

1/I-2000-1/V-2000

2000
Diary

KIAS

한국과학기술원 부설
고등과학원

Date. 01. 01. 2000

2000 year
Jan - May

План работы на зиму. Февраль:

- 1) Подготовиться к ч. 6 JAP no inhom. dots "M. ambulatory in coupled dot arrays", обсудить d.-d. papers (тамм не знает англи., но это paper (обсудить с ч. JAP)
- 2) Завершить МРД H- ϕ_n hom. dots, обсудить с нем. Hoffmann'99 (возм. с ч. Яковлев)
- 30.02. 3) Подготовиться к ч. 1 на EMMA'2000: а) с Чабурин - SW; б) с Яковлев - в горах
- 30.02. 4) Подать тезисы на ICM'2000 - Natal Co Gab., Den., Hillebrands no inhom. dots SW (после подготовки Чабурин) (Aug. 13-18) и с Shin no 1-dots (?)
- 30.03. 5) Написать ст. "SW в нелинейных горах" с Чабурин в Ph. Rev. B и APS-^{Journal}
- 6) Написать ст. с экспериментаторами (Den., Hill.) и Чабурин по:
а) SW в чинингр. горах
б) SW в ифенюг. горах
- 7) Уточнить сотрудничество с Яковлев, Чабурин, Tucker'ан - INTAS
- 8) Ввести гом. черны в papers d.-d. горах и papers. векторного параметра hom. dots ($\Sigma \rightarrow \delta^2 k^2$, 200 и выше). (ссылка на Lee's ruна Aharoni, 90 монет, гора впервые была vortex usora, о чем no в горах)
- 9) Рассм. возможность поглотить на position в CNSM у Prof. Shin'a
- 10) Узнать про маршрут North-West и рассмотреть споры. маршрут Swiss-air
- 11) Сделать совместный paper с сотрудничником Shin'a no горах (перенос на ифенюг)
- 12) Рассмотреть вопрос о поездке в центр. поехать к нем. от нем. и изг. справить.
- 13) Решить какие деньги дать на февр., откупить карточку Swiss Air
- 30.01.14) Подать аннотацию в SMI, скомментировать с Prof. Uuk - отлож на след. раз.
- 30.10.03 15) Аннотация в Alabama (JA Barnard) с Коммунист и Det - "ridge no нем. горах" (Z. Zhang) 30.03.
- 16) Подумать о работе чинингр. гора в непрерыв. и негладк. и $J_m(\alpha_m) = 0$ (12/21) из $m_p(p=R)=0$
- 30.02. 17) Мыслью в NorthWest и округи "LG" 30.03 - снос. у Lee Min. Sing.
- 30.01.02 18) Корректировка ст. JAP
- 30.02.03 19) Дополнить и исправить Чабурин about Ref. letter

Date. 02.01.

Результаты расчетов (сначала с округлением)

Условием расчета. параметров функции - единичность. из Aharoni'20 (см. 29/8 991.)

$$\pi D'_{zz} = 2 \arctg \frac{z}{p} - \frac{p}{2} \ln(1 + \frac{4}{p^2}), \quad p = \frac{c}{a}, \quad b \rightarrow \infty, \quad 2c - \text{размер } 1102, \quad 2a - \text{"" } 110 \times 473$$

$$D'_{yy} = 0 \text{ (т.е. } b \rightarrow \infty). \quad \pi D'_{xx}(p) = \pi D'_{zz}(1/p) = 2 \arctg 2p - \frac{1}{2p} \ln(1 + 4p^2)$$

Допустим, что $D'_{xx} + D'_{zz} = 1, \quad D'_{yy} = 0$:

$$\pi D'_{zz}(p) + \pi D'_{xx}(p) = 2 \arctg \frac{z}{p} + 2 \arctg 2p - \frac{p}{2} \ln(1 + \frac{4}{p^2}) - \frac{1}{2p} \ln(1 + 4p^2)$$

$$= 2 \arctg \frac{2p + 2p}{1 - \frac{2}{p} \cdot 2p} - \frac{p}{2} \ln(\frac{p^2 + 4}{p^2}) - \frac{1}{2p} \ln(1 + 4p^2) = 2 \arctg \frac{2}{3} (\frac{1}{p} + p) +$$

