

Юқорида муҳокама қилинган чорраханинг ишлаб чиқилган нейрон тўрининг архитектураси 4-расмда кўрсатилган. Шунга таъкидлаш керакки, бошқа турдаги кесишмалар учун нейрон тўри фақат қатламлардаги нейронлар сонидан фарқланади.

Кўриб чиқилаётган чоррахалардаги ҳаракатланиш ҳолатини янада ишончли баҳолаш учун кўшни чоррахалардаги тирбандлик ҳақида маълумотга эга бўлиш керак. Бу фақат бир неча чоррахаларни ягона транспорт тармоғига бирлаштириш орқали мумкин. Бугунги кунга келиб, чоррахаларнинг нейрон тармоқларини ўзаро боғлай оладиган, шунинг билан ўлчақли участкаси учун транспорт тармоғини яратадиган тизим яратилган.

Светофорни интеллектуал бошқариш тизимини лойиҳалашнинг навбатдаги босқичи чоррахаларнинг олинган нейрон тўрларини алоҳида ва бутун тизимни ўргатишдир. Айни пайтда бу борадаги ишлар олиб борилмоқда.

Адабиётлар

1. Кадиленко Е.С. Определение оптимальной траектории движения транспортного средства на определенном участке карты / Е. С. Кадиленко, О. П. Тимофеева // XI Международная молодёжная конференция «Будущее технической науки» - 2012.
2. Круглов В.В. Искусственные нейронные сети. Теория и практика / В.В. Круглов, В.В. Борисов. - 2-е изд. - М.: Горячая линия. Телеком. 2002. - С. 382. -ил.
3. Каллан Р. Основные концепции нейронных сетей / Роберт Каллан: пер. с англ. - М.: Издательский дом «Вильямс». 2001.
4. Рутковская Д. Нейронные сети, генетические алгоритмы и нечеткие системы / Д. Рутковская, М. Пилинский, Л. Рутковский: пер. с польск. И.Д. Рудинского. - М.: Горячая линия - Телеком. 2006. - С. 452.

РЕЗЮМЕ. Мақолада чорраха учун светофорни бошқаришнинг интеллектуал тизими кўп қатламли нейрон тармоқ бўлиб, оптимallashtiriш ва кластерлашнинг комбинацияланган муаммосини ҳал қилишга имкон бериши тасвирланган. Шунингдек, мақолада чоррахаларни транспорт тармоғига бирлаштириш масалалари кўриб чиқилган. Нейрон тўрини ўқитиш усуллари аниқланган.

РЕЗЮМЕ. В статье описывается интеллектуальная система управления светофорами, представляющая собой многослойную нейронную сеть, решающую задачи оптимизации и кластеризации. Также в статье рассмотрены проблемы совмещения перекрестков в транспортной сети. В статье определены методы обучения нейронной сети.

SUMMARY. The article describes the intelligent control system of traffic lights that is a multilayer neural network that solves optimization and clustering problems. Also, the paper discusses the problems of combining intersections in the transport network have been considered. The training methods of a neural network have been determined in the article.

La_{2-x}Sr_xCuO₄ KUPRATI O‘TAO‘TKAZUVCHANLIK KRITIK HARORATINING BIR O‘QLI BOSIM BO‘YICHA HOSILAVIY QIYMATLARI

I.Sh.Kabulov – magistrant

A.S.Jalekeshov – tayanch doktorant

B.Ya.Yavidov – fizika-matematika fanlari doktori, dotsent

Ajiniyoz nomidagi Nukus davlat pedagogika instituti

Tayanch so‘zlar: kupratlar, o‘ta o‘tkazuvchanlik, kritik harorat, bir o‘qli taranglik, bir o‘qli bosim, bipolaron, Boze-Eynshteyn kondensatsiyasi.

Ключевые слова: купраты, сверхпроводимость, критическая температура, одноосное напряжение, одноосное давление, биполарон, Бозе-Эйнштейновская конденсация.

Key words: cuprates, superconductivity, critical temperature, uniaxial strain, uniaxial pressure, bipolaron, Bose-Einstein condensation.

