

УДК 621.315.592

©1995

**ФОНОННЫЕ ФЛУКТУАЦИИ И ЭФФЕКТ
ПСЕВДОЛЕГИРОВАНИЯ В НЕОДНОРОДНЫХ
АМОРФНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ
I. МОДЕЛЬ СКЕТТРАПА
И МОРФОЛОГИЯ ПОЛУПРОВОДНИКА**

В.А. Лизачев

Московский энергетический институт,
105835, Москва, Россия
(Поступила в Редакцию 26 июля 1994 г.)

Предпринята попытка построения физической модели, объясняющей обнаруженную экспериментально взаимосвязь между изменением оптических и электрических параметров неоднородных аморфных полупроводниковых материалов, наблюдаемую при варьировании условий их приготовления и легирования. Анализируются достоинства и недостатки модели Скеттрапа, в рамках которой оптические переходы между электронными уровнями материала рассматриваются с учетом флуктуаций чисел заполнения фононных мод в пределах области их пространственной когерентности. Рассматривается более общая (многофононная) модель, учитывающая электрон-фононное взаимодействие со всеми акустическими фоннными модами в пределах ячейки, характерные размеры которой могут составлять десятки, сотни или тысячи средних межатомных расстояний. Предполагается, что области пространственной когерентности фононов в материале могут быть отождествлены с «глобулами», «столбами» и другими видами имеющих устойчивую форму неоднородностей, наблюдаемых в аморфных полупроводниковых материалах методами электронной микроскопии. Предварительный анализ показал, что новый подход на качественном уровне позволяет объяснить взаимосвязь между размерами областей пространственной когерентности и характеристической энергией края поглощения Урбаха.

Доминирующий в настоящее время подход к интерпретации результатов исследований свойств неупорядоченных полупроводниковых материалов основан на анализе взаимосвязи между электронным спектром материала и его электрофизическими и оптическими параметрами. Между тем ряд ключевых параметров неупорядоченных полупроводников (прыжковая проводимость и проводимость по состояниям в хвостах зон на постоянном и переменном токе [1], характеристики дисперсионного транспорта [2], интенсивность рекомбинации и т. д.) не менее существенно зависит и от вида фононного спектра $P(\hbar\omega)$. Это легко показать, анализируя как квантово-механический (приближение Борна-Оппенгеймера), так и феноменологический подход к описанию различных свойств неупорядоченных полупроводников: характеристики фононного спектра входят в соответствующие выражения в

виде сомножителя. Известно также, что характерная энергия фононов на один-два порядка величины меньше характерной энергии электронных взаимодействий. Следовательно, соответствующие тепловым колебаниям линейные размеры области в трехмерном координатном пространстве должны по крайней мере на один-два порядка величины превосходить атомные размеры, являющиеся характерным пространственным масштабом взаимодействия электронов. Возможность представления полных волновых функций энергетических состояний материала в виде произведения его электронных и фононных волновых функций означает, что существование в полупроводниковых материалах неоднородностей (морфологии) с линейными размерами в десятки и сотни межатомных расстояний и изменение их характерных размеров при варьировании условий приготвления материала должны в такой же степени оказывать влияние на характеристики фононов (и в конечном итоге на макроскопические параметры материала), в какой изменение химического состава кристаллов влияет на их характерные межатомные расстояния, электронные спектры и макроскопические параметры. Однако указанные обстоятельства нередко упускаются из виду при рассмотрении электронных процессов в неупорядоченных материалах. Это можно отчасти объяснить традициями, сформировавшимися при изучении кристаллических материалов. В таких материалах атомная структура формируется в квазиравновесных условиях и практически не зависит от используемого метода приготовления. Не изменяются и характеристики фононного спектра данного материала. В аморфных полупроводниках ситуация кардинально меняется: из-за присутствия водорода (в гидрированных материалах) и неравновесности процессов осаждения полупроводника, оборванных связей, неоднородностей (морфологии) по существу каждый приготовленный образец имеет уникальный фононный спектр. Одним из подтверждений тому является обнаруженный экспериментально [3] сдвиг частоты поперечных оптических фононов, вызванный изменением температуры подложки T_s при осаждении образцов аморфного гидрированного кремния ($a\text{-Si:H}$).