+ $\frac{p}{2} \cdot 2 \ln p - \frac{p}{2} \ln(p^2 + 4) - \frac{1}{2p} \ln(1 + 4p^2) \neq \pi$. Так что п. (4) с. Aharoni'200
взятое из Brown'62, скорее всего, неверное.

$$g_{xx}(x', y') + g_{yy}(x', y') + g_{zz}(x', y') = -4\pi \delta(\vec{r} - \vec{r}')$$

В средн. сечении $x=0$: $g_{xx}(0, x'; y') + g_{yy}(0, x'; y') + g_{zz}(0, x'; y') = -4\pi \delta(x') \delta(y - y')$

$$\int dx' \int \frac{dy dy'}{w} g_{xx} \sum_z \int dx' \frac{dy dy'}{w} g_{zz}(0, x', y') = -4\pi$$

$$\text{то } H_d^d(x, y) = \int dx' dy' g_{xx}(x, x', y, y') + M_s \int \frac{dy}{w} \int dx' dy' g_{zz}(0, x', y, y') = \frac{1}{w} \int dy H_d^d(0, y) =$$

$$\frac{1}{M_s} \sum_z \langle H_d^d(0, y) \rangle_y = -4\pi, \quad N_{dz}^{\text{ср.}} = -\frac{1}{M_s} \langle H_d^d(0, y) \rangle_y = -\frac{1}{M_s} \langle H_d^d(0, y, z) \rangle_z$$

Поэтому $\sum_z N_{dz}^{\text{ср.}} = 4\pi$ или $\sum_z D'_{zz} = 1$ верно. и где
Балансировка параметров. параметров.

Если п. (4) Aharoni'200 неверно, то и п. (2) также неверно

У Aharoni (разное сечение $z=0$ , т.е. содержит ошибку

$b \rightarrow \infty$. А именно $\sum_z N_{dz}^{\text{ср.}} = 4\pi$ и доказывая где-то  среднее
сечение g_{xx} с конкретными (координатными) размерами w, L .

Для ср. сечения Aharoni именно $\sum_z N_{dz}^{\text{ср.}} = 4\pi$ верно и не против,
поэтому п. (2) и (4) могут быть справедливыми.

Но мне не нужно сред. сечение $w \times L$ с конкретными размерами,
а п. Aharoni-Brown по формуле сечения $2b \times 2a$, где $b \rightarrow \infty$, совпадает с
формулой (экс. BLS) не имеет. А где $w \times L$ среднее сечение 31/8 991.

Ничего не говоря, но балансировка и обобщенный размер. параметров сбалансирован.

Поэтому размер. параметров функции (4) $\pi D'_{zz} = \frac{2}{\pi} \frac{L}{w}$ и $N_{zz} = 1 - \frac{N_{yy}}{4\pi}$
неверны. А верны N_{yy}, N_{zz} с 29/8 991, которые я там же расписал.

а именно $N_{yy}(p=0,11) = 0,94 \cdot 11$

Due to presence of $A_{\text{mms}} = \frac{1}{8} V_d M_0^2 \epsilon_m \epsilon_n \epsilon_s, \epsilon_n = \begin{cases} \epsilon_{\text{ind}} \\ 2 \\ \epsilon_{\text{vac}} \end{cases}$

→ Вернемся к двумерному случаю. Известно, что $\lim_{t \rightarrow \infty} \frac{1}{t} \ln \left(1 + \frac{L^2}{(y-t)^2} \right) = 0$ (вспомогательная).
 Пусть, не будем как в 3-ем.

