

АКАДЕМІЯ НАУК УКРАЇНИ
ОРДЕНА ТРУДОВОГО ЧЕРВОНОГО ПРАПORA
ІНСТИТУТ ФІЗИКИ

КОНТРОЛЬНИЙ ЕКЗЕМПЛЯР

На правах рукопису

СОЛОВІОВ Володимир Миколайович

ЕЛЕКТРОННІ ТА АТОМНО-ДИНАМІЧНІ ВЛАСТИВОСТІ
НЕКРИСТАЛІЧНИХ НАПІВПРОВІДНИКІВ І СТЕКОЛ
01.04.07 - фізика твердого тіла

А В Т О Р Е Ф Е Р А Т
дисертації на здобуття вченого ступеня
доктора фізико-математичних наук

Київ - 1993

Робота виконана в Криворізькому державному
педагогічному інституті

Офіційні опоненти:

доктор фізико-математичних наук,
професор

Е. А. Пашицький

доктор фізико-математичних наук,
професор

А. Е. Ків

доктор фізико-математичних наук,
професор

О. Б. Ройцин

Провідна установа - Донецький фізико-технічний інститут
АН України

Захист відбудеться " 20 " травня 1993 р. на засіданні
спеціалізованої вченої ради Д 01Б. 04. 01 при Інституті
фізики АН України за адресою:
252650, Київ 28, ГСП, пр. Науки, 4Б.

З дисертацією можна ознайомитись в бібліотеці Інституту фізики
АН України

Автореферат розісланий " 20 " квітня 1993 р.

Вчений секретар спеціалі-
зованої вченої ради
канд. фізико-математ. наук



В. А. Ішук

ЗАГАЛЬНА ХАРАКТЕРИСТИКА РОБОТИ

Актуальність теми. Дослідження структурно-невпорядкованих матеріалів - рідких, полікристалічних і аморфних напівпровідників, металічних та діелектричних стекол, гетероструктур з розвинутою границею розподілу, суперіоніків та ін. - зайняли одне із центральних місць в фізиці твердого тіла. Це пов'язано із зростаючою практичною значимістю таких матеріалів, а також із внутрішньою логікою розвитку фізики конденсованого стану. Але накопичені експериментальні дані і розвинуті теоретичні уявлення в деяких випадках носять обмежений характер.

Одним з найбільш значних загальних результатів цих досліджень є відкриття властивостей, практично незалежних від хімічного складу невпорядкованого матеріалу. До них відносяться низькотемпературні теплові, акустичні, кінетичні властивості.

Помітний прогрес в їх розумінні досягнутий після введення Андерсоном, Гальперіним, Вармом та Філіпсом моделі дворівневих систем (ДРС), що відповідають локальним тунельним атомним станам, які виникають у двоямних потенціалах. І все ж ряд питань залишилися нев'ясненими. Не вивчена структура та статистика локальних атомних потенціалів, які зумовлюють специфіку невпорядкованих систем; не до кінця зрозумілі аномалії термодинамічних і кінетичних властивостей при більш високих температурах, де концепція ДРС уже не працює; відсутнє розуміння особливостей коливних спектрів та ін.

Достатньо складною і мало вивченою є динаміка низькоенергійних коливних збуджень в структурно-невпорядкованих системах при значних інтенсивностях випромінювання. Не завершена кількісна теорія нелінійного резонансного та релаксаційного поглинання, випаленої дірки, когерентних явищ типу луни тощо.

Особливості атомної динаміки невпорядкованих систем зумовлюють і механізми атомних активаційних процесів: дифузії, дефектоутворення, рекристалізації. Так ефективність дифузії в некристалічних матеріалах, як правило, на декілька порядків вища. Висока рухливість атомів в свою чергу змінює електронні властивості матеріалу.

Відсутність розуміння фізичної природи цих властивостей, неможливість застосувати щодо них відомі теоретичні уявлення при достатніх експериментальних дослідженнях, і зумовлюють

актуальність теми даного дослідження.

Метод роботи є вивчення особливостей атомної динаміки структурно-невпорядкованих систем, побудова теорії низько-енергійних коливних збуджень, термодинаміки і кінетики протікаючих у них атомних та електронних процесів.

Наукова новизна: у роботі вперше даний розв'язок перерахованих вище проблем, що дозволяє з єдиних позицій розглянути аномальні властивості некристалічних матеріалів, які відповідають як за атомно-динамічні, так і за електронні властивості. Все це дає підстави вважати, що проведені дослідження відкривають новий науковий напрямок, який можна сформулювати як "дослідження низькотемпературних процесів в структурно-невпорядкованих системах з детальним урахуванням форми локального потенціалу".

Практична цінність дисертації визначається широким використанням у фізиці і техніці невпорядкованих систем. В склоподібних і рідких напівпровідниках має місце ефект переключення, який привертає увагу своїми прикладними можливостями. Сильно леговані напівпровідники використовуються як матеріали для лазерів і термоелектричних пристроїв. Фотоселективні властивості некристалічних напівпровідників (халькогенідне скло, аморфний кремній) є нетривіальними і відкривають прикладні перспективи для мікроелектроніки. Сюди відноситься металічне скло з унікальними електричними, механічними, корозійними, радіаційними властивостями. Цікаві структури типу "метал-діелектрик-напівпровідник", а також структури з подвійними і потрійними діелектричними шарами, в яких різноманітні електронні та атомні процеси на границях розподілу обумовлюють їх інтенсивне використання в твердотільній мікроелектроніці.

На захист виносяться такі основні положення:

1. Флуктуації параметрів локальних атомних потенціалів у стеклах і аморфних тетраедричних напівпровідниках забезпечуються типовими флуктуаціями мікроскопічної структури. Знайдені м'які, а також двоямні локальні потенціали являються ефективно одномодовими.

2. Рух атома по м'якій молі викликає когерентні переміщення оточуючих його атомів, що відповідає результатам нейтронного розсіяння. Когерентні переміщення атомів приводять до зростання ефективною маси атомної частинки і щільності коли-

вних збуджень бозонного типу в м'яких одноямних потенціалах.

3. Врахування статистичних флуктуацій локальних пружних констант дозволяє побудувати теорію коливних спектрів стекол, яка передбачає універсальну поведінку щільності коливних станів у різних стеклах.

4. Важливе значення в процесах нелінійного резонансного поглинання звуку і електромагнітного випромінення в склі має взаємодія дворівневих систем. Вона відповідає за так зване явище спектральної дифузії, котре спричинює особливості поглинання і форму випаленої дірки. Спектральна дифузія грає важливу роль також у затуханні сигналів ротаційної та двоімпульсної луни. У випадках двоімпульсної ротаційної і стимульованої луни її вплив значно слабший.

5. Незвичайна нелінійна поведінка коефіцієнта поглинання звуку в металічному склі зв'язана з нелінійністю релаксаційного поглинання. Характерна температурна залежність релаксаційного поглинання зв'язана з розподілом локальних атомних потенціалів.

6. Процеси атомної дифузії в структурно-невпорядкованих матеріалах значно ефективніші. Це пов'язано з флуктуаціями дифузійних бар'єрів, завдяки чому існують порівняно легкі шляхи для дифузії.

7. Внаслідок взаємодії нейтральних домішок з носіями струму дифузія домішок впливає на електронні властивості аморфного напівпровідника в широкому інтервалі температур. Енергетично вигідні флуктоноподібні стани з відмінною від середнього значення концентрацією домішок в зоні локалізації носія. Зміни електронних і оптичних властивостей аморфного напівпровідника пов'язані з дифузійними процесами формування і розпаду флуктуо-них станів.

8. Досліджені електронні й атомні процеси в некристалічних матеріалах мають відношення до вивчення механізмів примусової деградації і старіння матеріалів і приладів електронної техніки.

Апробація роботи. Матеріали дисертації були представлені і доповідались на:

- міжнародних конференціях "Фонони-89" (ФРН, 1989), "Аморфні напівпровідники-89" (СРСР, 1989);
- всесоюзних нарадах: з теорії напівпровідників (Ереван, 1987; Донецьк, 1989; Львів, 1992); з фізики низьких температур

(Ленінград, 1988); з фізики відмов (Москва, 1984);

- Постійних семінарах з комп'ютерного моделювання дефектів структури і властивостей конденсованих середовищ (Ленінград, 1985, 1986, 1987; Одеса, 1988, 1990; Київ, 1992);

- всесоюзних школах: з машинного моделювання дефектів в кристалах (Кривий Ріг, 1982); з термодинаміки і технології напівпровідникових кристалів і плівок (Івано-Франківськ, 1986);

- наукових семінарах: ФТІ ім. А. Ф. Іоффе РАН, ЛПІ ім. М. І. Калініна (С.-Петербург), ДонФТІ УАН, ІФ УАН.

Публікації. З теми дисертації опубліковано 45 робіт, список основних з них наведено в кінці автореферата.

Структура і об'єм роботи. Дисертація складається із вступу, семи розділів, висновків, двох додатків і списку цитованої літератури. Об'єм дисертації складає 248 сторінок разом з 51 малюнком і списком літератури з 190 найменувань.

ЗМІСТ РОБОТИ

У вступі обгрунтована актуальність теми дисертації, сформульована мета роботи, коротко викладено її основний зміст.

Перший розділ має оглядовий характер. У ньому викладені особливості атомної динаміки в структурно-невпорядкованих системах, наведені експериментальні факти, а також теоретичні уявлення, які склалися в попередній період, поданий їх критичний аналіз, виявлені ключові проблеми.

Макроскопічна система частинок є структурно-невпорядкованою, якщо в розташуванні частинок відсутній дальній порядок. Як наслідок цього потенціальна енергія носія заряду в сумарному полі атомів має випадковий характер. Системи вказаного типу, як правило, не знаходяться в термодинамічній рівновазі, атомна структура метастабільна, а про рівновагу можна говорити тільки стосовно елементарних збуджень того чи іншого типу.