Помимо изменений фононного спектра в образцах этой серии наблюдались также изменение положения уровня Ферми E_F по отношению к дну зоны проводимости E_c без введения легирующей примеси (эффект псевдолегирования). Аналогичный эффект наблюдался в приготовленных разложением силана пленках $a\text{-Si:H}$ при изменении скорости прокачки силана через реакционную камеру [4] и в пленках $a\text{-Si:H}$, полученных ВЧ-ионно-плазменным распылением кремниевой мишени в атмосфере арго-водород при изменении температуры подложки, парциального давления водорода в газовой смеси P_H [5-7] и мощности ВЧ-разряда [5]. Недавно подобный эффект обнаружен и в аморфных и аморфно-кристаллических гидрированных пленках углерода [8], полученных ВЧ-ионно-плазменным распылением при различных значениях T_s . Установлено также, что положение уровня Ферми коррелирует не только с условиями формирования материала (что, собственно, первоначально и понималось под эффектом псевдолегирования), но и с рядом других параметров пленок: характеристической энергией наклона края поглощения Урбаха E_U [9,10], оптической шириной запрещенной зоны [5-8], содержанием в пленках различных структурных комплексов.

Кроме того, корреляция перечисленных выше параметров наблюдается и в полученных в тлеющем разряде пленках $a\text{-Si:H}$ при их легировании примесью внедрения [11]. Сопоставление данных различных экспериментов показывает, что характер взаимосвязей между параметрами не зависит от того, каким именно способом достигается изменение положения уровня Ферми. В данной работе эффект псевдолегирования мы будем рассматривать именно в таком, «расширенном», смысле как комплекс устойчивых взаимосвязей между параметрами пленок аморфных гидрированных полупроводниковых материалов, наблюдающихся при изменении условий их приготовления. Несмотря на достаточно обширные экспериментальные исследования эффекта псевдолегирования, его природа до сих пор остается предметом дискуссий. Ясно, что изменение условий формирования материала приводит к изменению его структурной сетки и морфологии, однако до сих пор не удается объяснить, почему при этом изменяются макроскопические свойства материала, и эти изменения происходят согласованно. В настоящей работе предпринимается попытка построения модели, объясняющей взаимосвязь между различными параметрами и условиями приготовления аморфных материалов, исходя из особенностей фоновых спектров и электрон-фононного взаимодействия в неоднородных неупорядоченных полупроводниковых материалах. Кроме того, рассматриваемая далее модель устанавливает аналогии между физическими процессами, определяющими характеристическую энергию края поглощения Урбаха E_U и проводимость по распространенным состояниям, что позволяет также объяснить и причину согласованного поведения этих параметров при изменении условий формирования материала.

В соответствии с идеей Скеттрапа [12] количественно оценить влияние характеристик фоновых полей в материале на процессы оптического поглощения можно посредством соотношений

$$E_c(T) = E_c(0) - \int C_c(\hbar\omega) \langle n_c(\hbar\omega) \rangle d\hbar\omega,$$

$$E_v(T) = E_v(0) - \int C_v(\hbar\omega) \langle n_v(\hbar\omega) \rangle d\hbar\omega,$$

$$E_g(T) \equiv E_c(T) - E_v(T), \quad (1)$$

где $E_v(T)$ и $E_c(T)$ — положения (на шкале энергий) краев подвижности при температуре T , $E_v(0)$ и $E_c(0)$ — их положения при $T = 0$, $\langle n_c(\hbar\omega) \rangle$ и $\langle n_v(\hbar\omega) \rangle$ — средние (по объему материала) числа заполнения фоновых мод, взаимодействующих с электронными состояниями в зоне проводимости и валентной зоне соответственно, а функции $C_c(\hbar\omega)$ и $C_v(\hbar\omega)$ определяют вклады в температурные зависимости положений краев подвижности взаимодействий между тепловыми колебаниями решетки и носителями заряда в зоне проводимости и валентной зоне соответственно, $E_g(T)$ — оптическая ширина щели подвижности при заданной температуре.