$$\sum_{m=0}^{\infty} m^{100} = 4l \left(\frac{M_0^2}{4\pi A_{m00}} \right) [1+(-1)^{m+m'}] \int_0^{\infty} dk \frac{(e^{-kl} - 1) k}{(k^2 - q_m^2)(k^2 - q_{m'}^2)} [1 - (-1)^m \cos kx]$$

$$(\cdot) = \frac{M_0^2}{4\pi A_{\text{mod}}} = \frac{M_0^2}{4\pi \cdot \frac{1}{8} V_d \epsilon_m M_0^2 \cdot 2 \cdot 2} = \frac{1}{2\pi \epsilon_m} \frac{1}{V_d}; V_d = Lwl. \quad m, m' = 0, 1, 2, \dots$$

$$\sum_{m=0}^{\infty} \frac{m!}{m!} = \frac{2}{\pi \epsilon_m \omega L} \left[1 + (-1)^{m+m'} \right] \int_0^{\infty} dk \frac{(e^{-kL} - 1) k}{(k^2 - q_m^2)(k^2 - q_{m'}^2)} \left[1 - (-1)^m \cos kw \right] \neq 0$$

a) $\hat{I}_{m,00} = \frac{8}{\pi E_m W L} \int_0^{\infty} dk \frac{(e^{-kL} - 1) k^3}{(k^2 - q_m^2)(k^2 - q_{m1}^2)}$ $\sin^2 k \frac{W}{2} = \frac{\pi W}{2} \delta(k)$
 $\hat{I}_{m,00} = \frac{8}{\pi E_m W L} \frac{\pi W}{2} \int_0^{\infty} dk \frac{(e^{-kL} - 1) k^3}{(k^2 - q_m^2)(k^2 - q_{m1}^2)}$ $\delta(k) = 0$, $q_m = q_{m1} = 0$, $T.E. m = m_1 = 0$

$$\hat{Z}_{000} = \frac{2}{L} \int_0^\infty dk \frac{(e^{-kL} - 1)}{k} \delta(k) = \frac{1}{L} \int_{-\infty}^\infty dk \frac{(e^{-kL} - 1)}{k} \delta(k) = -1, \text{ i.e. } \langle N_{zz} \rangle = 4\pi$$

= no other zero points, and that unexpected result. Because regularization no $p = \frac{1}{L} \ll 1$.

8) m-Heter. $1 + \cos k\omega = 2\cos^2 k\frac{\omega}{2} = 2(1 - \sin^2 k\frac{\omega}{2})$ u hold m $\neq m'$:

$$Z_{m'00} = \frac{3}{\pi \epsilon_m \omega L} \int_0^\infty dk \frac{(e^{-kL} - 1)k}{(k^2 - q_m^2)(k^2 - q_{m'}^2)} \left[1 - \sin^2 k \frac{\omega}{2} \right] = \frac{3}{\pi \omega L} \int_0^\infty dk \frac{(e^{-kL} - 1)k}{(k^2 - q_m^2)(k^2 - q_{m'}^2)}$$

neglect Buraga if $\omega \frac{\omega}{L} \gg 1$

$$Z_{mm'} = \int_0^\infty dk \frac{(e^{-kL} - 1)k}{(k^2 - q_m^2)(k^2 - q_{m'}^2)} = \frac{1}{q_m^2 - q_{m'}^2} \int_0^\infty dk k (e^{-kL} - 1) \left[\frac{1}{(k^2 - q_m^2)} - \frac{1}{(k^2 - q_{m'}^2)} \right] =$$

$$= \frac{(-1)^{\frac{1}{2}}}{(q_m^2 - q_{m'}^2)} \left\{ e^{-q_m L} \text{Ei}(q_m L) + e^{q_m L} \text{Ei}(-q_m L) \right\} \Big|_0^L - \left\{ e^{-q_{m'} L} \text{Ei}(q_{m'} L) + e^{q_{m'} L} \text{Ei}(-q_{m'} L) \right\} \Big|_0^L$$

$E_0(x) = C + \ln|x| + O(x)$ при $x \rightarrow 0$. Все слагаемые из-за нулей $\eta_k = +\eta_m, \eta_m, \dots, \eta_n$.

$$\lim_{z \rightarrow 0} [e^{-2\ln^2 z} \{c + \ln q_{m,2}\} - e^{-2\ln^2 z} \{c + \ln q_{m,2}\}] = \lim_{z \rightarrow 0} [e^{-2\ln^2 z} \ln q_{m,2} - e^{-2\ln^2 z} \ln q_{m,2}] = \lim_{z \rightarrow 0} [\ln q_{m,2} - \ln q_{m,2}] = \ln \left(\frac{q_m}{q_m} \right)$$

