С.П. ПЎЛАТОВНИНГ 70-ЙИЛЛИГИГА БАҒИШЛАБ ЎТКАЗИЛГАН ХАЛҚАРО ИЛМИЙ - АМАЛИЙ АНЖУМАННИНГ

МАТЕРИАЛЛАР ТЎПЛАМИ

2000 йил 23-24 май

$$y = A \cdot Sin\,(pt) + B \cdot Cos\,(pt) + \frac{h}{2}\left[1 - Cos\left(\frac{\pi t}{t_n}\right) \Big/ \left(1 - \left(\frac{\pi}{pt_n}\right)^2\right)\right] \quad (7)$$

Учитывая начальные условия $t = 0, \dot{y} = 0, y = 0,$ находим

$$A = 0; \quad B = 0{,}5h\left(\frac{\pi}{pt_n}\right)^2 \cdot \left(1 - \left(\frac{\pi}{pt_n}\right)^2\right)$$

обозначая $p = \frac{2\pi}{t_c}, n = \frac{2t_n}{t_c}$ окончательно получим закон движения толкателя с составным роликом кулачкового механизма

$$y = 0{,}5h\left\{1 - \left[n^2 Cos\left(\frac{\pi t}{t_n}\right) - Cos\left(\frac{\pi t}{t_n}\right)\right] \Big/ \left(n^2 - 1\right)\right\}$$

Продифференцировав (8) можно получить уравнения скорости и ускорения толкателя. Варьируя параметры и построив кривые зависимости можно выбирать рекомендуемые их значения.

Литература

1. Н.И. Левитский «Кулачковые механизмы» Москва: «Машиностроение», 1964 год, стр.287.
2. Кулачковый механизм. Предварительный патент Р.Уз.№ IH DP 9700225.1. Бюллетень №2. 1998 год.

Резольвента гамильтониана одной физической системы с переменным числом частиц в примесной модели, при s=1

Эшкобилов Ю.Х., Айнакулов Ш.А.

Рассматривается гамильтониан в примесной модели для систем, состоящей из одного электрона со спином вниз, из одного электрона со спином вверх и магнона. Предполагается, что спин магнона s=1.

Изучение спектральные свойства гамильтониана такой системы являются одной из важных задач физики твёрдого тела. В данной работе мы в явном виде укажем действие гамильтониана рассматриваемой системы и для резольвентных функций получим соответствующие системы интегральных уравнений.

Гамильтониан рассматриваемой системы имеет вид: $\hat{H} = H_1 + H_2$,

где

$$H_1 = B\sum_{m,\gamma,\tau} a^+_{m\gamma} a_{m+\tau,\gamma} - 1/2\sum_{k=1}^{2} J_k \sum_{m,\tau}(S_m, S_{m+\tau})^k -$$

$$-\sum_{k=1}^{2} A_k \sum_{m,\gamma,\gamma'} \left\{(\sigma, S_m)_{\gamma\gamma'}\, a^+_{m\gamma} a_{m\gamma'}\right\}^k \quad (1)$$

$$H_2 = \frac{B_0 - B}{2}\sum_{\gamma,\tau}(a^+_{0\gamma} a_{\tau,\gamma} + a^+_{\tau\gamma} a_{0,\gamma}) - 1/2\sum_{k=1}^{2}(J^0_k - J_k)\sum_{\tau}(S_0, S_\tau)^k -$$

$$-\sum_{k=1}^{2}(A^0_k - A_k)\sum_{\gamma,\gamma'}\left\{(\sigma, S_0)_{\gamma\gamma'}\, a^+_{0\gamma} a_{0\gamma'}\right\}^k$$

Он симметричен и действует в пространстве $H_{as} = F_{as}(l_2(Z^\nu) \otimes C^2) \otimes H_m$.

Здесь $a^+_{n\gamma}(a_{n\gamma})$ - оператор рождения (уничтожения) электрона на узле m со спином $\gamma = \uparrow$ или $\downarrow$. $S_n = (S^x_n, S^y_n, S^z_n)$ - оператор атомного спина находящегося в узле n;

$S^\xi_m, \xi = x, y, z$ -инфинитизимально пораждающие операторы группы SU(2s+1); $S_n = (S^x_n, S^y_n, S^z_n)$- тройка матриц Паули; суммирование по τ - означает суммирование по соседным узлам решётки Z^ν; γ- спин электрона: $\gamma = \uparrow, \downarrow$; $B, B_0, A_k, A^0_k, J_k, J^0_k, k = \overline{1,2s}$ – вещественные параметры; C^2-двумерное евклидово пространство; $F_{as}(l_2(Z^\nu) \otimes C^2)$ -антисимметричное пространство Фока над $l_2(Z^\nu) \otimes C^2$; $H_m = \otimes_{n=1}^{\infty} C^3_n$ – бесконечное тензорное произведение 3-мерных евклидовых пространств.