Випадковий характер потенціального рельєфу змінює як електронні, так і атомні стани системи. Андерсон [1] показав, що при деякому ступені безпорядку електронні стани локалізуються. Щодо атомного руху відомо, що коефіцієнти дифузії атомів в структурно-невпорядкованих матеріалах значно (на декілька порядків) вищі, ніж у кристалічних аналогах. Причини високої рухливості атомів не зрозумілі. Крім цього експериментальні

дослідження аморфних напівпровідників з рухливими домішками виявили нетривіальні зміни їх електронних властивостей. Інтерпретація зміни електронних властивостей, які спостерігаються при структурних перебудовах, потребує вивчення.

Особливо широким є спектр аномальних властивостей атомної підсистеми неупорядкованих матеріалів при низьких (0.01–300 К) температурах [2]. В області наднизьких температур $T < 1$ К замість відомого для кристалів дебаєвського закону $C \approx T^3$ спостерігається теплоємність, близька до лінійної $C \approx T^{1+\delta}$ ($\delta = 0.1 - 0.4$). При $T \approx 10$ К має місце пік в залежності C/T^3 від температури, що свідчить про залишкову (в порівнянні з дебаєвською) теплоємність. Теплопровідність K некристалічних матеріалів при $T < 1$ К пропорційна T^2 . В області температур 10–20 К в залежності $K(T)$ має місце плато, після якого вона зростає приблизно по лінійному закону до температур порядку 100 К.

Були виявлені й інші універсальні властивості неупорядкованих систем, зокрема, характерні температурна і частотна залежності поглинання звука і надвисокочастотного електромагнітного поля, аномальне теплове розширення, особливості комбінаційного розсіяння світла, непружного розсіяння нейтронів тощо.

Основний прогрес у розумінні низькотемпературних властивостей структурно-неупорядкованих матеріалів зв'язаний з моделлю дворівневих систем, які відповідають тунельним станам атомних частинок у двоямних потенціалах [3] (рис. 1). В моделі ДРС щільність станів рівномірна, тобто $n(E) = \text{const}$, що забезпечує майже лінійну теплоємність. Розкид енергій $E = (\Delta^2 + A_0^2)^{1/2}$ обумовлений флуктуаціями асиметрії Δ мінімумів двох ям і амплітуд тунелювання $A_0 = \hbar \omega_0 \exp(-\lambda)$, де ω_0 – внутрішньоямна частота, λ – потужність міжямного бар'єра.

Спостережувана теплопровідність $K \approx T^2$ забезпечується резонансним

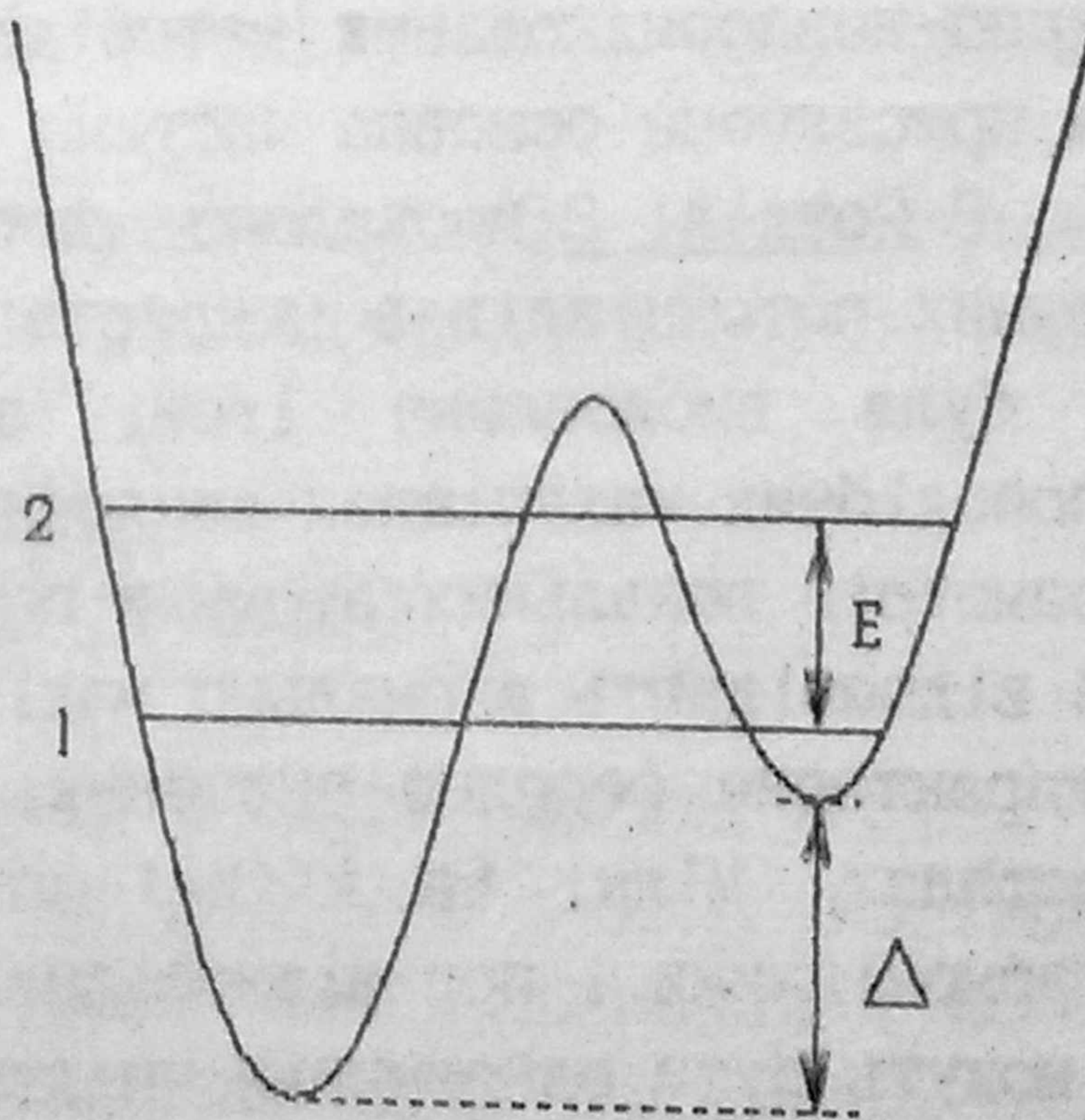


Рис. 1. Двоямний потенціал і два перших енергетичних рівня, які утворюють ДРС.

розсіюванням фононів на ДРС, взаємодія з якими описується деформаційним потенціалом $\gamma = \partial E / \partial u$, де u - дилатація. Крім того модель ДРС дозволила пояснити ряд закономірностей поглинання звука і надвисокочастотного випромінювання.

Порівняння різних уявлень моделі ДРС з емпіричними даними приводить до висновку, що ця модель задовільно описує збудження дуже низьких енергій $E < 1 \text{ К}$ і не годиться для опису більш високоенергійних збуджень з $E > 10 \text{ К}$.

Незважаючи на успіхи, досягнуті при інтерпретації дослідних даних, модель ДРС залишає без відповіді ряд важливих питань. Найважливіше з них - про структуру локальних атомних потенціалів. Його дослідження допомогло б відповісти на ряд інших питань. Зокрема,

- чи пов'язані аномалії фізичних властивостей досліджуваних об'єктів із структурою їх локальних атомних потенціалів;
- в чому природа універсальної поведінки щільності коливних станів структурно-непорядкованих матеріалів;
- які з атомних рухів залучені до процесу тунелювання.

У цілому, проведений розгляд емпіричних даних і сформованих уявлень приводить до висновку про відсутність повної картини відносно особливостей атомної і електронної динаміки в структурно-непорядкованих матеріалах. Розв'язанню відмічених проблем присвячена основна частина роботи.

В Розділі 2 проведено дослідження флуктуацій локальних атомних потенціалів в некристалічних матеріалах. У роботах [4-5] була висловлена ідея, згідно з якою в аморфних і склоподібних матеріалах виключно важливу роль грають флуктуації параметрів локальних атомних потенціалів. Деяким з цих флуктуацій відповідають аномально малі квазіпружні сталі $k \ll k_0$, де k_0 - характерне середнє значення, близьке до звичайних значень в кристалах. М'які (з $k \ll k_0$) атомні потенціали являються суто ангармонійними і при відповідних співвідношеннях між параметрами можуть бути однояйними чи двоаяйними.

Питання про специфіку атомних потенціалів до нинішнього часу практично не досліджувалось. Таке дослідження не вдається здійснити аналітично, тому моделювання на ЕОМ вважається тут єдино припустимим методом.

Основний напрям моделювання полягає в пошукові м'яких локальних мод атомного руху. Як флуктуючі параметри розглядаються

коефіцієнти в розкладі атомного потенціалу

$$V(x) = \epsilon_0 [\eta (x/r_0)^2 + t (x/r_0)^3 + (x/r_0)^4], \quad (1)$$

де x означає вибрану локальну моду. Характерна атомна довжина r_0 введена для обезрозмірювання коефіцієнтів η , t , зв'язаних з похідними потенціалу в точці екстремума, ϵ_0 - атомна енергія.

Модельними об'єктами вибрані α -SiO₂ і аморфні тетраедричні напівпровідники α -Si, α -Ge, оскільки для них виконана значна кількість експериментальних досліджень аномалій атомної динаміки. Для кожного із 5×10^3 випадково сформованих фрагментів структури методом молекулярної динаміки було досліджено потенціал вибраного атома і знайдені коефіцієнти η , t для всіх мод його руху. Як приклад на рис. 2 приведені гістограми розподілу цих величин для найм'якшої моди атома кисню в α -SiO₂.

Відповідні згладжені неперервні розподіли $\Phi(\eta)$ і $F(t)$ описані емпіричними формулами

$$\Phi(\eta) = A |\eta| \exp(\eta/\delta_\eta), \quad F(t) = (2\pi\sigma_t^2)^{-1/2} \exp(-t^2/2\pi\sigma_t^2)$$

з параметрами $A=9.64$, $\delta_\eta=0.27$, $\sigma_t=0.72$. Функції розподілу за іншими модами і для інших матеріалів відрізняються в основному тільки параметрами.