Date.

$$I_{mm'} = -\frac{1}{2} \frac{1}{q_m^2 - q_{m'}^2} \left[e^{-q_m L} Ei(q_m L) + e^{q_m L} Ei(-q_m L) - e^{-q_{m'} L} Ei(q_{m'} L) - e^{q_{m'} L} Ei(-q_{m'} L) \right]$$

$$Ei(x) = C + \ln|x| + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{x^n}{n n!} \quad \text{for } x > 0, x < 0 \quad q_m L = 5 + \frac{1}{2} = 5.5 \text{ comp}$$

B. u. loge $q_m L < 1$ (comp 20.01 2002) $q_m = 1, 3, 5, \dots, m = 1, 2, 3, \dots, m$

$$I_{mm'} = -\frac{1}{2} \frac{1}{q_m^2 - q_{m'}^2} \left[(1 - q_m L)(C + \ln q_m L + q_m L) + (1 + q_m L)(C + \ln q_m L - q_m L) - (1 - q_{m'} L)(C + \ln q_{m'} L + q_{m'} L) - (1 + q_{m'} L)(C + \ln q_{m'} L - q_{m'} L) - 2 \ln \frac{q_m}{q_{m'}} \right]$$

$$= -\frac{1}{2(q_m^2 - q_{m'}^2)} \left[2 \ln q_m L - 2 \ln q_{m'} L - 2 \ln \frac{q_m}{q_{m'}} \right] = 0 \quad C = 0.577 \text{ is Euler's constant}$$

log. 7.200 per page 9.800 $(q_m L = x_m)$

$$I_{mm'} = -\frac{1}{2(q_m^2 - q_{m'}^2)} \left[(1 - x_m + \frac{1}{2} x_m^2)(C + \ln x_m + x_m + \frac{x_m^2}{2}) + (1 + x_m + \frac{1}{2} x_m^2)(C + \ln x_m - x_m + \frac{x_m^2}{2}) - (1 - x_{m'} + \frac{1}{2} x_{m'}^2)(C + \ln x_{m'} + x_{m'} + \frac{x_{m'}^2}{2}) - (1 + x_{m'} + \frac{1}{2} x_{m'}^2)(C + \ln x_{m'} - x_{m'} + \frac{x_{m'}^2}{2}) - 2 \ln \frac{x_m}{x_{m'}} \right]$$

$$= -\frac{1}{2(q_m^2 - q_{m'}^2)} \left[C x_m^2 + x_m^2 \ln x_m - x_m^2 \ln x_{m'} - x_m^2 \ln \frac{x_m}{x_{m'}} - x_{m'}^2 \ln x_m + x_{m'}^2 \ln x_{m'} - x_{m'}^2 \ln \frac{x_m}{x_{m'}} \right]$$