Пространство состояний рассматриваемой системы имеет следующий вид:

$$H' = \left\{\psi' : \psi' = \sum_{p \in Z^\nu} f'_1(p) a^+_{p\downarrow}\varphi_0 + 1/\sqrt{2}\sum_{p,q \in Z^\nu} f'_2(p,q) a^+_{p\uparrow} S^-_q \varphi_0\right\} \quad (2)$$

Здесь $\|\psi'\|^2 = \sum_{p \in Z^\nu}|f'_1(p)|^2 + \sum_{p,q \in Z^\nu}|f'_2(p,q)|^2 < \infty$, где φ_0- вакуумный вектор пространство H', с нормой $\|\varphi_0\| = 1$ и однозначно определяемый соотношениями:

$$S^z_p \varphi_0 = \varphi_0, S^+_p \varphi_0 = 0, a_{p\gamma}\varphi_0 = 0, \forall p \in Z^\nu, \text{ где } S^\pm_p = S^x_p \pm iS^y_p.$$

Утверждение 1. Пространство H' инвариантно относительно оператора $\hat{H}$.

Доказательство утверждения легко следует из следующих соотношений [3] :

$$\{a^+_{m\gamma}, a_{n\gamma'}\} = \delta_{mn}\delta_{\gamma\gamma'}, [S^z_m, S^\pm_n] = \pm\delta_{mn} S^\pm_n,$$

$$[S^+_m, S^-_n] = 2\delta_{mn} S^z_n,$$

где δ_{mn} - символ Кронекера.

Нетрудно заметить, что сужение оператора $\hat{H}$ в H', обозначае-мый в дальнейшем через $H' = \hat{H}/H'$ имеет матричное представление: $H' = \|H'_{ij}\|_{i,j=1,2}$, где $H'_{ij} : H'_j \to H'_i, i, j = 1,2$.

Введем обозначений: $H'' = H_1'' \oplus H_2''$. Здесь $H_1'' = l_2(Z^\nu)$, $H_2'' = l_2(Z^\nu \times Z^\nu)$.

Утверждение 2. Оператор H' действующий в пространстве H' является ограниченным самосопряженным оператором. Он порождает ограниченный самосопряженный матричный оператор:

$$H'' = \begin{pmatrix} H_{11}'' & H_{12}'' \\ H_{21}'' & H_{22}'' \end{pmatrix}, \text{ где } H_{ij}'' : H_j'' \to H_i'', i,j = 1,2,$$

действующий в пространстве H'' по формуле:

$$\begin{cases} (H_{11}''f_1')(p) = B\sum_\tau f_1'(p+\tau) - A^- f_1'(p) + (B_0 - B)\sum_\tau f_1'(\tau) - A^{-0} f_1'(0) \\ (H_{12}''f_2')(p) = \frac{2}{\sqrt{2}} A^- f_2'(p,p) + \frac{2}{\sqrt{2}} A^{-0} f_2'(0,0) \\ (H_{21}'')(p,q) = B^1 \delta_{pq} f_1'(p) + B^{01}\delta_{0q} f_1'(0) \\ (H_{22}''f_2')(p,q) = B\sum_\tau f_2'(p+\tau,q) + \frac{J}{\sqrt{2}}\left[2\nu f_2'(p,q) - \sum_\tau f_2'(p,q+\tau)\right] + \\ +G\delta_{pq} f_2'(p,q) - \frac{A}{\sqrt{2}} f_2'(p,q) + (B_0 - B)\sum_\tau f_2'(\tau,q) + \frac{J^0}{\sqrt{2}} \times \\ \left[2\nu f_2'(p,0) - \sum_\tau f_2'(p,\tau)\right] + G^0 \delta_{0q} f_2'(0,q) - \frac{A^0}{\sqrt{2}} f_2'(0,q) \end{cases} \tag{3}$$

$$\begin{cases} (\tilde{H}_{11}\bar{f}_1)(p) = B\sum_\tau \bar{f}_1(p+\tau) - A^-(s)\bar{f}_1(p) \\ (\tilde{H}_{12}\bar{f}_2)(p) = \frac{2}{\sqrt{2s}} A^-(s)\bar{f}_2(p,p) \\ (\tilde{H}_{21}\bar{f}_1)(p,q) = \frac{B(s)}{1-s}\delta_{pq}\bar{f}_1(p) \\ (\tilde{H}_{22}\bar{f}_2)(p,q) = B\sum_\tau \bar{f}_2(p+\tau,q) + \frac{J(s)}{\sqrt{2s}}\left[2\nu \bar{f}_2(p,q) - \sum_\tau \bar{f}_2(p,q+\tau)\right] + \\ + \frac{1}{\sqrt{2s}}[A(s) - B(s)]\delta_{pq}\bar{f}_2(p,q) - \frac{A(s)}{\sqrt{2s}}\bar{f}_2(p,q) \end{cases}$$