В двоямних потенціалах (1) можуть реалізуватись дворівневі системи. Щільність їх станів $n(E)$ при заданих розподілах $\Phi(\eta)$ і $F(t)$ дається виразом

$$n(E) \approx 2^{5/2} e^{-1} \delta_\eta^{1/2} F(0) \Phi(0)$$

Для знайдених вище значень параметрів одержуємо для α -SiO₂ $n \approx 2 \times 10^{33}$, а для α -Si $n \approx 10^{32}$ ерг⁻¹ см⁻³. В α -SiO₂ дворівневі системи із щільністю станів на порядок меншою знайдені і по іншій з нормальних мод. Як показало дослідження, параметри двоямних потенціалів другого типу в декілька разів чутливіші до зміни об'єму, ніж ДРС першого типу. Це свідчить, що ДРС другого типу, маючи меншу концентрацію, сильніше взаємодіють з фононами. Такий висновок узгоджується із зробленим на емпіричній основі припущенням Блека і Халперіна [6] про існування ДРС двох типів, з яких перші відповідають за теплоємність, а другі - за

теплопровідність $\alpha\text{-SiO}_2$.

З урахуванням функцій розподілу локальних атомних потенціалів проведена інтерпретація деяких експериментальних аномалій низькотемпературних властивостей структурно-невпорядкованих матеріалів: теплоємності, довжини вільного пробігу фонона, теплопровідності.

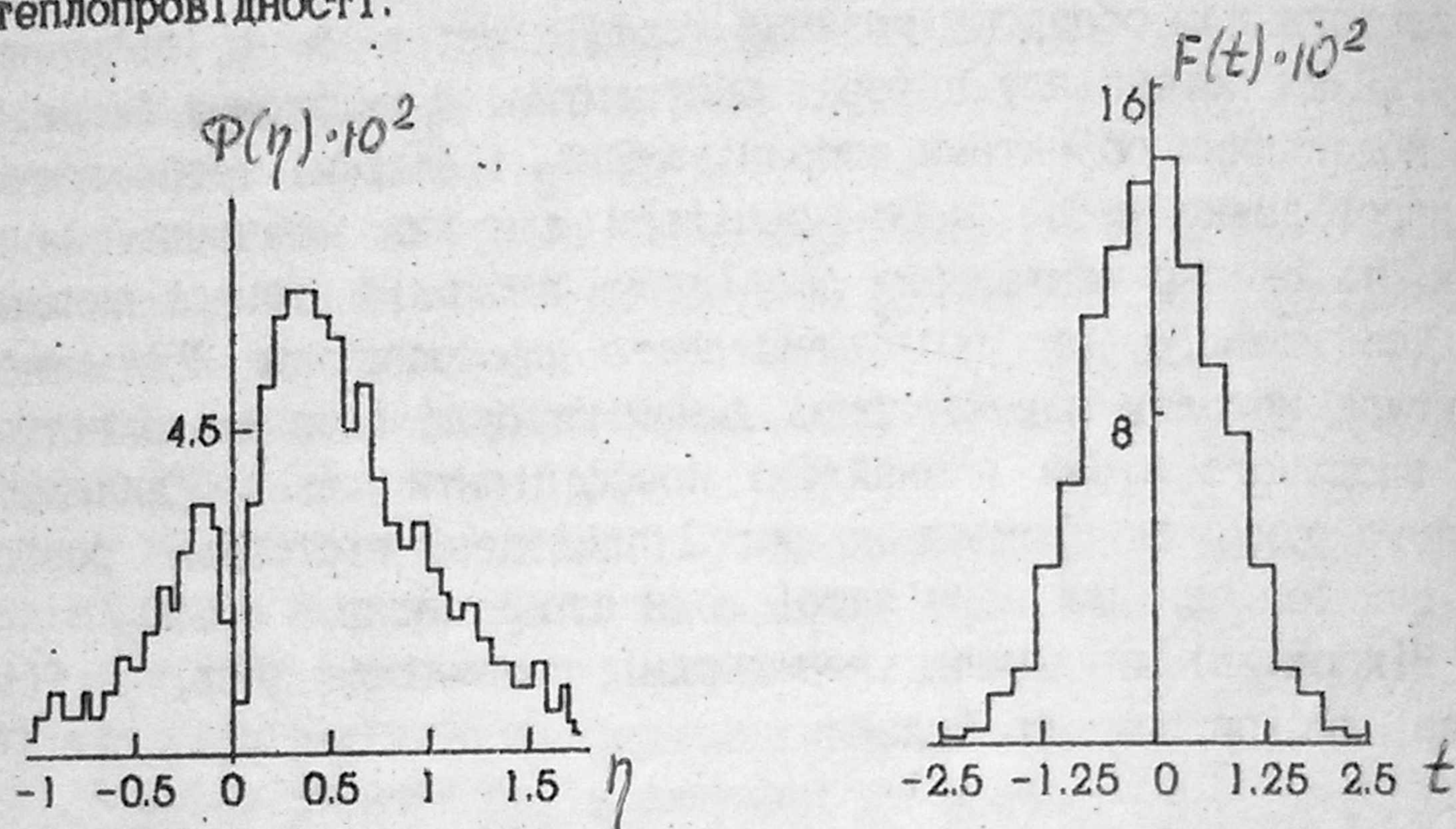


Рис. 2. Гістограми функцій розподілу коефіцієнтів η і t потенціалу (1) по найм'якшій моді в $\alpha\text{-SiO}_2$.

Розділ 3 присвячений дослідженням низькоенергійних коливних збуджень в аморфних і склоподібних матеріалах. Експерименти по вивченню теплоємності, розсіювання нейтронів, комбінаційного розсіювання світла свідчать, що щільність коливних станів стекол $n(\hbar\omega)$ поводить себе більш менш універсально, суттєво відрізняючись при цьому від щільності станів в кристалі. В області найнижчих енергій $\hbar\omega < 1$ К поведінка $n(\hbar\omega) \approx \text{const}$ відповідає моделі ДРС. В області енергій $\hbar\omega > 10$ К спостерігається складна залежність $n(\hbar\omega)$, котра спочатку зростає більш різко, ніж дебаєвська щільність станів $g(\hbar\omega) \propto \omega^2$, а потім стає більш пологою з тенденцією до подальшого спаду (рис. 3).

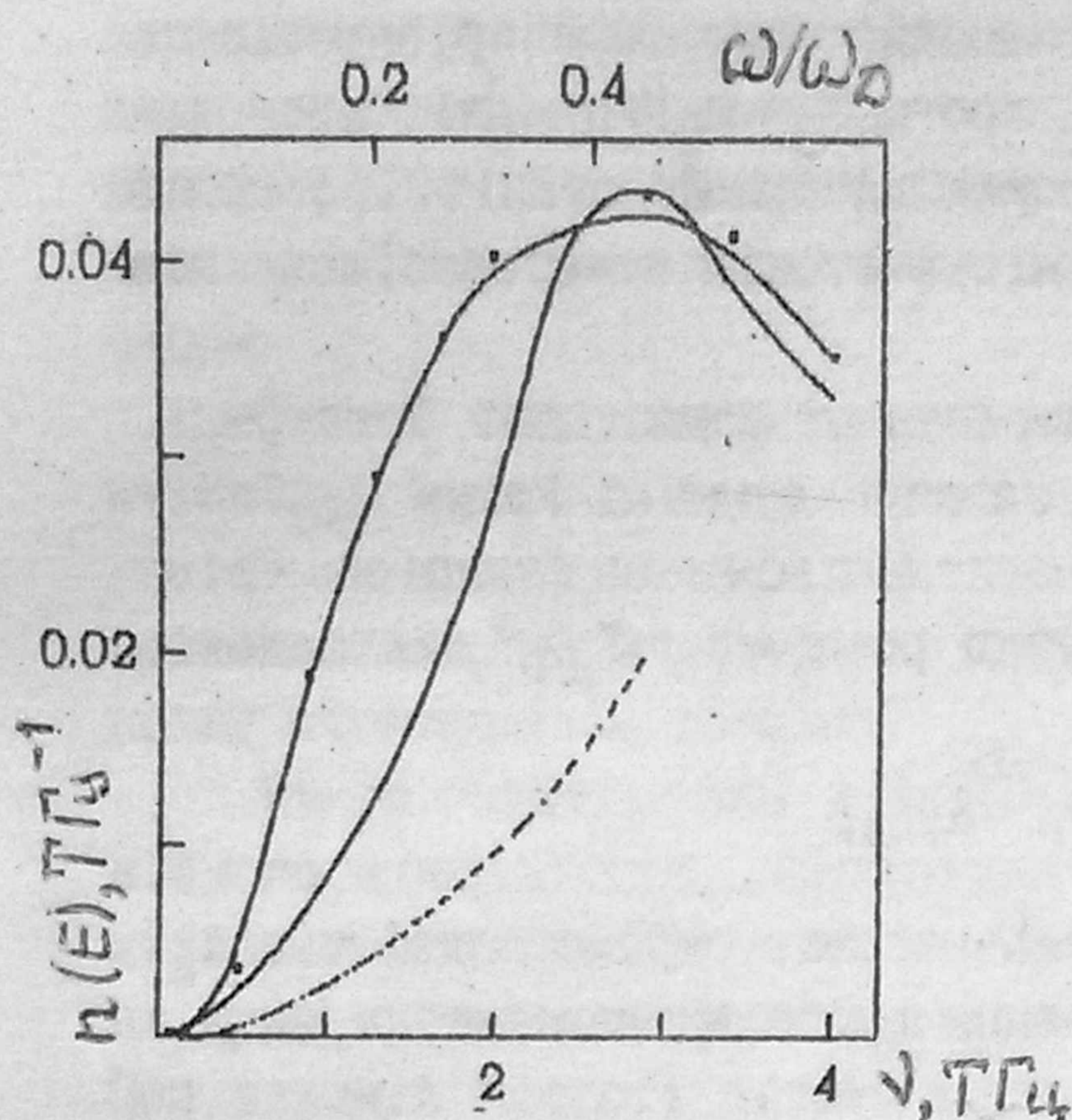


Рис. 3. Частотна залежність щільності станів в склоподібному $\alpha\text{-SiO}_2$. Штрихом показана дебаєвська щільність станів. На верхній шкалі для подальшого порівняння відкладені відносні значення енергії ω/ω_D ($\hbar\omega_D$ - дебаєвська енергія). Суцільна крива - розрахунки $n(\hbar\omega)$ в наближенні когерентного потенціалу.

