

случае плазмон-фононного колебания [6, 7]. Дополнительное уширение низкоэнергетического крыла полосы ЭДП при $T_e > T$, очевидно, происходит в результате усиления плазмон-фононных колебаний в процессе релаксации энергии горячих ННЗ [9]. Плазмонный вклад в уширение полосы ЭДП, по-видимому, стремится к исчезновению в образцах с малым временем релаксации импульса ННЗ. В предельном случае сверхзатухания неравновесного плазмона [10] длинноволновый край полосы не зависит от концентрации ННЗ и обусловлен исключительно фононами [8].

Л и т е р а т у р а

- [1] *Shah J.* Sol. St. Electron., 1978, vol. 21, N 1, p. 43—50.
- [2] *Forchel A., Schweizer H., Mahler G.* Phys. Rev. Lett., 1983, vol. 51, N 6, p. 501—504.
- [3] *Meneses E. A., Jannuzzi N., Ramos J. G. P., Luzzi R., Leite R. C. C.* Phys. Rev. B, 1975, vol. 11, N 6, p. 2213—2221.
- [4] *Göbel G.* Appl. Phys. Lett., 1974, vol. 24, N 10, p. 492—494.
- [5] *Haug H., Tran Thoai D. B.* Phys. St. Sol. (b), 1980, vol. 98, N 2, p. 581—589.
- [6] *Brinkmann W. F., Lee P. A.* Phys. Rev. Lett., 1973, vol. 31, N 4, p. 237—240.
- [7] *Müller J. F., Haug H. J.* Lum., 1987, vol. 37, N 2, p. 97—104.
- [8] *Балтрамеюнас Р., Жукаускас А., Тамулайтис Г.* ЖЭТФ, 1986, т. 91, № 5, с. 1909—1916.
- [9] *Collet J., Cornet A., Pugno M., Amand T.* Sol. St. Commun., 1982, vol. 42, N 12, p. 883—887.
- [10] *Балтрамеюнас Р., Жукаускас А., Тамулайтис Г.* ФТТ, 1986, т. 28, № 5, с. 1576—1577.

Вильнюсский государственный
университет им. В. Капсукаса
Вильнюс

Поступило в Редакцию
7 декабря 1987 г.

УДК 621.315.592

Физика твердого тела, том 30, в. 6, 1988
Solid State Physics, vol. 30, № 6, 1988

О СООТНОШЕНИЯХ ОНСАГЕРА ПРИ ЭЛЕКТРОН-ФОНОННОМ УВЛЕЧЕНИИ

Ю. Г. Гуревич, О. Л. Машкевич

Как известно, для кинетических коэффициентов, связывающих в состояниях, близких к термодинамически равновесным, потоки, стремящиеся возратить систему в равновесие, и силы, их вызывающие [1], выполняются соотношения симметрии. Последние были получены Онсагером [2, 3] из соображений, связанных с обратимостью во времени микроскопических уравнений движения. Линейные уравнения, связывающие потоки с термодинамическими силами, часто записывают и в состояниях, далеких от термодинамического равновесия, например при изучении процессов переноса под действием сильных электрических полей в полупроводниках, когда существенными становятся разогрев (энергетическая неравновесность) и взаимное увлечение (импульсная неравновесность) электронов и фононов с температурами T_e и T_p (вообще говоря, не равными друг другу и температуре термостата T). Выполнение соотношений Онсагера в этой ситуации не является тривиальным следствием обычного их вывода, поскольку системы сильно неравновесно, т. е. рассматриваемые термодинамические силы стремятся привести ее не к термодинамическому равновесию, а к некоторому динамически устойчивому состоянию. При этом параметры T_e и T_p , которые мы называем температурами электронов и фононов, в действительности не являются термодинамическими температурами [4] и определяются из соответствующих

уравнений баланса энергии [5]. Поэтому кинетические коэффициенты, зависящие от T_e и T_p , а через них и от электрического поля, при вычислении соответствующих корреляторов не могут быть вынесены из-под знаков усреднения. В связи с этим вопрос о выполнимости соотношений симметрии кинетических коэффициентов в таких «многотемпературных» состояниях, далеких от термодинамического равновесия как в энергетическом, так и в импульсном отношении, требует отдельного рассмотрения.