Обычно фононное поле рассматривается в качестве когерентного во всем объеме материала. В [12] Скеттрап предложил более реалистичную модель, в которой длина когерентности фононов сохраняется лишь в пределах 10–100 фононных длин волн, и, следовательно, весь объем

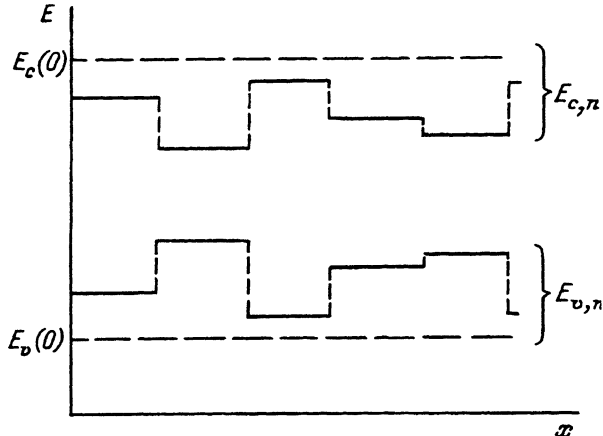


Рис. 1. Схематическое изображение [13] положения локальных краев зон E_c и E_v в материалах с ограниченным объемом области когерентности. Величины $E_v(0)$ и $E_c(0)$ соответствуют положениям краев подвижности материала при $T = 0$.

твёрдого тела следует разделить на ячейки такого размера (рис. 1) [13]. В [12] отмечена также существенная особенность статистики бозонных полей: флуктуации чисел бозонов в рассматриваемом состоянии бозонной системы всегда больше среднего числа заполнения для данного состояния

$$\langle n(\hbar\omega) \rangle = \frac{\rho(\hbar\omega)}{\hbar\omega P(\hbar\omega)}, \quad (2)$$

где $\hbar\omega$ — энергия фононов, а $\rho(\hbar\omega)$ — объёмная плотность энергии тепловых колебаний [14]. Для количественной оценки влияния флуктуаций на процесс поглощения фотонов в [12] предложено рассматривать оптические переходы между определёнными в пределах области когерентности локальными значениями краев подвижности $E_c^{\text{loc}}(T)$ и $E_v^{\text{loc}}(T)$ при заданной температуре T как

$$\begin{aligned} E_c^{\text{loc}}(T) &= E_c(0) - A_c n_c(\hbar\omega), \\ E_v^{\text{loc}}(T) &= E_v(0) - A_v n_v(\hbar\omega), \\ E_g^{\text{loc}}(T) &\equiv E_c^{\text{loc}}(T) - E_v^{\text{loc}}(T), \end{aligned} \quad (3)$$

где $E_c(0)$ и $E_v(0)$ — положения краев подвижности всего материала при нулевой температуре, а коэффициенты A_c и A_v учитывают интенсивность взаимодействия двух выделенных фононных мод (мгновенные числа заполнения которых равны $n_c(\hbar\omega)$ и $n_v(\hbar\omega)$) с электронами в валентной зоне и зоне проводимости соответственно. При использовании (3) анализ полного электрон-фононного взаимодействия в материале заменяется анализом эффективного взаимодействия электронов с одиночными (выделенными) фононными модами, при этом вклад остальных мод игнорируется. Соотношения (3) отражают принцип Франка-Кондона, состоящий в том, что при оптическом возбуждении переход носителя заряда с начального (заполненного) на конечное

(пустое) состояние происходит за время, которое существенно меньше характерного периода тепловых колебаний атомов. Экспериментально измеряемое значение оптической ширины запрещенной зоны материала определяется в модели Скеттрапа суперпозицией оптических краев $E_g^{loc}(T)$, взвешенных с вероятностью $W(n)$ нахождения числа заполнения n ,

$$W(n) = \exp(-\hbar\omega n/k_B T) [1 - \exp(\hbar\omega/k_B T)]^3. \quad (4)$$

Здесь k_B — постоянная Больцмана.