Здесь $A = \sum_{k=1}^{2} A_k \left(\frac{1}{2}\right)^k$, $A^- = \sum_{k=1}^{2} A_k \left(-\frac{1}{2}\right)^k$,

$B^1 = \frac{A_1}{2}$, $J = \sum_{k=1}^{2} \frac{J_k}{2}(-2)^k$, $G = \frac{A - B^1}{\sqrt{2}}$,

$$A^0 = \sum_{k=1}^{2} (A_k^0 - A_k)\left(\frac{1}{2}\right)^k, \ A^{-0} = \sum_{k=1}^{2} (A_k^0 - A_k)\left(-\frac{1}{2}\right)^k,$$

$$B^{10} = \frac{A_1^0 - A_1}{2}, \ J^0 = \sum_{k=1}^{2} \frac{J_k^0 - J_k}{2}(-2)^k, \ G^0 = \frac{A^0 - B^{10}}{\sqrt{2}}$$

Утверждение 3. Спектры операторов H' и H'' совпадают, т.е. $\sigma(H') = \sigma(H'')$.

Обозначим через $H = FH''F^{-1}$ - импульсное представление оператора H'', где F - преобразование Фурье. Оператор H действует в пространстве $H = H_1 \oplus H_2$. Здесь $H_1 = L_2(T^\nu)$, $H_2 = L_2(T^\nu \oplus T^\nu)$, где $T^\nu - \nu$ - мерный тор, снабженной нормированной мерой $d\lambda : d(T^\nu) = 1$. Заметим, что при этом спектры операторов H'' и H совпадают.

Чтобы изучить спектр $\sigma(H)$ оператора H необходимо найти его резольвенту R(z) из уравнения:

$$R(z)(H - zI) = I \tag{4}$$

Из (3) следует, что оператор H имеет следующий матричный вид:

$$H = \begin{pmatrix} H_{11}^0 + H_{11}^1 & H_{12}^0 + H_{12}^1 \\ H_{21}^0 + H_{21}^1 & H_{22}^0 + H_{22}^1 + H_{22}^2 + H_{22}^3 + H_{22}^4 \end{pmatrix} \tag{5}$$

Следовательно, резольвента $R(z)$ оператора H также ищется в следующем матричном виде:

$$R(z) = \begin{pmatrix} R_{11}^0 + R_{11}^1 & R_{12}^0 + R_{12}^1 \\ R_{21}^0 + R_{21}^1 & R_{22}^0 + R_{22}^1 + R_{22}^2 + R_{22}^3 + R_{22}^4 \end{pmatrix} \tag{6}$$

Теорема. Для компоненты $R_{ij}^k, i,j = 1,2, k = \overline{0,4}$ резольвенты $R(z)$ имеют места следующие системы уравнений:

$$R_{22}^0(H_{22}^0 - zI_{22}) = I_{22} \tag{7}$$

$$\begin{cases} R_{11}^0(H_{11}^0 - zI_{11}) + R_{12}^0 H_{21}^0 = I_{11} \\ R_{11}^0 H_{12}^0 + R_{12}^0(H_{22}^0 - zI_{22}) + R_{12}^0 H_{22}^1 = 0 \end{cases} \tag{8}$$

$$\begin{cases} R_{11}^1 H_{11}^1 + R_{11}^1(H_{11}^0 - zI_{11}) + R_{12}^1 H_{21}^0 + R_{12}^1 H_{21}^1 = -R_{11}^0 H_{11}^1 - R_{12}^0 H_{21}^1 \\ R_{11}^1 H_{12}^0 + R_{11}^1 H_{12}^1 + R_{12}^1(H_{22}^0 - zI_{22}) + R_{12}^1 H_{22}^1 + R_{12}^1 H_{22}^2 + R_{12}^1 H_{22}^3 + R_{12}^1 H_{22}^4 = \\ = -R_{11}^0 H_{12}^1 - R_{12}^0 H_{22}^2 - R_{12}^0 H_{22}^3 + R_{12}^0 H_{22}^4 \end{cases}$$