I. Kirish. Organik birikmalardagi Yuqori haroratli o‘tao‘tkazuvchanlik (YHO‘O‘) fikri 1950-yilda London tomonidan ilgari surilgan. Keyinchalik YHO‘O‘ hodisasi 1986-yilda K.A.Myuller va G.Bednorz tomonidan 30 K haroratda La_{2-x}Ba_xCuO₄ birikmasida kashf qilinadi [1]. Oradan ko‘p vaqt o‘tmay P.Chu tomonidan 90 K dan yuqori O‘O‘ kritik harorati- (T_c) ga ega Y-asosli kuprat sintez qilingan [2]. Hozirgi kungacha, kupratlarda erishilgan eng yuqori rekord natija bu T_c ≈ 166 ± 1.5 K bo‘lib, u HgBa₂CaCu₃O_{8+x} kupratida yuqori gidrostatik (odatiy bosimda T_c ≈ 133 K [3]) bosim ostida olingan. Tabiat qonunlari darajasida O‘O‘ kritik harorati T_c qiymatiga qat‘iy chegara mavjud emas. Kritik harorat T_c ning yuqori qiymatlariga o‘zaro kuchli ta‘sirlovchi sistemalarda olish mumkinligi bashorat qilinmoqda. Legirlash orqali ham YHO‘O‘ larning kritik haroratini sezilarli o‘zgartirish mumkin. Yuqori-T_c li O‘O‘ ning mikroskopik kelib chiqishini aniqlash bo‘yicha juda ko‘plab nazariy va eksperimental tadqiqotlar olib borildi va hali ham olib borilmoqda. Olib borilayotgan izlanishlar natijasida yaratilgan nazariy modellar kupratlar O‘O‘ning

barcha jihatlarini tushuntirib bera olmaydi. Xususan, eng oddiy kristall tuzilishga ega bo‘lgan La_{2-x}Sr_xCuO₄ (LSCO) kupratlarning hajmiy va yupqa pardalari O‘O‘ lari haligacha to‘liq tushuntirilmagan [4]. La_{2-x}Sr_xCuO₄ (LSCO) kupratlarning hajmiy va yupqa pardalari O‘O‘ T_c ni o‘rganishda, O‘O‘ T_c ning bir o‘qli taranglik va bir o‘qli bosim bo‘yicha hosilaviy qiymatlari katta ahamiyat kasb etadi. Shu bois, biz ushbu maqolada (∂ T_c/∂ ε_i) va (∂ T_c/∂ P_i) (i=a,b,c) larning legirlash darajasiga bog‘liqligini o‘rganamiz.

II. Nazariy qism. Kupratlar o‘zaro kuchli muvofiqlashgan elektronlar tizimi va kuchli ta‘sirlovchi elektron-fonon tizimi sifatida tavsiflanadi. Bunday murakkab tizimlar, odatda, kengaytirilgan Holstein-Hubbard modeli (KHHM) doirasida o‘rganiladi [5]. Kupratlarda tugunlararo bipolaronlar ideal Boze gazini hosil qiladi va m_{bp} = 2m_p deb hisoblaymiz. So‘ngra, bipolaronlar ideal Boze gazi Boze-Eynshteyn kondensatsiyasi harorati (T_{BEC} = T_c) ni to‘g‘ridan-to‘g‘ri panjara deformatsiyalari ε_i (i = a, c) bilan bog‘laymiz [6]:

$$T_{BEK} = \frac{3.31h^2n^{2/3}}{2k_Bm^*}. \quad (1)$$

Bunda, h (k_B)-Plank (Boltsman) doimiysi, n -bipolaronlar konsentratsiyasi, m^* elektron effektiv massasi ($=m_e$) va paloron tizimida massa qayta normalanishi omili

$$g^2 = 2\gamma E_p / \hbar\omega \quad (2)$$

Bu ifodada $\hbar\omega = 75 \text{ meV}$ bo'lib, u kupratlarga xos fonon energiyasini ifodalaydi,

$$\gamma = 1 - \sum_m [f_m(n) \cdot f_m(n+a)] / \sum_m [f_m^2(n)] \quad (3)$$

formula bilan hisoblanuvchi o'lcham birliksiz miqdor (koeffitsient),

$$E_p = \frac{1}{2M\omega^2} \sum_m f_m^2(n). \quad (4)$$

polaron energiyasi, M – apikal kislorod ioni massasi, $f_m(n)$ - CuO_2 tekisligi zaryad tashuvchisi va apikal kislorod ionlari orasidagi elektron-fonon ta'sir kuchi bo'lib, u quyidagi ifodadan topiladi

$$f_m(n) = \frac{\kappa\hbar\omega(1-2\varepsilon_{ho})}{((|n-m|(1-\varepsilon_a)|^2 - (\hbar\omega(1-2\varepsilon_{ho}))^2)^{2/3}}. \quad (5)$$