Наша інтерпретація основана на врахуванні флуктуацій локальних атомних потенціалів і зводиться до таких тверджень.

В м'яких атомних потенціалах реалізуються квазілокальні коливні стани з випадковими параметрами. При малих енергіях вони являють собою ДРС із щільністю $n(\hbar\omega) \approx \text{const}$. Стани з більшими енергіями близькі за типом до звичайних коливань дефектів пом'якшення в кристалах. Їм відповідає швидко зростаюча з енергією щільність $n(\hbar\omega)$. При достатньо високих енергіях станів стає так багато, що вони сильно взаємодіють і усупільнюються. Це приводить до випологування залежності $n(\hbar\omega)$.

Якісний аналіз щільності станів зводиться до такого. Ми припускаємо, що затравочна функція $n_0(\hbar\omega)$ швидко спадає при зменшенні ω . На границі $\omega \rightarrow 0$ затравочна щільність n_0 виявляється дуже малою. Відповідно мале і розсіювання фононів на цих станах. Тому слід чекати, що при $\omega \rightarrow 0$ щільність станів зумовлюється адитивними вкладками квазілокальних коливань і фононів: $n(\hbar\omega) = n_0(\hbar\omega) + g(\hbar\omega)$. Із зростанням ω значно посилюється розсіювання фононів на резонансних квазілокальних коливаннях завдяки росту їх щільності $n_0(\hbar\omega)$ і ширини $\Gamma(\hbar\omega)$. Адитивність зникає, коли відповідна довжина пробігу $l \approx (n_0 \Gamma \lambda^2)^{-1}$ зрівнюється з довжиною хвилі λ , тобто $\xi_1 = n_0 \Gamma \lambda^3 \approx 1$. Відбувається "перекачка" частини станів з високочастотної ділянки спектру в низькочасто-

тну. При цьому щільність станів значно зростає. При достатньо високих енергіях, коли $\text{Im}\Sigma$ (Σ - масовий оператор) зрівнюється з характерною шириною спектра $\hbar\omega_D$, тобто $\xi_2 = \rho_0 \Gamma / g \hbar \omega_D \ll 1$, висновок про суперадитивність щільності квазілокальних станів і фононів перестає бути справедливим. Щільність станів стає слабшою, ніж дебаєвська залежність.

Аналітичний вираз $n(\hbar\omega)$ одержано в формалізмі T-матриці. Рівняння $G_{\alpha\beta} = G_{\alpha\beta}^0 + G_{\alpha\beta}^0 T_{\gamma\delta} G_{\delta\beta}^0$ зв'язує функцію Гріна $G_{\alpha\beta}$ (αβ - індекси вузлів) системи, що розглядається, з функцією Гріна ідеальної ґратки $G_{\alpha\beta}^0$ через матрицю розсіяння $T_{\alpha\beta}$, яка задовольняє рівнянню

$$T_{\alpha\beta} = U_\alpha \delta_{\alpha\beta} + U_\alpha G_{\alpha\gamma}^0 T_{\gamma\beta} \quad (2)$$

де U_α - вузлове збурення. Вводячи t-матрицю окремого дефекта $t_\alpha = U_\alpha / (1 - U_\alpha G_{\alpha\alpha}^0)$, представимо рівняння (2) в вигляді

$$\tilde{T}_{\alpha\beta} = \delta_{\alpha\beta} + G_{\alpha\gamma}^0 t_\gamma T_{\gamma\beta} (1 - \delta_{\alpha\gamma}) \quad (3)$$

де матриця $\tilde{T}_{\alpha\beta}$ зв'язана з $T_{\alpha\beta}$ співвідношенням $T_{\alpha\beta} = t_\alpha \tilde{T}_{\alpha\beta}$. Рівняння (2) є точним, причому другий член в його правій частині описує взаємодію між окремими квазілокальними коливаннями, параметри яких визначаються полюсами випадкових амплітуд t_α .

Розв'язок рівняння (3) шукався в довгохвильовому наближенні $\xi_2 \ll 1$, яке включає як режими слабкого ($\xi_1 \ll 1$), так і сильного ($\xi_1 \geq 1$) розсіяння фононів. В наближенні усередненої t-матриці одержані результати, які відповідають якісним міркуванням, викладеним вище.

Методом когерентного потенціалу проведено числові розрахунки щільності станів. Щільність станів на рис. 3 зображена в виді залежності $n(\hbar\omega) = n(\epsilon(\hbar\omega)) d\epsilon / d(\hbar\omega)$ від фононної енергії $\hbar\omega = \epsilon^{1/2}$. Як видно, знайдена залежність підтверджує висновки аналітичного розгляду і якісно узгоджується з експериментальною кривою.

Розділ 4 присвячений теорії нелінійних резонансних явищ у стеклах з урахуванням взаємодії низькоенергійних коливних збуджень. Побудова повної теорії стримується в першу чергу тим, що має місцеявище спектральної дифузії. Суть в тому, що кожна ДРС створює навколо себе поле деформацій, яке спадає обернено пропорційно кубу відстані. Знак цієї деформації визначається зна-

ком тензора деформаційного потенціала і тим, в якому стані – верхньому чи нижньому – знаходиться дана ДРС. При переходах знак деформації змінюється на протилежний. Теплові ДРС під впливом фононів здійснюють переходи з нижнього в верхній стан і навпаки. Тому створюване ними в склі поле деформацій флюктує з часом.

В свою чергу енергія будь-якої ДРС змінюється при деформації. Тому переходи в оточуючих і теплових ДРС приводять до того, що ця енергія також флюктує з часом. Випадкова зміна з часом енергії ДРС за рахунок взаємодії з іншими ДРС і одержала назву спектральної дифузії.

Явище спектральної дифузії не позначається на величині лінійного коефіцієнта резонансного поглинання завдяки сталості щільності станів ДРС в склі. Але нелінійне резонансне поглинання дуже чутливе до флюктуацій з часом енергії резонансних ДРС. При заданій частоті зовнішнього поля накачки ω резонансна ДРС то виходить з резонансу, то знову повертається в резонанс.

Спектральна дифузія проявляється і в іншому нелінійному резонансному явищі – випалюванні дірки. В скло одночасово подається два імпульси. Один – сильний з частотою ω , він грає роль накачки. Інший, слабкий, з частотою ω_1 – пробний. Вимірюється затухання пробного імпульса в залежності від розладу $\omega - \omega_1$. Має місце помітне зменшення поглинання пробного імпульса на частоті насичення (випалена дірка).

Чутливі до спектральної дифузії і когерентні резонансні явища – акустична і діелектрична луна, аналоги спінової і фононої луни. Дослідження існуючих різновидів луни в стеклах дозволяє одержати інформацію про час релаксації тунельних станів, вивчити їх взаємодію з фононами.

При розгляді динаміки ДРС використовують формальну аналогію між дворівневою системою і частинкою із спіном $1/2$. Розв'язок рівнянь Блоха для компонент матриці густини ДРС дозволяє визначити значення феноменологічно введених часів повздожної T_1 і поперечної T_2 релаксації. Явище спектральної дифузії враховується відповідним вибором величини T_2 , що є непослідовним і приводить в деяких випадках до невірних результатів.

Описані явища з урахуванням спектральної дифузії вивчалися в рамках такої моделі. В центрі системи знаходиться резонансна ДРС, оточена N рівномірно розподіленими в об'ємі V тепловими

ДРС. Зміна власної частоти резонансної ДРС, зумовленої взаємодією з тепловими сусідами, дорівнює

$$\hbar \Delta \omega(t) = e(t) - e(0) = \sum_i \hbar I_i \xi_i(t) .$$

де $\xi_i(t)$ - випадкова функція часу, яка описується телеграфним процесом. Вона позмінно приймає значення $+1$ і -1 в випадкові моменти часу з частотою Γ_0 , що дорівнює частоті стрибків теплової ДРС. Різні функції $\xi_i(t)$ ми вважаємо некорельованими. $I_i = D^2 / \hbar \rho v^2 r_i^3$, де r_i - відстань від i -тої теплової ДРС до резонансної, ρ - густина скла, v - середня швидкість звука, D - деформаційний потенціал. Відмітимо, що $\hbar I(r_0) \approx \hbar / \tau_d = E_d$ - характерна енергія взаємодії резонансної ДРС з тепловими внаслідок спектральної дифузії.

За інтервал часу Δt випадково вибрана тепла ДРС здійснює стрибок. На другому кроці перевертається якась інша тепла ДРС і т. д. На кожному кроці для даної величини розладу $z = \omega - e / \hbar$ розв'язується система рівнянь для діагональної n і недіагональної f компонент матриці густини резонансної ДРС:

$$\partial n / \partial t = -\gamma(n - n_0) - F \operatorname{Re} f .$$

$$\partial \operatorname{Re} f / \partial t = F(n - 1/2) + s \operatorname{Im} f - (\gamma/2) \operatorname{Re} f , \quad (4)$$

$$\partial \operatorname{Im} f / \partial t = -s \operatorname{Re} f - (\gamma/2) \operatorname{Im} f .$$

Тут $n_0 = [\exp(e/T) + 1]^{-1}$ - рівноважна населеність верхнього рівня резонансної ДРС; $s = z - \Delta \omega(t)$.

В проміжках між переворотами теплових ДРС $s = \text{const}$ і система має аналітичний розв'язок. Параметри системи F , γ , Γ є величини випадкові і по ним проводиться усереднення. Нарешті, результати розрахунків усереднювались по конфігураціям теплових ДРС.

Коефіцієнт поглинання знаходився усередненням коефіцієнтів поглинання для резонансної ДРС з фіксованим розладом $\alpha(z) = (-2/F) \langle \operatorname{Re} f \rangle$ по всім конфігураціям теплових ДРС.

