omega)^2}.$$

Таким образом, мы можем оценить относительную величину поглощенных мощностей $Q_k$ и $Q_s$. В пренебрежении шириной линии АСР имеем:

$$Q_k =$$

$$= \pi \sum_{\mu i \vec{q}} \beta\omega^2 |\Phi_{-i}^{-\mu}(\vec{q}) u_i(\vec{q})|^2 |S_{21}^{-\mu}(\vec{q})|^2 \frac{1 - e^{-\beta h\omega}}{\beta h\omega} f_1(1-f_2) \frac{\omega_{21}^{k}}{\omega_{21}^{k} + \omega_{21}^{s}} \delta(\omega_{21}^{k} + \omega_{21}^{s} - \omega),$$

/14/

$$Q_s =$$

$$= \pi \sum \beta\omega^2 |\Phi_{-i}^{-\mu}(\vec{q}) u^{i}(\vec{q})|^2 |S_{21}^{-\mu}(\vec{q})|^2 \frac{1 - e^{-\rho h\omega}}{\beta h\omega} f_1(1-f_2) \frac{\omega_{21}^{s}}{\omega_{21}^{k} + \omega_{21}^{s}} \delta(\omega_{21}^{k} + \omega_{21}^{s} - \omega)$$

Из этих выражений видно, что в точке резонанса $(\omega = \omega_{21}^{s} = \omega_s)$:

$$Q_k = 0\,, \qquad Q_s = Q\,.$$

В случае конечной ширины линии $\Gamma \ll \omega_s$ получаем:

$$Q_k \approx \frac{\Gamma}{\omega_s} Q_s \ll Q_s \approx Q\,. \qquad /15/$$

Это означает, что при насыщении рассматриваемой линии АСР почти вся звуковая мощность, поглощенная системой, поступает по каналу "звуковая волна → электронные спины". Точно такая же ситуация имеет место в случае обычного парамагнитного резонанса в неоднородном переменном магнитном поле.



## 3. Стационарные решения

Итак, в стационарном случае система уравнений /2/ принимает вид

$$L_{kk(\ell)}\delta\beta_k + L_{ks(\ell)}\delta\beta_s = 0\,,$$

/16/

$$Q_s + L_{sk(\ell)}\delta\beta_k + L_{ss(\ell)}\delta\beta_s = 0\,.$$

Отсюда средние отклонения температур при слабом насыщении АСР получаются в виде

$$\delta\beta_s = -\sum_{\mu\vec{q}} \frac{I\Gamma}{\Gamma^2 + (\mu\omega_s - \omega)^2} \beta\omega^2 \Big|\sum_i \Phi_{-i}^{-\mu} u^i(\vec{q})\Big|^2 \frac{L_{kk(\ell)}}{L_{kk(\ell)} L_{ss(\ell)} - L_{ks(\ell)} L_{sk(\ell)}};$$

/17/

$$\delta\beta_k = -\delta\beta_s \frac{L_{ks(\ell)}}{L_{kk(\ell)}}\,.$$

Корреляционные функции $L_{ij(\ell)}$, описывающие процессы релаксации температур, вычислялись в работах /3/.

Из формулы /17/ видно, что обе температуры при насыщении АСР отклоняются от равновесных значений, причем добавки к ним зависят от частоты звука резонансным образом и заметно отличны от нуля лишь в узкой области $\approx \Gamma$ вблизи частоты $\omega_s$. Увеличение температуры кинетических степеней свободы $\delta\beta_k$ оказывается пропорционально $\delta\beta_s$, причем в обычных условиях коэффициент пропорциональности гораздо меньше единицы /4/ /см. оценки корреляционных функций $L_{ij(\ell)}$ в /3/ /.

Рассмотрим, исходя из формулы /17/, возможность наблюдения эффекта Оверхаузера при насыщении АСР. Увеличение ядерной поляризации при насыщении АСР пропорционально величине /5/:

$$\eta = \frac{\delta\beta_k - \delta\beta_s}{\beta} =$$

$$= \sum_{\mu\vec{q}} \frac{\omega^2 I\Gamma}{\Gamma^2 + (\mu\omega - \omega)^2} |\sum_i \Phi_{-i}^{-\mu}(\vec{q}) u^i(\vec{q})|^2 \frac{L_{kk}(\ell) + L_{ks}(\ell)}{L_{kk}(\ell) L_{ss}(\ell) - L_{ks}(\ell) L_{sk}(\ell)} . \qquad /18/$$

Оценим отношение параметра насыщения АСР /18/ к параметру насыщения парамагнитного резонанса $\eta_{пр.}$ вблизи точки $\omega = \omega_s$ в переменном магнитном поле с амплитудой $H_1$:

$$\eta_{пр.} = \frac{(H_1 \omega_s g\mu_0)^2}{L_{ss}(\ell)} \frac{\nu_{2s}(S^+, S^-)}{\nu_{2s}^2 + (\omega_s - \omega)^2}, \qquad /19/$$

где $\nu_{2s}$ - обратное время релаксации поперечной компоненты полного спина. Мы имеем, согласно /1.3.17а/:

$$\Gamma \approx \nu_{2s} + (g\ell)^2 \nu_m$$

и

$$I = (S^+(\vec{q}), S^-(\vec{q})) \approx (S^+, S^-).$$

Будем предполагать, что релаксация неравновесных электронов проводимости обусловлена взаимодействием с акустическими фононами. Тогда[3]:

$$-L_{sk}(\ell) = -L_{ks}(\ell) \approx L_{ss}(\ell) < L_{kk}(\ell)$$

и в точке $\omega = \omega_s$:

$$\frac{\eta}{\eta_{пр.}} \approx \frac{\nu_{2s}}{\Gamma} \frac{|\sum_i \Phi_{-i}^{-\mu}(\vec{q}) u^i(\vec{q})|^2}{(g\mu_0 H_1)^2} = \frac{\nu_{2s}}{\Gamma} \left(\frac{H_1^*}{H_1}\right)^2, \qquad /20/$$