Зондхеймер [6] исследовал частный случай соотношений Онсагера — соотношения Кельвина — в ситуации, когда электроны и акустические фононы имеют общую с термостатом температуру и взаимно увлекают друг друга. Он доказал, что эти соотношения выполняются, если, решая систему кинетических уравнений Больцмана для электронов и фононов, симметрично учитывать влияние фононов на электроны и электронов на фононы. При этом в работе считалось, что электронная функция распределения имеет малую анизотропию, т. е. неявно предполагалось, что [5] $T_e = T_p = T \gg \hbar\omega$. В настоящем сообщении анализируются соотношения Онсагера при выполнении других возможных неравенств между T_e , $T_p \neq T$ и частотами акустических ω и оптических Ω фононов.

Как следует из результатов работ [7, 8], соотношения Онсагера выполняются и при T_e , $T_p \neq T \gg \hbar\omega$ (в частности, $T_e \neq T_p$), если термодинамические силы записаны в энергетическом представлении [9]

$$E' = E - T_e/eV \frac{\mu}{T_e}, \quad \nabla \ln T_e, \quad \nabla \ln T_p,$$

где E — электрическое поле, e и μ — заряд и химический потенциал электронов. Однако вопреки утверждению, содержащемуся в [6], они будут удовлетворяться и в случае, когда задача решается несамосогласованно: можно опустить слагаемое, отвечающее взаимному увлечению, учитывая при этом увлечение фононов электронами в выражении для фонованного потока тепла. Заметим, однако, что, хотя решение в этом случае и удовлетворяет соотношениям Онсагера, специфика взаимодействия электронов и фононов отражена им не полностью [7], что делает такое решение неверным. В этой связи необходимо подчеркнуть, что выполнение соотношений Онсагера не может служить доказательством правильности используемой модели, в то время как их нарушение при T_e , $T_p \neq T \gg \hbar\omega$ свидетельствует о ее некорректности. Так, в частности, отбрасывание термоувлечения при учете взаимного всегда ведет к нарушению принципа Онсагера, т. е. является неправомерным. Это в равной мере относится как к вырожденным, так и к невырожденным полупроводникам.

Отметим, что вывод о выполнении соотношений Онсагера при T_e , $T_p \gg \hbar\omega$ сохраняется и в том случае, когда речь идет о рассеянии электронов на оптических фононах (T_e , $T_p \gg \hbar\Omega$), так как описание таких квазиупругих процессов полностью аналогично ситуации, рассмотренной в [8]. Из нее же вытекает, что при $T_e \gg \hbar\omega$ ($\hbar\Omega$) $\gg T_p$ соотношения Онсагера при наличии увлечения не выполняются. Они восстанавливаются в отсутствие увлечения, хотя ситуация остается далекой от термодинамического равновесия ($T_e \gg T_p$). Это позволяет связывать нарушение соотношений Онсагера не с многотемпературностью, а с увлечением.

При выполнении неравенств $\hbar\Omega \gg T_e$, T_p , как показано в [10, 11], соотношения Онсагера имеют место для термодинамических сил в энтропийном представлении [9]: E'/T_e , $\nabla(1/T_e)$, $\nabla(1/T_p)$. Ситуация, когда выполняются аналогичные неравенства для акустических фононов ($\hbar\omega \sim \sim 1$ К [5] $\gg T_e$, T_p), не представляет интереса, так как концентрация носителей тока в полупроводнике при таких температурах исчезающе мала. Если же $\hbar\Omega \gg T_e$, то рассеяние на оптических фононах является существенно неупругим (как, впрочем, и при $T_p \gg \hbar\Omega \gg T_e$) и становится неприменимым диффузионное приближение в решение кинетических уравнений, на котором основаны работы [7, 8, 10, 11].