(9)

$$\begin{cases} R_{21}^0(H_{11}^0 - zI_{11}) + R_{22}^1 H_{21}^0 = -R_{22}^0 H_{21}^0 \\ R_{21}^0 H_{12}^0 + R_{22}^1(H_{22}^0 - zI_{22}) + R_{22}^1 H_{22}^1 = -R_{22}^0 H_{22}^1 \end{cases} \tag{10}$$

$$R_{22}^2(H_{22}^0 - zI_{22}) + R_{22}^2 H_{22}^2 = -R_{22}^0 H_{22}^2 \tag{11}$$

$$R_{22}^{3}(H_{22}^{0}-zI_{22})+R_{22}^{3}H_{22}^{3}=-R_{22}^{0}H_{22}^{3} \qquad (12)$$

$$\begin{cases} R_{21}^{1}(H_{22}^{0}-zI_{22})+R_{21}^{1}H_{11}^{1}+R_{22}^{4}H_{21}^{0}+R_{22}^{4}H_{21}^{1}=-R_{21}^{0}H_{11}^{1}-R_{22}^{0}H_{21}^{1}- \\ -R_{22}^{2}H_{21}^{0}-R_{22}^{2}H_{21}^{1}-R_{22}^{3}H_{21}^{0}-R_{22}^{3}H_{21}^{1}-R_{22}^{0}H_{21}^{1} \\ R_{21}^{1}H_{12}^{1}+R_{21}^{1}H_{12}^{0}+R_{22}^{4}(H_{22}^{0}-zI_{22})+R_{12}^{4}H_{22}^{1}+R_{12}^{4}H_{22}^{2}+R_{22}^{4}H_{22}^{3}+ \\ +R_{22}^{4}H_{22}^{4}=-R_{21}^{0}H_{12}^{1}-R_{22}^{0}H_{22}^{4}-R_{22}^{1}H_{22}^{2}-R_{22}^{1}H_{22}^{3}-R_{22}^{1}H_{22}^{4}-R_{22}^{2}H_{22}^{1}- \\ -R_{22}^{2}H_{22}^{3}-R_{22}^{2}H_{22}^{4}--R_{22}^{3}H_{22}^{1}-R_{22}^{3}H_{22}^{2}-R_{22}^{3}H_{22}^{4} \end{cases} \qquad (13$$

Доказательства получается из (4),(5),и (6) после выполнения действия и приравнивая коэффициенты при "δ" -функциях.

Использованные литературы:

1) Могильнер А.И.. Связанные состояния и рассеяние квазичастиц в анизотропных кристаллах произволной размерности.- Дисс. на соиск. уч. степ. к.ф.м.н., Свердловск-1989, с. 35-51.
2) Эшкобилов Ю.Х. О некотором возмущение двухчастичного кластерного оператора.- Дисс. на соиск. уч. степ. к.ф.м.н., Т-1996,с. 102-118.
3) Ахиезер А.И., Барьяхтар В.Г., Пелетминский С.В. Спиновые волны. -М.: Наука, 1967.
4) М. Рид, Методы современной математической физики. № 1, "Мир", М., 1977.
5) А. Хаитов, Резольвента самосопряженного кластерного оператора для одного класса несохраняющихся систем. Часть 1. Известия АН Уз. ССР, Сер. физ.-мат. наук, 1986 , № 5, стр. 28-33.
6) А. Хаитов, Спектральное разложение самосопряженного кластерного оператора для одного класса несохраняющихся систем, Часть 2 , Известия АН Уз. ССР , Сер. физ. - мат. наук, 1987, № 3, стр. 41-47.

Янги информацион технологияларни укув жараенига татбик килиш

Файзуллаев Э.З., Касымов О.К., Джумабаева Ф.А. (ТАДИ)

Республикамиз мустакилликка эришгандан сунг хамма сохаларда булгани каби олий таълим сохасида хам бир канча долзарб вазифалар юзага келди. Бу вазифаларни хал килиш республикамизда кабул килинган «Кадрлар тайерлаш миллий дастури»да хар томонлама курсатиб берилган. Шулардан бири - олий техника укув юртларида махсус фанларни укитишдаги муаммоларни хал килишдир.

Бу муаммолар куйидагилардан иборат:

- махсус фанлар буйича дарсликлар, адабиетлар ва услубий курсатмаларнинг етишмаслиги (айникса узбек тилида);
- техник атамаларнинг узбекчага угиришдаги мавжуд чалкашликлар;
- замонавий кургазмали куролларнинг камлиги;
- автомобиль ва тракторларнинг агрегат ва механизмлари иш жараенини лаборатория шароитида кузатиш кийинлиги;
- замонавий автомобиль ва тракторларнинг агрегат, механизм ва узелларининг тузилиши ва ишлаш принципи буйича маълумот ва адабиетлар камлиги ва х.к.