Bu yerda κ -biror koeffitsient, $|n-m|$ -panjara doimiysi a birliklari bilan o'lchanadigan masofa, ε_a va ε_h esa i ($i = a, c$) o'qlar bo'ylab tarangliklarni ifodalaydi. Tarangliklar $\varepsilon_a = (a_{unst} - a_{str})/a_{uns}$ va $\varepsilon_h = (\hbar\omega_{unst} - \hbar\omega_{str})/\hbar\omega_{uns}$ ifodalar bilan hisoblanadi. (5)-formuladagi o'zgaruvchi ε_i , ($i = a, ho$) ning musbat qiymati siqilishni, manfiy qiymati esa cho'zilishni ifodalaydi. Taranglik T_{BEC} ga g^2 va n orqali hissa qo'shadi. Oxirgi omil sababi deformatsiya natijasida namunaning boshlang'ich hajmi V_0 ning o'zgarishi bilan bog'liq: $V(\varepsilon_a, \varepsilon_b, \varepsilon_{ho}) = V_0(1 - \varepsilon_a)(1 - \varepsilon_b)(1 - \varepsilon_{ho})$. U holda:

$$n = n_0(1 - \varepsilon_a)(1 - \varepsilon_b)(1 - \varepsilon_{ho}). \quad (6)$$

Yuqorida keltirilgan model ifodalari yordamida T_{BEC} ning bir o'qli taranglik bo'yicha hosilalari $\partial T_c / \partial \varepsilon_i$ ($i = a, b, c$) qiymatlarini turli legirlash darajasida hisoblash mumkin. Bir o'qli taranglik bo'yicha hosilalar $\partial T_c / \partial \varepsilon_i$ ($i = a, b, c$) qiymatlarini bilgan holda

$$\frac{\partial T_{BEC}}{\partial \varepsilon_i} = \sum_j C_{ij} \frac{\partial T_{BEC}}{\partial p_i}, \quad (7)$$

munosabatdan foydalanib T_{BEC} ning bir o'qli bosim bo'yicha hosilaviy qiymatlari $\partial T_c / \partial p_i$ ($i = a, b, c$) ni topish mumkin. (7) munosabatda C_{ij} - LSCO ning taranglik doimiylari.

III. Natijalar va muhokama. Nazariy qism formulalari yordamida LSCO tarkibidagi tugunlararo bipolaronlar T_{BEC} ning bir o'qli taranglik bo'yicha hosilalari $\partial T_c / \partial \varepsilon_i$ ($i = a, b, c$) qiymatlarini turli legirlash darajasida hisoblab, quyidagi natijalar topildi: $x=0.1$ da $\partial T_{BEC} / \partial \varepsilon_a = 109.95 \text{ K}$ va $\partial T_{BEC} / \partial \varepsilon_c = -1055.27 \text{ K}$, $x = 0.15$ da $\partial T_{BEC} / \partial \varepsilon_a = 139.85 \text{ K}$ va $\partial T_{BEC} / \partial \varepsilon_c = -1273.82 \text{ K}$, $x=0.2$ da esa $\partial T_{BEC} / \partial \varepsilon_a = 113.62 \text{ K}$ va $\partial T_{BEC} / \partial \varepsilon_c = -1081.52 \text{ K}$. Bu topilgan natijalar bilan T_{BEC} ning bir o'qli bosim bo'yicha hosilaviy qiymatlari $\partial T_c / \partial p_i$ ($i = a, b, c$) ni hisoblashda tanlov mavjud. Tanlov LSCO taranglik koeffitsientlari bilan bog'liq. C_{ij} - LSCO ning taranglik doimiylari (GPa) qiymatlari [7-10] adabiyotlarda keltirilgan va bu qiymatlar o'zaro farq qiladi. Taranglik doimiylarni tanlab olishimiz sabab hisoblangan bir o'qli bosim bo'yicha hosilaviy qiymatlar $\partial T_c / \partial p_i$ ($i = a, b, c$) turlicha bo'ladi.