Изложенная выше модель позволила Скеттрапу на качественном уровне объяснить природу экспоненциального края поглощения Урбаха, наблюдаемого в различных материалах. Однако при количественном описании оптического поглощения в рамках такой модели возникают существенные проблемы. В частности, в [12] сделано предположение, что размер областей когерентности равен среднему объему, приходящемуся в рассматриваемом материале на один атом. Удобство такого выбора размеров ячеек обусловлено прежде всего тем, что межатомное расстояние, по существу, является единственным естественным масштабом в однородных материалах. Кроме того, в рамках квантовой механики достаточно подробно изучены особенности тепловых колебаний отдельных атомов, что дает возможность с высокой достоверностью моделировать различные характеристики фоновых полей на атомном масштабе. Однако использованный Скеттрапом выбор размеров ячеек имеет и очевидные недостатки. Во-первых, формально такой выбор противоречит оценкам размеров областей когерентности самого автора работы [12]. Во-вторых, возможность определения даже локальных значений E_g , E_c и E_v в ячейках, содержащих один атом вещества, требует специального обсуждения. Наконец, при таком выборе размера ячеек подразумевается, что размеры областей когерентности определяются атомной плотностью материала и не зависят от условий его формирования. Иными словами, выбор размеров ячеек в соответствии с [12] лишает нас возможности оценить влияние варьирования размеров областей когерентности на свойства материала. В то же время в рамках статистической термодинамики показано [14], что изменение характерных размеров областей пространственной когерентности влияет на вероятность флуктуаций чисел заполнения фоновых состояний (и в соответствии с идеей Скеттрапа на мгновенные положения локальных электронных уровней) внутри таких областей. Таким образом, подход Скеттрапа к количественному описанию влияния флуктуаций фоновых полей на оптическое поглощение оправдан лишь при условии, что размеры всех областей пространственной когерентности в рассматриваемом материале одинаковы и не зависят от условий его приготовления. Если же эти условия не соблюдаются, то модель Скеттрапа должна быть изменена. Корректное количественное описание оптических переходов должно учитывать вклад всех существующих в пределах области когерентности фоновых мод в локальные значения оптической ширины запрещенной зоны.

Результаты выполненных ранее работ [5–8] свидетельствуют о том, что исследованный материал является существенно неоднородным, причем характерные поперечные размеры неоднородностей (столбов) сильно зависят от условий приготовления материала, а их типичные

значения по порядку величины совпадают с оценкой Скеттрапа размеров областей когерентности фононов. Весьма вероятно, что на границах неоднородностей условия когерентности фононных мод будут нарушаться из-за эффектов отражения и рассеяния «тепловых» волн, причем это прежде всего должно сказываться на длинноволновых колебаниях. В такой ситуации естественным представляется предположение о том, что размеры областей когерентности фононных мод совпадают с размерами неоднородностей материала, а изменение характерных размеров неоднородностей оказывает влияние на параметры фононов и в конечном итоге на оптические параметры материала. Возможно по меньшей мере два различных подхода к количественному описанию этого эффекта. Первый из них основывается на предположении о том, что вследствие уже упоминавшихся эффектов отражения и рассеяния тепловых волн на границах неоднородностей будет изменяться вид функции $P(\hbar\omega)$ в длинноволновой области, это в соответствии с (2) повлечет за собой изменение среднего числа заполнения фононных мод, а значит, и оптических параметров материала (см. (1)). Второй подход связан с количественным описанием изменений амплитуды флуктуаций числа фононов в ячейках при изменении их размеров и вызванных этими изменениями вариаций оптических свойств материала. Адекватная количественная модель влияния размеров неоднородностей на оптические и электрические характеристики материала должна учитывать оба эффекта.