Одним з найважливіших результатів розгляду стаціонарного режиму є оберненопропорційна залежність коефіцієнту поглинання

інтенсивності, $\alpha \propto F^{-2}$. З рівняння Блоха витікає закон $\alpha \propto F^{-1}$, тобто коефіцієнт поглинання оберненопропорційний корню квадратному із інтенсивності. Залежність $\alpha(F) \propto F^{-1}$, яка спостерігалася в деяких експериментах може бути зв'язана з тим, що у виконаних експериментах тривалість імпульса була досить малою, так що не встановлювався стаціонарний режим. На рис. 4 наведені результати розрахунку коефіцієнта поглинання в нестационарному режимі. При малих тривалостях імпульсу для коефіцієнта поглинання має місце залежність $\alpha \propto F^{-1}$, тоді як починаючи з часу $t > 1/\Gamma_0$ залежність прямує до виду $\alpha \propto F^{-2}$.

Форма випаленої дірки знаходилась із виразу

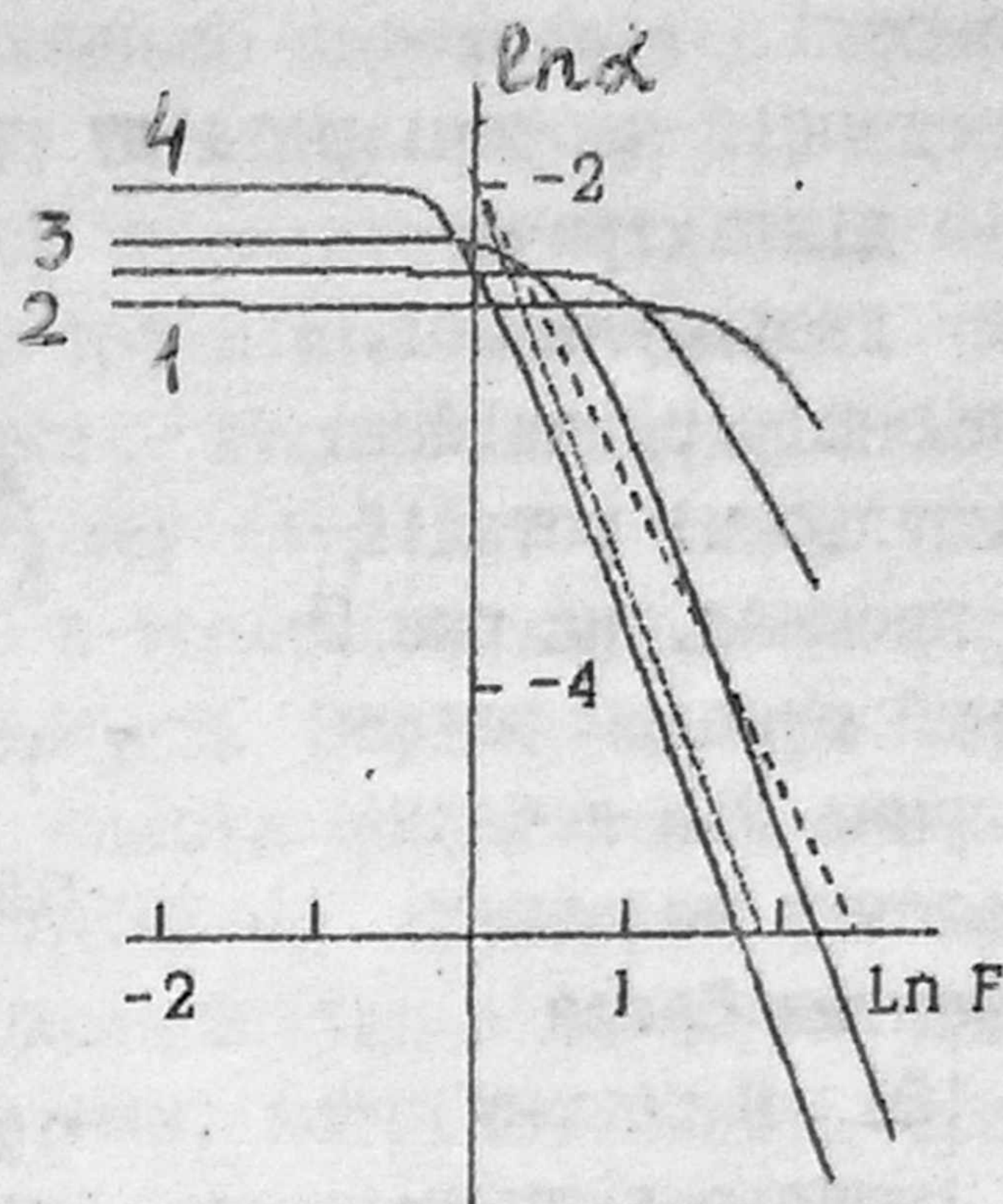


Рис. 4. Залежність $\alpha(F)$ в нестационарному випадку при $t = \Gamma_0^{-1}/10$ (1), $\Gamma_0^{-1}/5$ (2), Γ_0^{-1} (3), $4\Gamma_0^{-1}$ (4).

$$\Delta Q = \langle \int d\epsilon \Delta n_{\omega - \epsilon/\hbar}(t) \delta(\omega_1 - \epsilon/\hbar - \Delta\omega(t)) \rangle_t =$$

$$= \langle \Delta n_{\omega - \omega_1 + \Delta\omega(t)}(t) \rangle = \Delta Q(\omega - \omega_1), \quad (5)$$

де ω_1 - частота пробного імпульсу малої інтенсивності в присутності сигналу накачки, що викликає зміну населеності $\Delta n_z(t) = n - n_0$ в момент часу t для резонансної ДРС з розладом z . Із (5) витікає алгоритм розрахунку. Знайдемо $\Delta n_z(t)$ для всіх можливих значень розладу z . Тоді, згідно (5), для кожного моменту часу слід вибрати таке Δn , для якого має місце рівність $\omega - \omega_1 + \Delta\omega(t) = z$. Інтеграл по всім t для вибраного таким чином Δn і зумовлює форму випаленої дірки.

Форма випаленої дірки досліджена для тих же випадків і з тими ж параметрами, що і стаціонарне нелінійне поглинання. Вона

не є лоренцевою в усіх розглянутих випадках, коли важлива спектральна дифузія. З рівнянь Блоха випливає лоренцева форма дірки. Зазначимо також, що її ширина не залежить від інтенсивності.

В останній частині розділу проведені розрахунки для таких варіантів діелектричної луни: двоімпульсної, триімпульсної, ротаційної та двоімпульсної ротаційної. Як приклад, на рис. 5 приведений випадок ротаційної луни. Він детально вивчався в недавніх експериментах Баера і Шікфуса [8]. В даному випадку імпульс включається протягом часу τ_p , а потім фаза поля інвертується і сигнал луни спостерігається на фоні включеного імпульсу (див. вкладку на рис. 5).

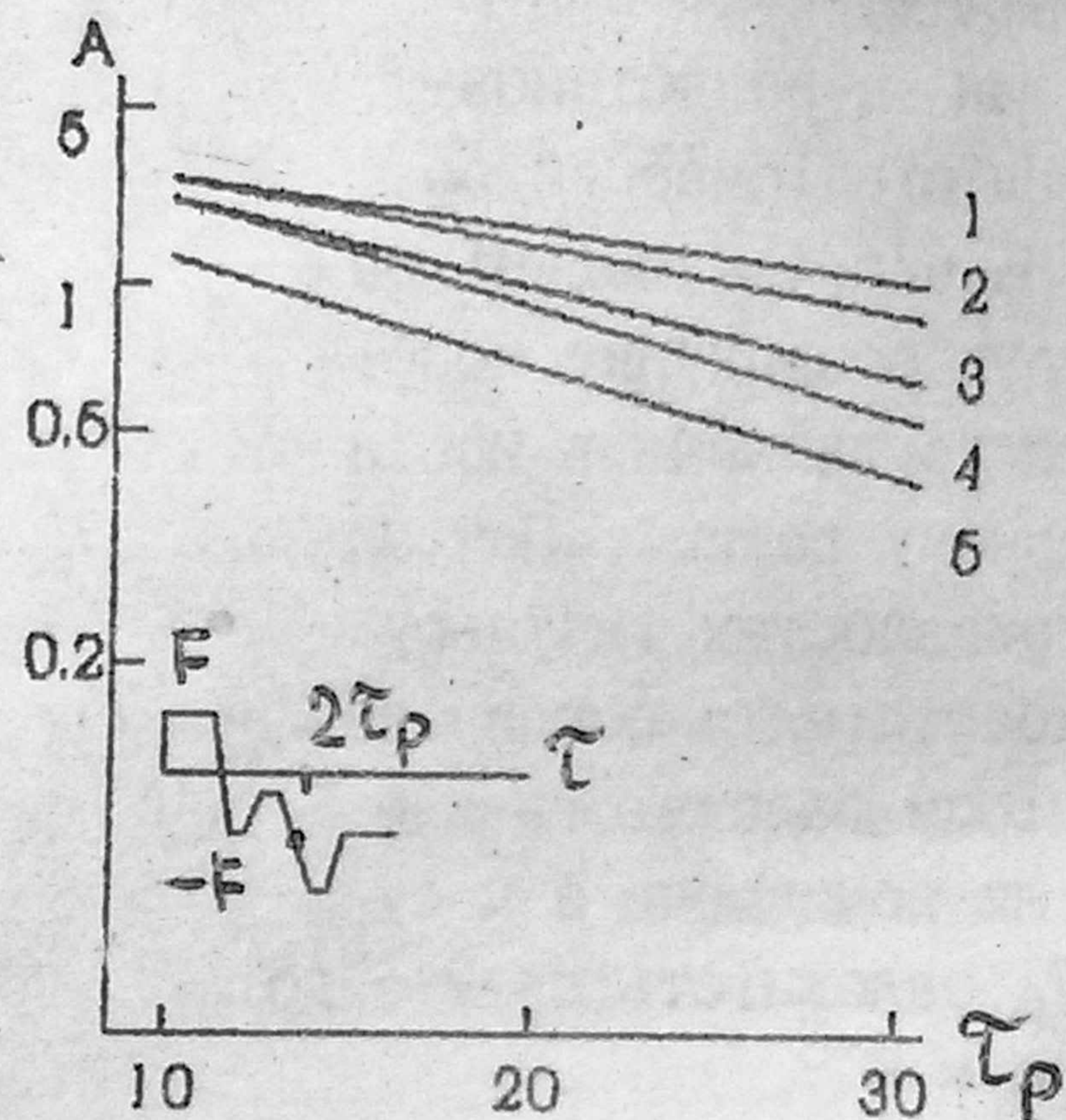


Рис. 5. Вплив спектральної дифузії на величину амплітуди ротаційної луни. $E_d=0$ (1), 0.5 (2), 5 (3), 8 (4), 10 (5)

Результати розрахунків показали, що найбільш сильно спектральна дифузія впливає на амплітуду двоімпульсної і ротаційної луни. Найменш чутливі до спектральної дифузії двоімпульсна ротаційна та триімпульсна луна. У всіх досліджених випадках затухання має експоненціальний характер.