1-tanlov. $x=0.1$ bo'lganda C_{ij} lar uchun [9] ishda $x=0.13$ uchun berilgan $C_{aa}=259.39$, $C_{ab}=90.83$, $C_{ac}=59.47$,

$C_{cc}=159.01$ qiymatlarni, $x=0.15$ bo'lganda C_{ij} lar uchun [8] ishda $x=0.14$ uchun berilgan $C_{aa}=266.6$, $C_{ab}=64.9$, $C_{ac}=99.2$, $C_{cc}=257.1$ qiymatlarni va $x=0.2$ bo'lganda C_{ij} lar uchun [10] ishda $x=0.2$ uchun berilgan $C_{aa}=194$, $C_{ab}=66$, $C_{ac}=59$, $C_{cc}=206$ qiymatlarni qabul qilib $x=0.1$ da $\partial T_{BEC} / \partial p_a = 1.65 \text{ GPa/K}$ va $\partial T_{BEC} / \partial p_c = -7.87 \text{ GPa/K}$, $x=0.15$ da $\partial T_{BEC} / \partial p_a = 2.48 \text{ GPa/K}$ va $\partial T_{BEC} / \partial p_c = -6.8 \text{ GPa/K}$ hamda $x=0.2$ da $\partial T_{BEC} / \partial p_a = 1.87 \text{ GPa/K}$ va $\partial T_{BEC} / \partial p_c = -6.32 \text{ GPa/K}$ qiymatlarni qo'lga kiritamiz.

2-tanlov. $x=0.1$ bo'lganda C_{ij} lar uchun [9] ishda $x=0.13$ uchun berilgan $C_{aa}=259.39$, $C_{ab}=90.83$, $C_{ac}=59.47$, $C_{cc}=159.01$ qiymatlarni, $x=0.15$ bo'lganda C_{ij} lar uchun [7] ishda $x=0.14$ uchun berilgan $C_{aa}=248$, $C_{ab}=48$, $C_{ac}=65$, $C_{cc}=205$ qiymatlarni va $x=0.2$ bo'lganda C_{ij} lar uchun [10] ishda $x=0.2$ uchun berilgan $C_{aa}=194$, $C_{ab}=66$, $C_{ac}=59$, $C_{cc}=206$ qiymatlarni qabul qilib $x=0.1$ da $\partial T_{BEC} / \partial p_a = 1.65 \text{ GPa/K}$ va $\partial T_{BEC} / \partial p_c = -7.87 \text{ GPa/K}$, $x=0.15$ da $\partial T_{BEC} / \partial p_a = 2.134 \text{ GPa/K}$ va $\partial T_{BEC} / \partial p_c = -7.567 \text{ GPa/K}$ hamda $x=0.2$ da $\partial T_{BEC} / \partial p_a = 1.87 \text{ GPa/K}$ va $\partial T_{BEC} / \partial p_c = -6.32 \text{ GPa/K}$ qiymatlarni qo'lga kiritamiz.

3-tanlov. $x=0.1$ va $x=0.15$ bo'lganda C_{ij} lar uchun [8] ishda $x=0.14$ uchun berilgan $C_{aa}=266.6$, $C_{ab}=64.9$, $C_{ac}=99.2$, $C_{cc}=257.1$ qiymatlarni va $x=0.2$ bo'lganda C_{ij} lar uchun [10] ishda $x=0.2$ uchun berilgan $C_{aa}=194$, $C_{ab}=66$, $C_{ac}=59$, $C_{cc}=206$ qiymatlarni qabul qilib $x=0.1$ da $\partial T_{BEC} / \partial p_a = 2.048 \text{ GPa/K}$ va $\partial T_{BEC} / \partial p_c = -5.67 \text{ GPa/K}$, $x=0.15$ da $\partial T_{BEC} / \partial p_a = 2.48 \text{ GPa/K}$ va $\partial T_{BEC} / \partial p_c = -6.86 \text{ GPa/K}$ hamda $x=0.2$ da $\partial T_{BEC} / \partial p_a = 2.08 \text{ GPa/K}$ va $\partial T_{BEC} / \partial p_c = -5.8136 \text{ GPa/K}$ qiymatlarni qo'lga kiritamiz.

4-tanlov. Legirlash darajasi x ning barcha qiymatlarida LSCO taranglik doimiylari C_{ij} qiymatlari uchun [7] ishda $x=0.14$ uchun berilgan $C_{aa}=248$, $C_{ab}=48$, $C_{ac}=65$, $C_{cc}=205$ qiymatlarni qabul qilib $x=0.1$ da $\partial T_{BEC} / \partial p_a = 1.74 \text{ GPa/K}$ va $\partial T_{BEC} / \partial p_c = -6.25 \text{ GPa/K}$, $x=0.15$ da $\partial T_{BEC} / \partial p_a = 2.134 \text{ GPa/K}$ va $\partial T_{BEC} / \partial p_c = -7.567 \text{ GPa/K}$ hamda $x=0.2$ da $\partial T_{BEC} / \partial p_a = 1.79 \text{ GPa/K}$ va $\partial T_{BEC} / \partial p_c = -6.412 \text{ GPa/K}$ qiymatlarni qo'lga kiritamiz.