Пусть $V \equiv 1$ — макроскопически большой объем полупроводника в трехмерном пространстве координат, в котором выделена ячейка с геометрическим объемом $v \ll V$. Ячейка равномерно заполнена веществом полупроводника, содержащим D атомов в единице объема, соответственно число атомов в одной ячейке $Q = Dv$, а среднее межатомное расстояние a определяется соотношением $a = D^{-1/3}$. Будем считать, что выбранная нами ячейка является областью, в пределах которой выполняются условия пространственной когерентности фононных мод. Рассматриваемые здесь ячейки могут отождествляться со столбами, глобулами и другими видами неоднородностей, обнаруживаемых методами электронной микроскопии в исследуемом материале. В отличие от ячеек в модели [12] указанные виды неоднородностей имеют устойчивую форму и отделены друг от друга «соединительной тканью». Если принять, что принцип Франка-Кондона остается в силе, то взаимодействием фононных мод в соседних ячейках во время оптических переходов можно пренебречь. Как и в изложенной выше модели Скеттрапа, локальные положения краев подвижности мы будем считать определенными в пределах области пространственной когерентности и зависящими от «мгновенных» концентраций фононов $n(\hbar\omega)$ в пределах рассматриваемой области. Однако теперь необходимо учитывать электрон-фононное взаимодействие со всеми попадающими в выделенную пространственную область фононными модами трех акустических ветвей

$$Q [E_c^{\text{loc}}(T) - E_c(0)] = v \int \hbar\omega n_c(\hbar\omega) P(\hbar\omega) d\hbar\omega,$$

$$Q [E_v(0) - E_v^{\text{loc}}(T)] = v \int \hbar\omega n_v(\hbar\omega) P(\hbar\omega) d\hbar\omega,$$

$$E_g^{\text{loc}}(T) \equiv E_c^{\text{loc}}(T) - E_v^{\text{loc}}(T). \quad (5)$$

Здесь $n_c(\hbar\omega)$ и $n_v(\hbar\omega)$ — мгновенные числа заполнения фононных мод, имеющих энергию $\hbar\omega$ и взаимодействующих с электронами в зоне проводимости и в валентной зоне соответственно. Нижние пределы интегрирования в (5) можно положить равными нулю, а верхние — дебаевской энергии материала $k_B\theta_D$.¹ В первом приближении можно считать, что параметры различных акустических ветвей (исключая, конечно, мгновенные значения чисел заполнения) идентичны друг другу. При использовании (5) для определения энергии акустической ветви фононной подсистемы в пределах ячейки общее количество частиц, принадлежащих рассматриваемой ветви и взаимодействующих с электронами в зоне проводимости N_c или валентной зоне N_v , будет определяться формулами

$$N_c = v \int n_c(\hbar\omega)P(\hbar\omega)d\hbar\omega,$$

$$N_v = v \int n_v(\hbar\omega)P(\hbar\omega)d\hbar\omega,$$

$$N \equiv N_c + N_v. \quad (6)$$

Строго говоря, для квантовой системы, каковой является система фононных мод в пределах каждой ячейки, энергетический спектр будет дискретным, поэтому в (5), (6) интегрирование по энергии фононов должно быть заменено суммированием. Однако если допустить, что подинтегральные функции $P(\hbar\omega)$, входящие в соотношения (5), (6), могут относиться как к классу аналитических функций, так и к классу обобщенных, то указанные соотношения оказываются в равной мере применимыми и к дискретным распределениям состояний, и к непрерывным распределениям. Нетрудно видеть, что для вещества, фононный спектр которого $P(\hbar\omega)$ будем считать заданным, одинаковую разность энергий E_ν между нулевыми (при $T = 0$) и локальными значениями E_c и E_v в (5) могут давать различные комбинации (распределения) фононов по энергии $\nu = \{n_1(\hbar\omega_1), n_2(\hbar\omega_2), n_3(\hbar\omega_3) \dots\}$. В качестве иллюстрации рассмотрим систему, состоящую из двух фононов. Некоторое (находящееся в допустимых пределах) фиксированное значение суммарной энергии системы $E_\nu = \text{const}$ может быть получено комбинированием различных сочетаний $\nu = \{\hbar\omega_1, \hbar\omega_2\}$ энергий каждой из двух частиц (рис. 2). Вероятность обнаружения W_ν в пределах рассматриваемой ячейки определенного (равновесного) состояния фононной подсистемы зависит [16] от его суммарной энергии $E_\nu = Q [E_c^{\text{loc}}(T) - E_c(0)]$ (или $E_\nu = Q [E_v(0) - E_v^{\text{loc}}(T)]$), химического потенциала μ , числа фононов N , участвующих во взаимодействии с электронами или дырками, и