Айникса, республикамизда автомобиль саноатини ривожланиши, Асака ва Самарканд шахарларидаги заводларда куплаб автомобиллар ишлаб чикарилиши шу сохадаги олий техника укув юртларида автомобилларнинг тузилиши, назарияси, иш

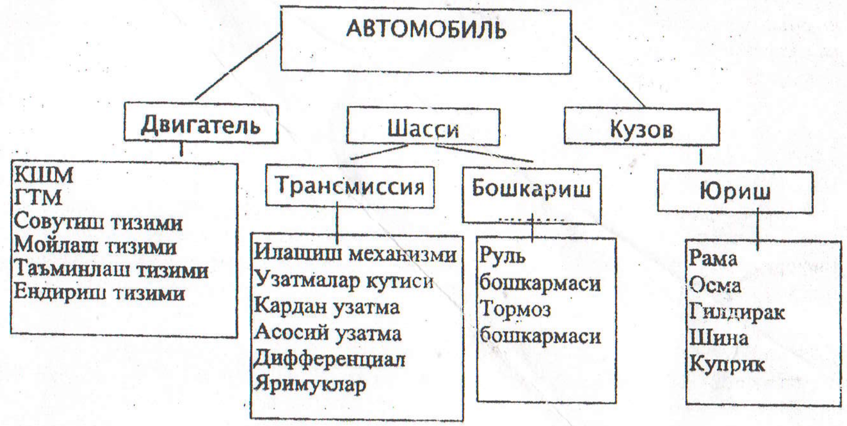
жараени ва лойихаланиши каби фанларнинг иш дастурларини кайтадан куриб чикилишига сабаб булди. Укув жараенини янги педагогик технологиялар ердамида режалаштириш, янги информацион технологияларни ишлаб чикиш ва жорий килиш юкоридаги муаммоларни хал килиш йулларидан биридир.

Тошкент автомобиль ва йуллар институти «Автомобиллар» кафедрасида хам «Ер усти транспорт воситаларини тузилиши ва назарияси», «Автомобилларнинг эксплуатацион хусусиятлари», «Автомобилларни лойихалаш асослари» каби катор махсус фанлар укитилади. Бу фанларни укитишда республикамизда чикариладиган «УзДЭУавто», «Отойул» ва бошка автомобилларга катта эътибор берилади. Масалан, «Автомобиллар» кафедраси укитувчилари ва талабалар хамкорлигида «Нексия» автомобилларининг тузилиши ва ишлашини урганиш буйича компьютер дастури яратилди ва шу дастурга муаллифлик гувохномаси олинди.

Дастур ердамида талабалар «Нексия» автомобилининг (шу жумладан, агрегат ва механизмларининг) вазифаси, тузилиши ва ишлаш принципини мустакил урганишлари мумкин. Маълумки, автомобиль тузилишини урганиш кабул килинган кетма-кетликда амалга оширилади, яъни аввал двигатель кисми, сунг куч узатмаси ва х.з. (1-расм).

Юкоридаги дастур хам бир нечта булимлардан иборат булиб, хар бир булимда автомобилнинг маълум бир кисми хакида маълумотлар бор. Мисол учун, компьютернинг ишга тушириш тугмаси босилганда, монитор экранида двигателнинг совутиш тизимининг принципиал схемаси пайдо булади. Схеманинг унг тарафида совутиш тизимининг вазифаси езилади, сунгра унинг деталлари санаб утилади. Хар бир деталь номи устига курсор келтирилиб, тасдик командаси босилса, схемадаги шу деталь ранги бошка рангга узгаради ва укувчининг диккатини жалб этади. Натижада укувчи хар бир деталь ва узелнинг тизимдаги жойлашган урни хакида аник маълумотга эга булади.

Кейинги боскичда совутиш тизими ва унинг деталь ва узелларининг ишлашини урганиш мумкин. Компьютернинг керакли тугмаларни босилганда совутиш тизимидаги суюкликнинг харакатланишини монитор экранида кузатиш мумкин. Двигателнинг хароратига караб тизимдаги суюклик икки хил режимда айланади, яъни двигатель совук холида суюклик кичик доира буйича айланади, харорат 75 – 90°С га етганда суюклик катта доира буйича (радиатор оркали) айланади. Бу жараенларнинг хаммаси монитор экранида уз аксини топган. Худди шу усулда автомобилнинг бошка тизим ва механизмларининг вазифаси, тузилиши ва ишлашини урганиш мумкин.



1-расм. Автомобилнинг умумий тузилиши