В розділі 5 викладена нелінійна теорія релаксаційного поглинання звуку в металічному склі. Релаксаційне поглинання обумовлено модуляцією населеності ДРС n під впливом змінного поля деформації звукової хвилі. Модуляція зумовлена періодичною з часом зміною відстані між рівнями, E , яка залежить від часу

$$E(t) = [(A + d \cos \omega t)^2 + A_0^2]^{1/2}, \quad (6)$$

де d - амплітуда модуляції. Така модуляція розщеплення E викликає зміну населеності верхнього рівня, яке співпадає за фазою від розщеплення.

Релаксацийне поглинання починає залежати від інтенсивності при $d > T$. Знаходячись більшу частину періоду в збудженому стані, в короткі проміжки часу тривалістю $t_p \approx T/d \ll \omega^{-1}$ ДРС може збуджуватися, отримуючи енергію від електронів.

Слід розрізняти два випадки - високочастотний і низькочастотний. В високочастотному випадку $\omega \tau_0 \gg T/d$ час $t_p \ll \tau_0$ (τ_0 - характерний час релаксації ДРС в тепловому шарі), ДРС пробігає тепловий шар і не встигає збудитися. Збудження буде відбуватися лише за рахунок рідких процесів збудження в шарі порядку T . У випадку низьких частот ($\omega \tau_0 \ll T/d$) $t_p \gg \tau_0$ і ДРС встигають багаторазово релаксувати, проходячи тепловий шар. Найбільший внесок у поглинання дають ті з них, котрі встигають зробити це всього один раз внаслідок малої тунельної прозорості бар'єру Δ_0 . Після цього ДРС з ймовірністю порядку одиниці може зрелаксувати зразу, а можуть затягнути свою релаксацію до момента часу, коли її енергія стане порядку d .

Явище затягування релаксації обумовлене тим, що час релаксації τ зростає пропорційно енергії ДРС. Це приводить до такої залежності коефіцієнта поглинання від інтенсивності

$$\alpha = \alpha_0 [a_1 (T/d) + a_2 (1/\ln(d/T\omega\tau_0))] ,$$

де a_1 і a_2 - числові коефіцієнти порядку одиниці.

Релаксацийне поглинання має характерну температурну залежність: при низьких температурах воно пропорційне T^3 , при зростанні T - зовсім не залежить від температури, а при $T \approx 100$ К має чітко виражений пік. Задовільно описати поведінку $\alpha(T)$ вдається тільки з урахуванням знайденого в розділі 2 розподілу локальних атомних потенціалів.

Розділ Б присвячений процесам атомної дифузії в структурно-невпорядкованих системах та деяким прикладним аспектам, зв'язаним з дифузією.

Відомо, що в невпорядкованих матеріалах атоми більш рухомі, ніж у кристалах, а самі вони - більш чуттєві до процесів структурної релаксації. Ці особливості обумовлені випадковим характером потенціального рельєфу для дифундуючої частинки.

Іншими словами, для атомної частки має місце розподіл за бар'єрами $F(E)$ і коефіцієнт дифузії має вираз

$$D = D_0 \exp(-\langle E \rangle / kT) \quad (7)$$

де D_0 - передекспоненціальний множник, $\langle E \rangle$ - відповідним чином осереднена енергія активації. Можна показати, що $\langle E \rangle$ дорівнює рівню протікання, E_p . Останній являє собою мінімальну енергію рухомого атома в випадковому полі і зв'язаний із середнім значенням \bar{E} співвідношенням

$$E_p = \bar{E} - m\sigma$$

Тут σ - дисперсія розподілу $F(E)$, m - додатня константа порядку одиниці і залежить від $F(E)$.

Одержане співвідношення дозволяє інтерпретувати експериментально спостережувані особливості дифузійних процесів в неупорядкованих матеріалах. Дійсно, коефіцієнт дифузії в $\exp(m\sigma/kT)$ раз вищий, ніж в кристалічних аналогах. Структурна релаксація матеріалу змінює величину σ , при граничному переході дає кристалічне значення енергії активації, визначає її неареніусову поведінку.

Теорія протікання дозволяє отримати і передекспоненціальний множник D_0 . Він також залежить від ступеня неупорядкованості середовища σ і, як правило, зменшується в структурно-неупорядкованих системах.

Атомна дифузія в неупорядкованих системах контролює ряд важливих в прикладному плані процесів, які визначають стабільність роботи мікроелектронних пристроїв. Сюди відносяться структури на аморфному та полікристалічному кремнії (біполярні, польові транзистори, швидкодіючі прилади з зарядовим зв'язком), всілякі гетероструктури, системи "метал-метал", "метал-напівпровідник" та ін. Теорія атомної дифузії, що розвинена в першій частині розділу, дозволяє передбачити дифузійно-контрольовану нестабільність структурно-неупорядкованих систем.

Відомим прикладом такого роду є електродифузія в тонких плівках. Електродифузія - одна з найбільш поширених відмов у приладах, особливо - надвисокочастотного діапазону та інтегральних схемах з великим ступенем інтеграції. Основним каналом

масопереносу в полікристалічних плівках в границі зерен. Існуючі моделі границь зерен дозволяють одержати інформацію лише про загальний характер фізичних процесів, які проходять у системі.

Особливості електродифузії можна інтерпретувати, виходячи із перколяційного механізму міграції, описаного в першій частині розділу. Передбачена поведінка передекспоненційного множника D_0 приводить до цікавого висновку відносно температурної залежності часу роботи до відмови. Виявляється, що при температурах $T > T_{кр}$ плівка з більшою енергією активації відмови менш стійка, ніж плівка з меншим значенням E_a . Перколяційний характер іонного струму в тонких плівках приводить до специфічного розмірного ефекту, актуального для субмікронних плівок.

Особливості атомної і електронної динаміки в структурно-неупорядкованих системах складають основу фізичних процесів, що визначають примусову деградацію і природне старіння мікроелектронних пристроїв.

Матеріали чи виготовлені на їх основі прилади рідко знаходяться в основному стані, коли електронна і ядерна підсистеми в рівновазі. Як правило, в результаті всіляких флуктуацій відбувається неперервне збудження і релаксація як електронів, так і ядер. Деградація і природне старіння можуть забезпечуватись дією механізмів, обумовлених конкретними електронно-ядерними взаємодіями. Ці механізми специфічні для кожного типу приладу і проявляються в залежності від функціональних особливостей та режимів його експлуатації.

Спільним для всіх цих процесів являється модифікування потенціального рельєфу для атомних зміщень. На ранніх етапах дестабілізації приладу деформація потенціального рельєфу незначна, прилад не виходить за границі необхідних параметрів. З часом необоротні зміни потенціального рельєфу накопичуються, вагомим стає внесок випадкової складової. Зростає рухливість атомів, що спричиняють більшість твердофазних процесів (утворення різноманітних дефектів та домішкових комплексів, перерозподіл легуючих домішок, взаємну дифузії та ін.).

В розглянутих прикладах неупорядкованість системи приводить до прискорення дифузійних процесів, визначаючи нестабільність приладів. З іншого боку, можна вказати випадки, коли значні швидкості дифузії "працюють" на прилад. Типовою є ситуація з

гетеруванням порушеними шарами. Чим вищий ступінь неупорядкованості шару, тим більший коефіцієнт дифузії дефектів, і, як наслідок, вища ступінь очищення активної області приладу від дефектів.

В Розділі 7 розвинута теорія електронних станів в аморфних напівпровідниках з рухливими домішками. У серії недавніх експериментальних досліджень електронних властивостей аморфного гідрогенізованого кремнію $\alpha\text{-Si:H}$ [10] виявлений їх зв'язок з процесами дифузії водню. Інтерпретація результатів, яка заснована на дуже деталізованій моделі локалізованих електронних станів, не є задовільною. Вона включає небезсумнівні припущення про енергетичну залежність їх щільності, реакціях утворення і розпаду дефектів та ін.

Наша ідея полягає в урахуванні впливу швидкої дифузії домішок на електронні властивості аморфного матеріалу. Пряма взаємодія домішок з локалізованими носіями в щілині рухомості аморфного напівпровідника приводить до утворення флуктуацій концентрацій домішок в зоні локалізації носія, названих Кривоглазом флуктуонами [11].

Для електрона (те ж саме відноситься і до дірки), локалізованого в зоні з лінійним розміром R , кінетична енергія порядку \hbar^2/mR^2 , а потенціальна лінійно залежить від локальної концентрації домішок n . При відповідному відхиленні Δn величини n від середнього значення енергія електрону знижується на $A'\Delta n$, де $A' = \text{const}$. Але при цьому зменшується ентропія системи і вільна енергія при температурі T зростає на величину порядку $TR^3\Delta n$. Як результат вільна енергія описується виразом

$$F \approx -A'\Delta n + \hbar^2/mR^2 + TR^3\Delta n \quad (8)$$

Вона досягає мінімуму при $\Delta n \approx a^{-3}$ і $R \approx (\hbar^2/mT\Delta n)^{1/5} \gg a$, де a - характерна міжатомна відстань.