¹ Обычно полагают [15], что максимальное значение энергии акустических фононов определяется дебаевской энергией, величина которой рассчитывается из условий нормировки. Соблюдение этих условий требует [15], чтобы полное число колебательных мод в трех акустических ветвях выбранной ячейки было равно $3Q$. Однако необходимо принять во внимание то, что объем области когерентности в общем случае не равен единичному, а в пересчете на единичный объем материала полное число колебательных мод в пределах ячейки не зависит от ее размеров и равно $3D$. Таким образом, верхний предел интегрирования в (5) должен быть принят равным $k_B\theta_D$.

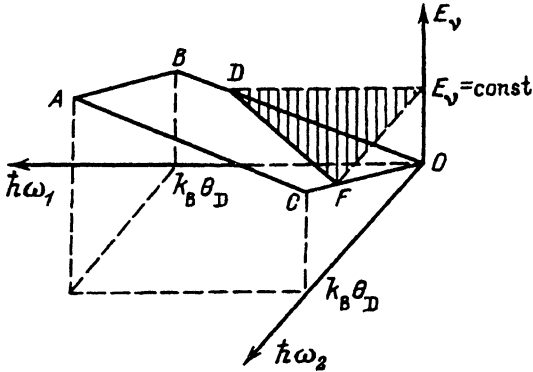


Рис. 2. Зависимость суммарной энергии E_ν двухчастичной системы от энергии каждой из частиц. Буквами O, A, B и C обозначены вершины ромба, соответствующего области возможных значений функции двух переменных $E_\nu = \hbar\omega_1 + \hbar\omega_2$. Показан также отрезок DF «линии уровня», отвечающей некоторому фиксированному значению $E_\nu = \text{const}$. Различные точки отрезка соответствуют различным распределениям энергий частиц с заданным суммарным значением, поэтому для двухчастичной системы с указанным E_ν интегрирование в (8) должно осуществляться вдоль отрезка DF .

микросостояния системы S в ее фазовом пространстве в рассматриваемой ячейке в данный момент времени

$$W_{\nu,s} = \frac{1}{Z} \exp[(\mu N - E_\nu)/k_B T], \quad (7)$$

где Z — так называемая статистическая сумма фононов, определяемая [16] из условия нормировки. Необходимость использования большого канонического распределения (7) для расчетов вероятностей различных состояний фоновой подсистемы в ячейке, находящейся в термодинамическом равновесии с остальным объемом ($V - v$) материала, обусловлена тем, что полное число фононов N в пределах ячейки не является постоянным (не сохраняется). Чтобы не загромождать ниже следующие выкладки, будем считать, что, начиная с формулы (7), все рассуждения в равной степени относятся к фононам, взаимодействующим как с электронами в зоне проводимости, так и с дырками в валентной зоне. Статистическая сумма для рассматриваемой системы вычисляется [16] следующим образом:

$$Z = \sum_N \sum_S \int \exp \left[\frac{\mu N - E_\nu}{k_B T} \right] \cdot d\nu. \quad (8)$$

Суммирование в (8) должно проводиться как по всем (обеспечивающим заданную энергию E_ν системы) числам фононов N , так и по доступным микросостояниям системы S в ее фазовом пространстве Γ . Кратность интеграла и пределы интегрирования по распределениям частиц ν с заданной суммарной энергией E_ν в основном определяются числом фононов в системе (рис. 2). Для фононов обычно принимают $\mu = 0$ [14,16], поэтому слагаемые μN в двух последних формулах можно исключить из рассмотрения.