u. 2. 3. 4. 5. 6. 7. 8. 9. 10. 11. 12. 13. 14. 15. 16. 17. 18. 19. 20. 21. 22. 23. 24. 25. 26. 27. 28. 29. 30. 31. 32. 33. 34. 35. 36. 37. 38. 39. 40. 41. 42. 43. 44. 45. 46. 47. 48. 49. 50. 51. 52. 53. 54. 55. 56. 57. 58. 59. 60. 61. 62. 63. 64. 65. 66. 67. 68. 69. 70. 71. 72. 73. 74. 75. 76. 77. 78. 79. 80. 81. 82. 83. 84. 85. 86. 87. 88. 89. 90. 91. 92. 93. 94. 95. 96. 97. 98. 99. 100. 101. 102. 103. 104. 105. 106. 107. 108. 109. 110. 111. 112. 113. 114. 115. 116. 117. 118. 119. 120. 121. 122. 123. 124. 125. 126. 127. 128. 129. 130. 131. 132. 133. 134. 135. 136. 137. 138. 139. 140. 141. 142. 143. 144. 145. 146. 147. 148. 149. 150. 151. 152. 153. 154. 155. 156. 157. 158. 159. 160. 161. 162. 163. 164. 165. 166. 167. 168. 169. 170. 171. 172. 173. 174. 175. 176. 177. 178. 179. 180. 181. 182. 183. 184. 185. 186. 187. 188. 189. 190. 191. 192. 193. 194. 195. 196. 197. 198. 199. 200. 201. 202. 203. 204. 205. 206. 207. 208. 209. 210. 211. 212. 213. 214. 215. 216. 217. 218. 219. 220. 221. 222. 223. 224. 225. 226. 227. 228. 229. 230. 231. 232. 233. 234. 235. 236. 237. 238. 239. 240. 241. 242. 243. 244. 245. 246. 247. 248. 249. 250. 251. 252. 253. 254. 255. 256. 257. 258. 259. 260. 261. 262. 263. 264. 265. 266. 267. 268. 269. 270. 271. 272. 273. 274. 275. 276. 277. 278. 279. 280. 281. 282. 283. 284. 285. 286. 287. 288. 289. 290. 291. 292. 293. 294. 295. 296. 297. 298. 299. 300. 301. 302. 303. 304. 305. 306. 307. 308. 309. 310. 311. 312. 313. 314. 315. 316. 317. 318. 319. 320. 321. 322. 323. 324. 325. 326. 327. 328. 329. 330. 331. 332. 333. 334. 335. 336. 337. 338. 339. 340. 341. 342. 343. 344. 345. 346. 347. 348. 349. 350. 351. 352. 353. 354. 355. 356. 357. 358. 359. 360. 361. 362. 363. 364. 365. 366. 367. 368. 369. 370. 371. 372. 373. 374. 375. 376. 377. 378. 379. 380. 381. 382. 383. 384. 385. 386. 387. 388. 389. 390. 391. 392. 393. 394. 395. 396. 397. 398. 399. 400. 401. 402. 403. 404. 405. 406. 407. 408. 409. 410. 411. 412. 413. 414. 415. 416. 417. 418. 419. 420. 421. 422. 423. 424. 425. 426. 427. 428. 429. 430. 431. 432. 433. 434. 435. 436. 437. 438. 439. 440. 441. 442. 443. 444. 445. 446. 447. 448. 449. 450. 451. 452. 453. 454. 455. 456. 457. 458. 459. 460. 461. 462. 463. 464. 465. 466. 467. 468. 469. 470. 471. 472. 473. 474. 475. 476. 477. 478. 479. 480. 481. 482. 483. 484. 485. 486. 487. 488. 489. 490. 491. 492. 493. 494. 495. 496. 497. 498. 499. 500. 501. 502. 503. 504. 505. 506. 507. 508. 509. 510. 511. 512. 513. 514. 515. 516. 517. 518. 519. 520. 521. 522. 523. 524. 525. 526. 527. 528. 529. 530. 531. 532. 533. 534. 535. 536. 537. 538. 539. 540. 541. 542. 543. 544. 545. 546. 547. 548. 549. 550. 551. 552. 553. 554. 555. 556. 557. 558. 559. 560. 561. 562. 563. 564. 565. 566. 567. 568. 569. 570. 571. 572. 573. 574. 575. 576. 577. 578. 579. 