В аморфній системі потенціальний рельєф домішкового атома має випадковий характер і визначається ймовірносним розподілом, який для простоти вважаємо прямокутним з шириною B (рис. 6). При $T=0$ домішкові атоми послідовно заповнюють потенціальні ями з енергіями від мінімальної до деякої демаркаційної енергії μ_1 .

Як і у випадку (8) електрон, локалізований в сфері радіуса $R \gg a$ з енергією ϵ нище краю рухливості лінійно взаємодіє з

локальною концентрацією домішок. Але на відміну від ситуації в кристалах, відхилення локальної концентрації домішок від середнього значення викликає програш в енергії навіть при нульовій температурі. Дійсно, ΔN надлишкових домішок в області локалізації заповнюють енергетичні мінімуми с шарі шириною $\Delta E = B(a/R)^3 \Delta N$ вище енергії μ_i . Це приводить до зростання енергії на $1/2 \Delta N \Delta E = B/2 (a/R)^3 (\Delta N)^2$. Повна енергія флуктуона е

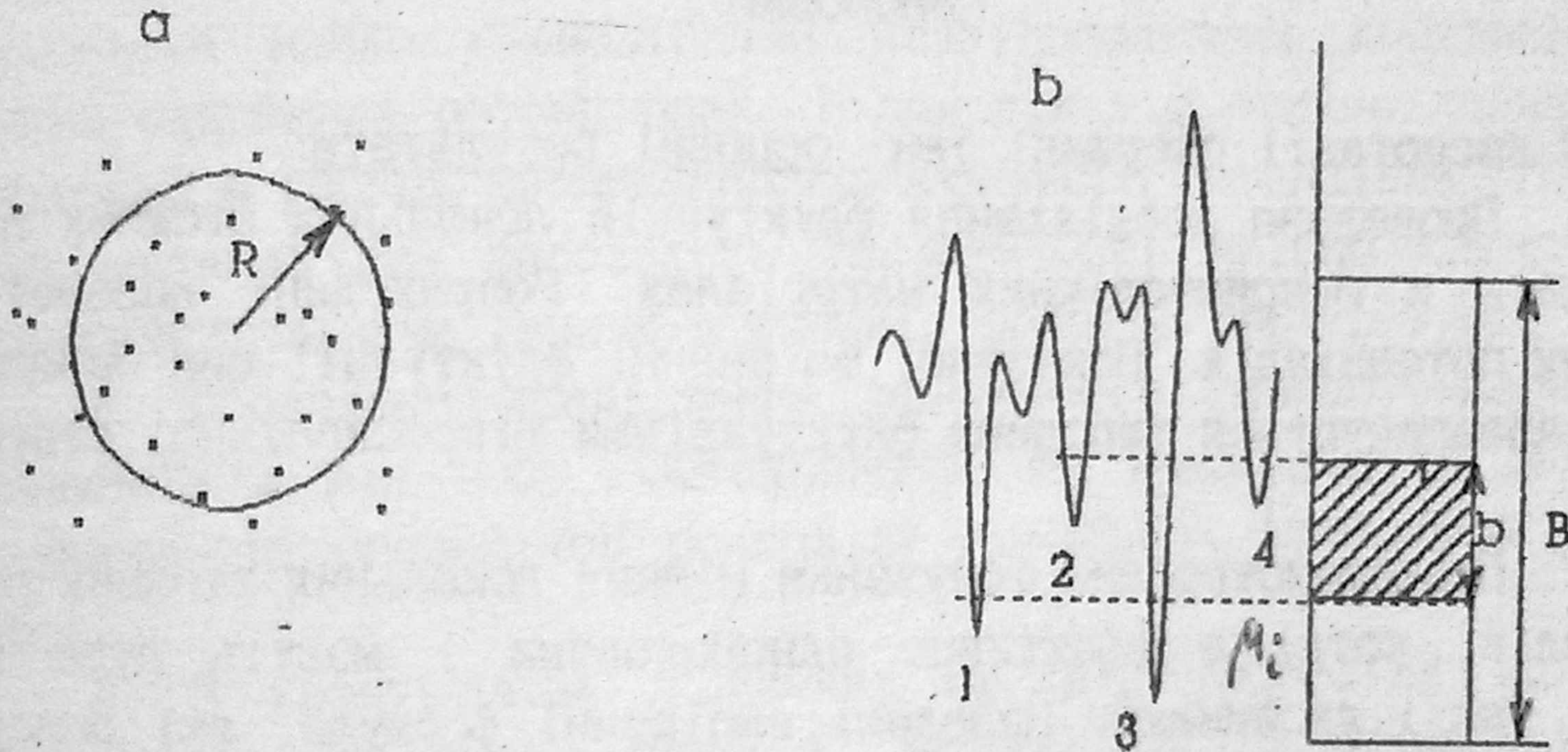


Рис. 6. а - флуктуація концентрації домішкових атомів в зоні локалізації електрона при формуванні флуктуона; б - випадковий потенціальний рельєф для домішкового атома і щільність станів мінімумів потенціальних ям. За відсутності електрону атоми домішок заповнюють мінімуми 1 і 3 до демаркаційної енергії μ_i ; при формуванні флуктуона додатково заповнюються мінімуми 2 і 4; B - ширина ймовірного розподілу мінімумів потенціальних ям (вісь абсцис - щільність станів, вісь ординат - енергія)

$$E = \epsilon - A(a/R)^3 \Delta N + B/2 (a/R)^3 (\Delta N)^2 \quad (9)$$

і мінімальна, коли $\Delta N = N_0 = A/B$. При цьому

$$E = \epsilon - w_0, \quad w_0 = (A^2/2B)(a/R)^3$$

В другій частині розділу викладена теорія флуктуонів з урахуванням флуктуацій використаних величин, що виникають завдя-

ки реалізації різних наборів потенціальних ям для атомів домішок. Оцінюється також ентропійний вклад у вільну енергію при розгляді флуктуонів при скінченних температурах.

В останній частині розділу запропонована флуктуонна модель α -Si:H та приводиться критичний аналіз і зівставлення теоретичних та експериментальних даних.

ВИСНОВКИ

В дисертації одержані такі основні результати:

1. Проведено дослідження флуктуацій локальних атомних потенціалів в некристалічних матеріалах. Розраховані параметри атомних потенціалів. Показано, що значні флуктуації цих параметрів забезпечуються типовими флуктуаціями мікроскопічної структури.

2. Продемонстровано існування м'яких локальних атомних потенціалів, котрі є ефективно одноядовими і можуть бути як одно-, так і двоямними. Наведені емпіричні формули, які описують ймовірнісні розподіли випадкових параметрів м'яких потенціалів. Оцінена щільність станів дворівневих систем, які виникають у двоямних потенціалах.

3. Виявлено два типи дворівневих систем. Дворівневі системи другого типу, маючи меншу концентрацію, сильніше взаємодіють з фононами і спричиняють теплопровідність стекол. Дворівневі системи першого типу відповідають за теплоємність стекол.

4. Вивчена мікроскопічна структура м'яких атомних потенціалів в α -SiO₂, характерні значення їх параметрів та картина атомних рухів. Встановлено, що рух атома кисню по м'якій моді супроводжується когерентними переміщеннями інших атомів. Це приводить до зростання ефективної маси атомної частки і щільності коливних збуджень бозонного типу в м'яких одноямних потенціалах.

5. Побудована теорія коливних спектрів стекол, оснований на врахуванні статистичних флуктуацій локальних пружних констант. Показано, що при малих частотах ріст щільності станів визначається адитивними вкладами фононів і невзаємодіючих між собою квазілокальних коливань. В проміжній області квазілокальні коливання сильно взаємодіють між собою, що робить їх вклади

суперадитивними. При високих частотах зростання щільності станів сповільнюється. Теорія передбачає універсальну поведінку щільності станів у різних стеклах.

6. Проведено розрахунки низькотемпературної теплоємності аморфних матеріалів. Вони засновані на спектрі збуджень, що виникають у випадкових атомних потенціалах скла. В зоні наднизьких енергій, де ці збудження описуються моделлю дворівневих систем, розрахунок дає близьку до лінійної температурну залежність теплоємності. В області температур $T > 10$ К теплоємність обумовлена майже гармонійними квазілокальними коливаннями в м'яких одноямних потенціалах. Взаємодія між такими коливаннями врахована в рамках наближення когерентного потенціалу. Розрахована температурна залежність теплоємності якісно співпадає з експериментальними даними в широкій області температур.

7. Проведено дослідження залежності низькотемпературної теплоємності від часу. Встановлено, що немонотонний вид $C(t)$ зв'язаний із специфікою розподілу локальних атомних потенціалів.

8. З урахуванням знайдених функцій розподілу локальних потенціалів виконано числові розрахунки довжини вільного пробігу фонона в склі, температурної залежності теплопровідності α -SiO₂.

9. Проаналізовано вплив спектральної дифузії на нелінійне резонансне поглинання і випалену дірку в стеклах. Показано, що в стаціонарному випадку при великих інтенсивностях коефіцієнт поглинання обернено пропорційний інтенсивності падаючої хвилі. В нестационарному режимі при малих тривалостях імпульса має місце коренева залежність коефіцієнта поглинання від інтенсивності. Ширина випаленої дірки визначається спектральною дифузією і практично не залежить від інтенсивності.

10. Досліджено деякі різновиди діелектричної луни в стеклах з урахуванням спектральної дифузії. Показано, що спектральна дифузія грає важливу роль у затуханні сигналів ротаційної та двоімпульсної луни. У випадку двоімпульсної ротаційної та стимульованої луни її вплив значно слабший.

11. Виконано числові розрахунки релаксаційного поглинання в стеклах з урахуванням низькоенергійних коливних збуджень. Проаналізована поведінка коефіцієнта релаксаційного поглинання в областях високих і низьких частот. Побудована температурна

залежність релаксаційного поглинання з урахуванням розподілу локальних потенціалів.

12. Передбачено ефект значної активації атомних процесів у структурно-невпорядкованих системах. Він зв'язаний з наявністю випадкового силового поля, яке діє на дифундуючу частку. Зростання ступеня хаотичності цього поля приводить до експоненціального зростання швидкості дифузії. Виділені найбільш характерні особливості процесів дифузії у неспорядкованих середовищах.