Таким образом, взаимное увлечение подсистем квазичастиц с различными температурами может приводить к нарушению соотношений Онсагера. Общее решение указанной проблемы требует дальнейших исследований.

Л и т е р а т у р а

- [1] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Статистическая физика. М.: Наука, 1976. 584 с.
- [2] Onsager L. Phys. Rev., 1930, vol. 37, N 4, p. 405—426.
- [3] Onsager L. Phys. Rev., 1931, vol. 38, N 12, p. 2265—2279.
- [4] Бонч-Бруевич В. Л., Калашиников С. Г. Физика полупроводников. М.: Наука, 1977. 672 с.
- [5] Басс Ф. Г., Бочков В. С., Гуревич Ю. Г. Электроны и фононы в ограниченных полупроводниках. М.: Наука, 1984, 288 с.
- [6] Sondheimer E. H. Proc. Roy. Soc., 1956, vol. 234, N 11, p. 391—398.
- [7] Гуревич Ю. Г., Машкевич О. Л. ФТП, 1981, т. 15, № 4, с. 659—666.
- [8] Бочков А. В., Гуревич Ю. Г., Машкевич О. Л. ФТП, 1986, т. 20, № 3, с. 572—574; № 11, с. 2130.
- [9] Дьярмати И. Неравновесная термодинамика. М.: Мир, 1974. 304 с.
- [10] Гуревич Ю. Г., Машкевич О. Л. ФТТ, 1984, т. 26, № 1, с. 120—125.
- [11] Гуревич Ю. Г., Машкевич О. Л. Изв. вузов, Физика, 1984, т. 27, № 2, с. 32—36.

Харьковский государственный
университет им. А. М. Горького
Харьков

Поступило в Редакцию
8 декабря 1987 г.

УДК 548.4 : 537.311.33+548.736.534—16

Физика твердого тела, том 30, в. 6, 1988
Solid State Physics, vol. 30, № 6, 1988

ИЗМЕНЕНИЕ ФОНОННОГО СПЕКТРА КРИСТАЛЛА ПРИ ВОЗБУЖДЕНИИ И ПЕРЕЗАРЯДКЕ Fe^{3+} В GaAs

Е. С. Демидов

В сообщении [1] сверхбольшие кратности вырождения возбужденных состояний примесных ионов Fe^{3+} в GaAs и GaP объяснялись на основе модели, в которой предполагается, что при переходе дефекта в электронное возбужденное состояние вследствие изменения силовых постоянных в окрестности дефекта происходит низкочастотное резонансное изменение в спектре колебаний решетки. В настоящей заметке, предполагая, что такое же изменение в спектре фононов происходит и при перезарядке дефекта, объясняется многократное отличие от единицы фактора вырождения $\beta \approx 10^{-2}$ акцепторного уровня железа $E_v + 0.5$ эВ в GaAs, которое следует из экспериментальных данных Хейсти [2] с применением чисто электронной статистики, но не объяснимо вырождением состояний небольшого числа локализованных на дефекте электронов. Автор [2] считает, что дело в термосмещении со скоростью $4.5 \cdot 10^{-4}$ эВ/град уровня железа к валентной зоне GaAs. Однако это не подтверждается данными по катодолюминесценции [3], где пик свечения около 0.5 эВ не смещается от 30 до 300 К.

С такими же предположениями, как и в [1], с использованием функции распределения Гиббса запишем долю N_{dr} от общего числа N_d дефектов с r локализованных электронов

$$N_{dr} = N_d \left[\sum_{lj} g_{s_{jl}} Z_{s_{jl}} \exp\left(\frac{lF - E_{jl}}{kT}\right) \right]^{-1} \sum_i g_{s_{ir}} Z_{s_{ir}} \exp\left(\frac{rF - E_{ir}}{kT}\right), \quad (1)$$

где $i=0, 1, 2, \dots$ нумерует основное ($i=0$) и возбужденные состояния дефекта с r электронами, энергией E_{ir} , электронной кратностью вырождения $g_{s_{ir}}$, колебательной статсуммой $Z_{s_{ir}}$, приходящейся на этот дефект