580. 581. 582. 583. 584. 585. 586. 587. 588. 589. 590. 591. 592. 593. 594. 595. 596. 597. 598. 599. 600. 601. 602. 603. 604. 605. 606. 607. 608. 609. 610. 611. 612. 613. 614. 615. 616. 617. 618. 619. 620. 621. 622. 623. 624. 625. 626. 627. 628. 629. 630. 631. 632. 633. 634. 635. 636. 637. 638. 639. 640. 641. 642. 643. 644. 645. 646. 647. 648. 649. 650. 651. 652. 653. 654. 655. 656. 657. 658. 659. 660. 661. 662. 663. 664. 665. 666. 667. 668. 669. 670. 671. 672. 673. 674. 675. 676. 677. 678. 679. 680. 681. 682. 683. 684. 685. 686. 687. 688. 689. 690. 691. 692. 693. 694. 695. 696. 697. 698. 699. 700. 701. 702. 703. 704. 705. 706. 707. 708. 709. 710. 711. 712. 713. 714. 715. 716. 717. 718. 719. 720. 721. 722. 723. 724. 725. 726. 727. 728. 729. 730. 731. 732. 733. 734. 735. 736. 737. 738. 739. 740. 741. 742. 743. 744. 745. 746. 747. 748. 749. 750. 751. 752. 753. 754. 755. 756. 757. 758. 759. 760. 761. 762. 763. 764. 765. 766. 767. 768. 769. 770. 771. 772. 773. 774. 775. 776. 777. 778. 779. 780. 781. 782. 783. 784. 785. 786. 787. 788. 789. 790. 791. 792. 793. 794. 795. 796. 797. 798. 799. 800. 801. 802. 803. 804. 805. 806. 807. 808. 809. 810. 811. 812. 813. 814. 815. 816. 817. 818. 819. 820. 821. 822. 823. 824. 825. 826. 827. 828. 829. 830. 831. 832. 833. 834. 835. 836. 837. 838. 839. 840. 841. 842. 843. 844. 845. 846. 847. 848. 849. 850. 851. 852. 853. 854. 855. 856. 857. 858. 859. 860. 861. 862. 863. 864. 865. 866. 867. 868. 869. 870. 871. 872. 873. 874. 875. 876. 877. 878. 879. 880. 881. 882. 883. 884. 885. 886. 887. 888. 889. 890. 891. 892. 893. 894. 895. 896. 897. 898. 899. 900. 901. 902. 903. 904. 905. 906. 907. 908. 909. 910. 911. 912. 913. 914. 915. 916. 917. 918. 919. 920. 921. 922. 923. 924. 925. 926. 927. 928. 929. 930. 931. 932. 933. 934. 935. 936. 937. 938. 939. 940. 941. 942. 943. 944. 945. 946. 947. 948. 949. 950. 951. 952. 953. 954. 955. 956. 957. 958. 959. 960. 961. 962. 963. 964. 965. 966. 967. 968. 969. 970. 971. 972. 973. 974. 975. 976. 977. 978. 979. 980. 981. 982. 983. 984. 985. 986. 987. 988. 989. 990. 991. 992. 993. 994. 995. 996. 997. 998. 999. 1000. 1001. 1002. 1003. 1004. 1005. 1006. 1007. 1008. 1009. 1010. 1011. 1012. 1013. 1014. 1015. 1016. 1017. 1018. 1019. 1020. 1021. 1022. 1023. 1024. 1025. 1026. 1027. 1028. 1029. 1030. 1031. 1032. 1033. 1034. 1035. 1036. 1037. 1038. 1039. 1040. 1041. 1042. 1043. 1044. 1045. 1046. 1047. 1048. 1049. 1050. 1051. 1052. 1053. 1054. 1055. 1056. 1057. 1058. 1059. 1060. 1061. 1062. 1063. 1064. 1065. 1066. 1067. 1068. 1069. 1070. 1071. 1072. 1073. 1074. 1075. 1076. 1077. 1078. 1079. 1080. 1081. 1082. 1083. 1084. 1085. 1086. 1087. 1088. 1089. 1090. 1091. 1092. 1093. 1094. 1095. 1096. 1097. 1098. 1099. 1100. 1101. 1102. 1103. 1104. 1105. 1106. 1107. 1108. 1109. 1110. 1111. 1112. 1113. 