Ko'rganimizdek, taranglik doimiylarini tanlash natijaviy hosilaviy qiymatlarga o'z ta'sirini ko'rsatadi. Hosilaviy qiymatlar tafovuti LSCO ning tajribada topilgan taranglik doimiylari natijasida kelib chiqmoqda. Hisoblab topilgan tugunlararo bipolaronlar ideal gazi Boze-Eynshtein kondensatsiyasi harorati T_{BEC} ning bir o'qli bosim bo'yicha hosilaviy qiymatlari $\partial T_c / \partial p_i$ ($i = a, b, c$) [11,12] tajriba natijalariga mos keladi.

Xulosa. Biz LSCO kupratining O'O' kritik haroratining bir o'qli taranglikka bog'liqligi masalasini kengaytirilgan Holstein-Hubbard modeli (KHHM) va bipolaronlar O'O' yondashuvi doirasida o'rgandik. Tugunlararo bipolaronlar ideal gazi Boze-Eynshtein kondensatsiyasi harorati T_{BEC} sini kuprat LSCO O'O' kritik harorati deb qarab, T_{BEC} ni panjara tarangliklari orqali ifodaladik. Keyin (7) munosabat orqali tugunlararo bipolaronlar ideal gazi Boze-Eynshtein kondensatsiyasi harorati T_{BEC} ning bir o'qli bosim bo'yicha hosilaviy qiymatlari $\partial T_c / \partial p_i$ ($i = a, b, c$) ni hisoblash mumkinligini ko'rsatdik. Taranglik doimiylarini turlicha tanlab olib $\partial T_c / \partial p_i$ ($i = a, b, c$) ning qiylatlari hisoblandi. Topilgan natijalar tajribalarga mos. Bizning yondashuvimiz boshqa kupratlardagi o'xshash tajribalarni talqin qilishda ishlatilishi mumkin.

Adabiyotlar

1. Bednorz J.G., Muller K.A., Phys Z. 64-b. 1986.189
2. Schrieffer J.R., Brooks J.S., (eds.). Handbook of high-temperature superconductivity. Springer. 2007.
3. A.Schilling et al., Nature 363 1993. 56
4. Naito M. et al., Physica C: 546, 84 (2018)
5. Alexandrov A.S., Kornilovitch P., J.Phys.: Condensed Matter 14(2002)5337
6. Yavidov B.Ya. Physica C 471(2011)71
7. Migliori A. et al., Phys. Rev. Lett. 64(1990)2458
8. Migliori A. et al., Physica B 183(1993)1
9. Singh B. et al., Physica C 419(2005)1
10. Jayachandran K.P., Menon C.S. Physica C 454(2007)27
11. Gugenberger F. et al., Phys. Rev. B 49, 13137-13142 (1994)
12. Nohara M. et al., Phys. Rev. B 52,570-580 (1995)

РЕЗЮМЕ. Maqolada $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ kuprati o'tao'tkazuvchanligi Holstein-Hubbard modeli va bipolaronlar o'tao'tkazuvchanligi yondashuvi doirasida qaralgan. Kuprat o'tao'tkazuvchanligi kritik harorati tugunlararo bipolaronlar ideal gazi Boze-Eynshtein kondensatsiyasi harorati deb qabul qilingan. Tugunlararo bipolaronlar ideal gazi Boze-Eynshtein kondensatsiyasi harorati kuprat kristal panjarasi tarangliklari orqali ifodalangan va uning bir o'qli bosim bo'yicha hosilaviy qiymatlari legirlash darajasining turli qiymatlarida hisoblangan. Tugunlararo bipolaronlar ideal gazi Boze-Eynshtein kondensatsiyasi haroratining bir o'qli bosim bo'yicha hosilaviy qiymatlari kuprat kristal panjarasi taranglik doimiylari qiymatlariga bog'liq ekanligi ta'kidlangan.