Даже весьма поверхностный анализ соотношений (5)–(8) приводит к выводу о том, что на качественном уровне указанные соотношения (как и модель Скеттрапа [12]) объясняют экспоненциальную зависимость края оптического поглощения от энергии фононов в ячейке (см. (7)) и в конечном счете от энергии квантов оптического излучения. Кроме того, из (5)–(8) удастся выявить зависимость тангенса угла наклона логарифма функции $W(E_\nu)$ (величина, обратная энергии Урбаха)

от размеров ячейки. В самом деле, в принятом нами приближении $E_\nu = Q [E_{c,v}(0) - E_{c,v}^{\text{loc}}(T)]$, т.е. при фиксированной величине смещения электронных уровней, величина E_ν пропорциональна Q , а из (7) следует, что тангенс угла наклона логарифма функции $W(E_\nu)$ численно равен отношению $-E_\nu/kT$. В результате при заданной температуре материала величина его энергии Урбаха оказывается связанной с размерами областей пространственной когерентности фононов (размерами ячеек). Таким образом, соотношения (5)–(8) позволяют не только обосновать на качественном уровне правило Урбаха в неоднородных материалах, но и провести количественный анализ зависимости параметров оптического поглощения от размеров области когерентности фононных мод. Однако для корректного выполнения количественных расчетов необходимо при фиксированном значении E_ν провести суммирование соотношений (7) не только по всем микросостояниям S , обеспечивающим заданное E_ν , но и по всем допустимым числам фононов N . При суммировании по S необходимо принять во внимание то, что плотность микросостояний в объеме фазового пространства системы фононов зависит от геометрических размеров ячейки, а сумма по N содержит слагаемые, величина которых определяется в пространствах различной размерности. Детальное обсуждение одночастичных и многочастичных распределений фононных мод в фазовых пространствах, а также вывод расчетных соотношений для вероятности обнаружения фононной подсистемы ячейки в равновесном состоянии с заданной энергией E_ν даются во второй части настоящей работы.

Список литературы

- [1] Mott N.F., Davis E.A. Electron processes in noncrystalline materials. Oxford (1979). P. 368.
- [2] Marshall J.M. Rep. Prog. Phys. **46**, 1235 (1983).
- [3] Голикова О.А., Домашевская Э.П., Казанин М.М., Кудаярова В.Х., Мездрогина М.М., Сорокина К.Л., Терехов В.А., Тростянский С.Н. ФТП **23**, 3, 450 (1989).
- [4] Голикова О.А. ФТП **25**, 9, 1517 (1991).
- [5] Ligachov V.A. Proc. 35th Int. Colloquium TH Pmenau, Pmenau, DDR (1990). Heft. 4. S. 56.
- [6] Ligachov V.A., Gordeev V.N., Filikov V.A., Suleman H. Sov. Phys. Semiconduct. **25**, 9, 927 (1991).
- [7] Ligachov V.A., Gordeev V.N., Filikov V.A. Proc. 7th Int. Conf. Thin Films Physics & Application, Shanghai, China (April 14–17, 1991) SPIE. V. 1519. P. 214.
- [8] Danchenkov A.A., Ligachev V.A., Popov A.I. Semiconductors **27**, 8, 683 (1993).
- [9] Голикова О.А., Бабаходжаев У.С., Казанин М.М., Мездрогина М.М., Алаускас К., Юшка Г. ФТП **25**, 3, 551 (1991).
- [10] Ligachev V.A., Filikov V.A. Sov. Phys. Semiconduct. **26**, 9, 865 (1992).
- [11] Fuhs W. J. Non-Cryst Sol. **114** (1989).
- [12] Skettrup T. Phys. Rev. **B18**, 5, 2622 (1978).
- [13] Lei L. Physics of Hydrogenated Amorphous Silicon / Ed. J.Jounopolus and J.Lucovsky. Springer-Verlag (1984). Pt 2.
- [14] Леонтович М.А. Введение в термодинамику. Статистическая физика. М. (1983). 416 с.
- [15] Animalu A.O.E. Intermediate quantum theory of crystalline solids. Prentice-Hall, Englewood Cliffs. New Jersey (1977).
- [16] Климонов Ю.Л. Статистическая физика. М. (1982).