где $H_1^*$ - эффективное переменное магнитное поле, эквивалентное звуковой волне по своему действию на спины электронов. Рассмотрим для примера кристалл Bi, где экстремум энергии электронов не лежит в центре или на грани зоны Бриллюэна. Будем считать, что АСР обусловлен деформационно-спиновым взаимодействием[6]. Для этого случая эффективное поле $H_1^*$ оценивалось Микошибой[7], который нашел, что при отношении смещения к постоянной решетки $u/a \approx 10^{-1}$ и $\omega \approx 10^9\ c^{-1}$, $H_1^* \approx 10^2$ *Гс* /или $|\Phi u| \approx 10^{-16}$ *эрг*/. Таким образом,

$$\frac{\eta}{\eta_{пр}} \approx \frac{\nu_{2s}}{\Gamma} \frac{10^4}{H_1^2},$$

что легко может быть сделано больше единицы.

Рассмотрим теперь другой кинетический эффект - резонансное изменение электропроводности[8] при насыщении АСР. В невырожденном полупроводнике электропроводность неравновесных электронов проводимости

$$\sigma(\beta_k) \sim \beta_k^{-3/2},$$

так что изменение ее при насыщении АСР, согласно формуле /17/, имеет вид

$$\frac{\delta\sigma}{\sigma} \approx -\frac{3}{2} \frac{\Gamma I}{\Gamma^2 + (\omega_s - \omega)^2} \omega^2 |\sum_i \Phi_{-i}^{-\mu} u^i|^2 \frac{L_{ks}(\ell)}{L_{kk}(\ell) L_{ss}(\ell) - L_{ks}(\ell) L_{sk}(\ell)} . \qquad /21/$$

В точке резонанса, считая, что[3] $-L_{ks}(\ell) \approx L_{ss}(\ell) < L_{kk}(\ell)$, находим

$$\frac{\delta\sigma}{\sigma} \approx \frac{\omega^2}{\Gamma\nu_k} \frac{|\Phi u|^2}{T^2} .$$

Здесь $\nu_k = \dfrac{L_{kk}(\ell)}{C_{kk}}$ - обратное время релаксации полной электронной энергии, $C_{kk} = T^2 c = T^2 \frac{3}{2} n_0$, где $c$ - теплоемкость невырожденных электронов, $I \approx (S^+, S^-) \approx n_0$. Это отношение в реальных невырожденных полупроводниках может быть порядка $10^{-2} \div 10^{-3}$. Рассмотренный эффект наблюдался экспериментально при насыщении парамагнитного резонанса в InSb. Легко показать, что условия наблюдения этого эффекта должны улучшаться при наличии фононного узкого горла в канале релаксации энергии от неравновесных фононов к решетке. Действительно, если релаксация энергии между тремя подсистемами - кинетическими и спиновыми степенями свободы электронов и неравновесными фононами - будет идти быстрее, чем передача энергии по каналу "неравновесные фононы → термостат", то эти три подсистемы должны иметь одинаковую неравновесную температуру, равную $\beta_s$; в частности, $\delta\beta_k = \delta\beta_s$. Тогда в формуле /21/ $\delta\beta_k$ можно заменить на $\delta\beta_s$ и эффект резонансного изменения электропроводности при насыщении АСР возрастет в

$$\frac{L_{kk(\ell)}}{L_{ss(\ell)}} \approx \left(\frac{\bar{\epsilon}}{h\omega_s}\right)^2 \frac{\nu_k}{\nu_{1s}} \gg 1$$

раз. Другая возможность получить значительное отклонение кинетической температуры электронов от равновесия соответствует случаю, когда упругие процессы рассеяния электронов на примесях преобладают над всеми другими механизмами рассеяния. При этом /3/ $L_{kk(\ell)} \approx -L_{ks(\ell)}$ и из первого из уравнений /16/ мы получаем $\delta\beta_k \approx \delta\beta_s$.

### *Литература*


1. *Й.П.Влахов, В.П.Калашников. Сообщение ОИЯИ, Р4-7709, Дубна, 1974.*
2. *В.П.Калашников. ТМФ, 18, 108 /1974/; В.П.Калашников, И.И.Ляпилин. ТМФ, 273 /1974/; ФТТ, 15, 2846 /1973/.*
3. *Х.М.Биккин, Й.П.Влахов, В.П.Калашников. Сообщение ОИЯИ, Р4-7152, Дубна, 1973; ФТТ, 15, 2791 /1973/.*
4. *В.П.Калашников, Х.М.Биккин. ФТТ, 14, 1814 /1972/.*
5. *А.Абрагам. Ядерный магнетизм, ИЛ, Москва, 1963.*
6. *Y.Yafet. Solid State Physics, eds. Seitz and Turnbull, 14, 1 (1963).*
7. *N.Mikoshiba. Phys.Lett., 12, 289 (1964).*
8. *M.Gueron, I.Solomon. Phys.Rev.Lett., 15, 667 (1965); I.Schmidt, I.Solomon. J.Appl.Phys., 37, 3719 (1966).*



*Рукопись поступила в издательский отдел 27 мая 1975 года.*