РЕЗЮМЕ. В статье рассмотрено сверхпроводимость купрата $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ в рамках модели Холстейна-Хаббарда и приближения биполяронной сверхпроводимости. За критическую температуру сверхпроводимости купрата принята температура Бозе-Эйнштейновской конденсации идеального газа двухузловых биполяронов. Температура Бозе-Эйнштейновской конденсации идеального газа двухузловых биполяронов выражена через напряжения кристаллической решетки купрата и значения ее производных по одноосным давлениям вычислены при различных уровнях легирования. Подчеркнуто зависимость значений производной от температуры Бозе-Эйнштейновской конденсации идеального газа двухузловых биполяронов по одноосным давлениям от значения упругих постоянных кристаллической решетки купрата.

SUMMARY. The article considers the superconductivity of cuprate $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ within the framework of the Holstein-Hubbard model and the approximation of bipolaronic superconductivity. The temperature of the Bose-Einstein condensation of an ideal gas of two-site bipolarons is taken as the critical temperature of cuprate superconductivity. The temperature of the Bose-Einstein condensation of an ideal gas of two-site bipolarons is expressed in terms of the strains of the cuprate crystal lattice, and the values of its derivatives with respect to uniaxial pressures are calculated at various levels of doping. The dependence of the values of the temperature derivative of the Bose-Einstein condensation of an ideal gas of two-site bipolarons with respect to uniaxial pressures on the value of the elastic constants of the cuprate crystal lattice is emphasized.

УДК 539.3

ЗАДАЧА О ДИФРАКЦИИ НЕСТАЦИОНАРНОЙ ПЛОСКОЙ ПОПЕРЕЧНОЙ ВОЛНЫ НА СФЕРИЧЕСКОМ ВКЛЮЧЕНИИ В УПРУГО-ПОРИСТОМ ПРОСТРАНСТВЕ

М.О.Мусурмонова – докторант

Каршинский государственный университет

Tayanch so'zlar: ko'ndalang to'lqin difraksiyasi, sferik to'siq, Gegenbauer ko'phadlari, Laplas almashtirishi, qoldiqlar, g'ovak-elastik muhit.

Ключевые слова: дифракция поперечной волны, сферическое включение, полиномы Гегенбауэра, преобразование Лапласа, вычеты, пористо-упругая среда.

Key words: transverse wave diffraction, spherical inclusion, Gegenbauer polynomials, Laplace transform, residues, porous-elastic medium.

Введение. Математическое моделирование и исследование нестационарных волновых процессов в сплошных средах представляет собой сложное и, вместе с тем, актуальное направление волновой динамики сплошных сред. Актуальность проблем динамики сплошной среды обусловлена развитием различных областей техники, созданием новых конструкций, работающих при динамических нагрузках, а также проблемы геофизики, нефтеразведки, добывающей промышленности, строительства гражданских и промышленных сооружений.

Данная работа посвящена математическому моделированию и изучению задачи о дифракции нестационарной поперечной плоской волны сдвига на сферическом включении в пористо-упругом пространстве, насыщенном жидкостью.

Цель работы – разработка алгоритм решения задачи и исследование нестационарных поперечных волновых процессов при дифракции нестационарной поперечной плоской волны сдвига на сферическом включении в насыщенном пористо-упругом пространстве.

Постановка задачи. Пусть в линейно пористо-упругом изотропном пространстве, насыщенном жидкостью, расположено сферическое включение (сферическая полость или неподвижный жесткий шар) радиуса R . Движение среды рассматривается в сферической системе координат (r, θ, ϑ) с началом в центре сферического включения.

В начальный момент времени $\tau = 0$ лобовой точке сферического включения касается фронт нестационарной плоской сдвиговой волны (S-волны) с заданным потенциалом Ψ_s , что образует вращательное движение среды вокруг оси OX , проходящей через центр сферы:

$$\Psi_s(r, \theta, \tau) = f[\tau + \gamma(r \cos \theta - R)]H[\tau + \gamma(r \cos \theta - R)] \quad (1)$$

где $f(\tau)$ - произвольная функция изменения потенциала по времени; $H(\tau)$ - единичная функция Хевисайда.

На поверхности сферического включения рассматриваются два типа граничных условий:

- задача А. Перемещения равны нулю

$$(u_{\vartheta s} + u_{rs})|_{r=R} = 0; \quad (2)$$

- задача Б. Отсутствует напряжение

$$(\sigma_{r\vartheta} + \sigma_{r9s})|_{r=R} = 0, \quad (3)$$

где $u_{\vartheta s}$ и σ_{r9s} - компоненты перемещения и напряжения, определяемые потенциалом Ψ_s ; индексом «S» отмечены компоненты напряженно-деформированного состояния в набегающей волне.