13. Розглянуто взаємодію рухливих нейтральних домішок з локалізованими електронами в аморфній речовині. Показано, що енергетично вигідні флуктуоноподібні стани з відмінним від середнього значенням концентрації домішок в зоні локалізації електрона. Знайдено енергетичні характеристики і щільність станів флуктуонів в аморфному матеріалі. Запропонована модель електронної структури α -Si:H, яка заснована на урахуванні взаємодії рухомих атомів водню з локалізованими електронами. Вивчено зв'язок електронних і оптичних властивостей аморфного напівпровідника з процесами утворення і розпаду флуктуонних станів.

14. Встановлено зв'язок процесів прискореної дифузії у неспорядкованих системах з процесами деградації і природного старіння приладів сучасної мікроелектроніки.

Основний зміст дисертації опубліковано в роботах:

1. Соловьев В. Н. Диффузия в аморфных металлических слоях. // ФММ, -1982. -Т. 54, в. 5. -С. 876-879
2. Solovev V. N. Atomic Particle Delocalisation Effect in Disordered Media. // Phys. stat. sol. (a). -1984, -V. 83, N 1. -P. 553-559
3. Соловьев В. Н., Хрисанов В. А. К теории диффузионных процессов в неупорядоченных конденсированных средах. // ФТТ. -1984. -Т. 26, в. 8, -С. 2399-2404
4. Соловьев В. Н. Перколяционный механизм диффузии в неупорядоченных средах. // ФММ. -1984. -Т. 58, в. 2. -С. 252-256
5. Горин Б. М., Плотникова Л. Г., Соловьев В. Н. Сравнение процессов тепловой и радиационной деградации транзисторов. // Электронная техника. Сер. 2. Полупроводниковые приборы. -1982, в. 7 (158). -С. 31-34

6. Синкевич В. Ф., Соловьев В. Н. Физические механизмы деградации полупроводниковых приборов. // Зарубежная электронная техника. -1984, в. 2(273). -С. 3-46
7. Соловьев В. Н., Синкевич В. Ф., Дядьна Г. А. О механизмах электродиффузионных отказов тонкопленочной металлизации. // ЖТФ. -1985. -Т. 55, в. 2. -С. 348-353
8. Соловьев В. Н. Моделирование на ЭВМ локальных атомных потенциалов и электронных состояний в некристаллических материалах. // Сб.: Моделирование на ЭВМ дефектной структуры кристаллов. -Л.: ЛФТИ, 1987. -С. 96-111
9. Соловьев В. Н., Хрисанов В. А. Флуктуации локальных атомных потенциалов в аморфном кремнии. // ФТП. -1988. -Т. 22, в. 4. -С. 686-691
10. Паршин Д. А., Соловьев В. Н. Численное моделирование спектральной диффузии в стеклах: нелинейное резонансное поглощение и выжженная дыра. // ФТТ. -1988. -Т. 30, в. 6. -С. 1888-1891
11. Гальперин Ю. М., Карпов В. Г., Соловьев В. Н. О низкотемпературной теплоемкости аморфных веществ. // ФТТ. -1988. -Т. 30, в. 12. -С. 3636-3642
12. Паршин Д. А., Соловьев В. Н. Спектральная диффузия, нелинейное резонансное поглощение и выжженная дыра: численные расчеты. // Сб.: Тезисы докладов XXV Всесоюзного Совещания по физике низких температур. -Л.: ЛФТИ, 1988. -С. 124
13. Гальперин Ю. М., Карпов В. Г., Соловьев В. Н. Плотность колебательных состояний в стеклах. // ЖЭТФ. -1988. -Т. 94, в. 11. -С. 373-384
14. Дядьна Г. А., Соловьев В. Н., Хрисанов В. А. Процессы атомной диффузии в неупорядоченных системах. // Обзоры по электронной технике. Сер. 2. Полупроводниковые приборы. -1988, в. 2(1409). -С. 48
15. Соловьев В. Н., Хрисанов В. А. Туннельные состояния в аморфном кремнии. // ФТП. -1989. -Т. 23, в. 1. -С. 68-72
16. Карпов В. Г., Соловьев В. Н. Флуктуоны в аморфных веществах. Модель гидрогенизированного аморфного кремния. // ФТТ. -1989. -Т. 31, в. 5. -С. 226-232
17. Дядьна Г. А., Соловьев В. Н. Флуктуации локальных атомных потенциалов в аморфных тетраэдрических полупроводниках. // Сб.: Тезисы докладов XIV Всесоюзного (Пекаровского) Совещания по теории полупроводников. -Донецк.: ДонФТИ АНУ, 1989. -С. 118

18. Карпов В. Г., Соловьев В. Н. Флуктуоны в аморфных полупроводниках. // Сб.: Тезисы докладов XIV Всесоюзного (Пекаровского) Совещания по теории полупроводников. - Донецк.: ДонФТИ АНУ, 1989. - С. 202
19. Дядына Г. А., Карпов В. Г., Соловьев В. Н., Хрисанов В. А. Флуктуации локальных атомных потенциалов в аморфных веществах. // ФТТ. - 1989. - Т. 31, в. 4. - С. 148-155
20. Galperin Yu. M., Parshin D. A., Solovyev V. N. Nonlinear low-temperature absorption of ultrasound and electromagnetic waves in glasses. // In: Proc. Int. Conf. "Phonons-89", - Heidelberg, 1989. - P. 476-478
21. Aldabergenova S. B., Karpov V. G., Kougia K. V., Pevtsov A. B., Solovyev V. N., Feoktistov N. A. Electronic states in amorphous semiconductors with mobile impurities. // In: Advances in Amorphous Semiconductors, ed by H. Fritzsche, World Scientific, - Singapore, 1989. - P. 384-404
22. Алдабергенова С. Б., Карпов В. Г., Коугия К. В., Певцов А. Б., Соловьев В. Н., Феоктистов Н. А. Флуктуонные состояния в аморфных полупроводниках. Модель гидрогенизированного аморфного кремния. // Сб.: Материалы Международной конференции "Некристаллические полупроводники-89", Ужгород, 1989. - С. 13-15
23. Дядына Г. А., Карпов В. Г., Соловьев В. Н. Низкоэнергетические возбуждения в $\alpha\text{-SiO}_2$. // ФТТ. - 1990. - Т. 32, в. 9. - С. 2661-2666
24. Алдабергенова С. Б., Карпов В. Г., Коугия К. В., Певцов А. Б., Соловьев В. Н., Феоктистов Н. А. Электронные состояния в аморфном полупроводнике с подвижными примесями. Термостимулированные процессы в $\alpha\text{-Si:H}$. // ФТТ. - 1990. Т. 32, в. 12. - С. 3599-3612
25. Паршин Д. А., Соловьев В. Н. Моделирование на ЭВМ спектральной диффузии в стеклах. Явление "выжженной дыры" и нелинейное резонансное поглощение. // ФТТ. - 1991. - Т. 33, в. 2. - С. 331-340
26. Паршин Д. А., Соловьев В. Н. Моделирование на ЭВМ явления эха в диэлектрических стеклах. // ФТТ. - 1991. - Т. 33, в. 2. - С. 374-378
27. Гальперин Ю. М., Карпов В. Г., Соловьев В. Н. О временной зависимости низкотемпературной теплоемкости аморфных полупроводников и стекол. // Сб.: Тезисы докладов XV Пекаровского Совещания по теории полупроводников. - Донецк.: ДонФТИ АНУ, 1992. - С. 31-32

Цитована література

1. Anderson P.W. Model for the electronic structure of amorphous semiconductors. // Phys. Rev. Lett. -1975. -V. 34, N 15. -P. 953-955
2. Phillips W.A. Two-level states in glasses. // Rep. Prog. Phys. -1987. -V. 50. -P. 1657-1708
3. Anderson P.W., Halperin B.I., Varma C.M. Anomalous low-temperature properties of glasses and spin-glasses. -// Phil. Mag. -1972. -V. 25, N 1. -P. 1-9; Phillips W.A. Tunnelling states in amorphous solids. // J. Low Temp. Phys. -1972. -V. 7, N 2. -P. 351-357
4. Карпов В. Г., Клиггер М. И., Игнатъев Ф. Н. Теория низкотемпературных аномалий тепловых свойств аморфных структур. // ЖЭТФ. -1983. -Т. 84, в. 2. -С. 761-775
5. Ильин М. А., Карпов В. Г., Паршин Д. А. Параметры мягких атомных потенциалов в стеклах. // ЖЭТФ. -1987. -Т. 92, в. 1. -С. 291-296
6. Black J.L., Halperin B.I. Spectral diffusion, phonon echoes, and saturation recovery in glasses at low temperatures. // Phys Rev. B. -1977. -V. 16, N 6. -P. 2879-2895
7. Galperin Yu.M., Gurevich V.L., Parshin D.A. Nonlinear resonant attenuation in glasses and spectral diffusion. // Phys. Rev B. -1988. -V. 37, N 17. -P. 10339-10349
8. Baier G., Schickfus M.v. Dielectric rotary echoes in vitreous silica. // Phys. Rev. B. -1988. -V. 38, N 14. -P. 9952-9957
9. Hunklinger S., Raychaudhuri A.K. Thermal and elastic anomalies in glasses at low temperatures. // Prog. in Low Temp. Phys., v. IX, ed. by D.F. Brewer, 1986. -P. 265-344
10. Street R.A., Kakalios J., Tsai C.C., Hayes T.M. Thermal-equilibrium processes in amorphous silicon. // Phys. Rev. B. -1987. -V. 35, N 3. -P. 1316-1333
11. Кривоглаз М. А. Флуктуонные состояния электронов. // УФН. -1973. -Т. 111, в. 4. -С. 617-654

Підписано до друку 31.03.93р. Формат 60x84/16. Папір типографський
Друк офсетний. Тираж 100 екз.
Заказ N 43.

ІДГРІ 324086 м. Кривий Ріг, пр. Гагаріна, 57.