1114. 1115. 1116. 1117. 1118. 1119. 1120. 1121. 1122. 1123. 1124. 1125. 1126. 1127. 1128. 1129. 1130. 1131. 1132. 1133. 1134. 1135. 1136. 1137. 1138. 1139. 1140. 1141. 1142. 1143. 1144. 1145. 1146. 1147. 1148. 1149. 1150. 1151. 1152. 1153. 1154. 1155. 1156. 1157. 1158. 1159. 1160. 1161. 1162. 1163. 1164. 1165. 1166. 1167. 1168. 1169. 1170. 1171. 1172. 1173. 1174. 1175. 1176. 1177. 1178. 1179. 1180. 1181. 1182. 1183. 1184. 1185. 1186. 1187. 1188. 1189. 1190. 1191. 1192. 1193. 1194. 1195. 1196. 1197. 1198. 1199. 1200. 1201. 1202. 1203. 1204. 1205. 1206. 1207. 1208. 1209. 1210. 1211. 1212. 1213. 1214. 1215. 1216. 1217. 1218. 1219. 1220. 1221. 1222. 1223. 1224. 1225. 1226. 1227. 1228. 1229. 1230. 1231. 1232. 1233. 1234. 1235. 1236. 1237. 1238. 1239. 1240. 1241. 1242. 1243. 1244. 1245. 1246. 1247. 1248. 1249. 1250. 1251. 1252. 1253. 1254. 1255. 1256. 1257. 1258. 1259. 1260. 1261. 1262. 1263. 1264. 1265. 1266. 1267. 1268. 1269. 1270. 1271. 1272. 1273. 1274. 1275. 1276. 1277. 1278. 1279. 1280. 1281. 1282. 1283. 1284. 1285. 1286. 1287. 1288. 1289. 1290. 1291. 1292. 1293. 1294. 1295. 1296. 1297. 1298. 1299. 1300. 1301. 1302. 1303. 1304. 1305. 1306. 1307. 1308. 1309. 1310. 1311. 1312. 1313. 1314. 1315. 1316. 1317. 1318. 1319. 1320. 1321. 1322. 1323. 1324. 1325. 1326. 1327. 1328. 1329. 1330. 1331. 1332. 1333. 1334. 1335. 1336. 1337. 1338. 1339. 1340. 1341. 1342. 1343. 1344. 1345. 1346. 1347. 1348. 1349. 1350. 1351. 1352. 1353. 1354. 1355. 1356. 1357. 1358. 1359. 1360. 1361. 1362. 1363. 1364. 1365. 1366. 1367. 1368. 1369. 1370. 1371. 1372. 1373. 1374. 1375. 1376. 1377. 1378. 1379. 1380. 1381. 1382. 1383. 1384. 1385. 1386. 1387. 1388. 1389. 1390. 1391. 1392. 1393. 1394. 1395. 1396. 1397. 1398. 1399. 1400. 1401. 1402. 1403. 1404. 1405. 1406. 1407. 1408. 1409. 1410. 1411. 1412. 1413. 1414. 1415. 1416. 1417. 1418. 1419. 1420. 1421. 1422. 1423. 1424. 1425. 1426. 1427. 1428. 1429. 1430. 1431. 1432. 1433. 1434. 1435. 1436. 1437. 1438. 1439. 1440. 1441. 1442. 1443. 1444. 1445. 1446. 1447. 1448. 1449. 1450. 1451. 1452. 1453. 1454. 1455. 1456. 1457. 1458. 1459. 1460. 1461. 1462. 1463. 1464. 1465. 1466. 1467. 1468. 1469. 1470. 1471. 1472. 1473. 1474. 1475. 1476. 1477. 1478. 1479. 1480. 1481. 1482. 1483. 1484. 1485. 1486. 1487. 1488. 1489. 1490. 1491. 1492. 1493. 1494. 1495. 1496. 1497. 1498. 1499. 1500. 1501. 1502. 1503. 1504. 1505. 1506. 1507. 1508. 1509. 1510. 1511. 1512. 1513. 1514. 1515. 1516. 1517. 1518. 1519. 1520. 1521. 1522. 1523. 1524. 1525. 1526. 1527. 1528. 1529. 1530. 1531. 1532. 1533. 1534. 1535. 1536. 1537. 1538. 1539. 1540. 1541. 1542. 1543. 1544. 1545. 1546. 1547. 1548. 1549. 1550. 1551. 1552. 1553. 1554. 1555. 1556. 1557. 1558. 1559. 1560. 1561. 1562. 1563. 1564. 1565. 1566. 1567. 1568. 1569. 1570. 1571. 1572. 1573. 1574. 1575. 1576. 1577. 1578. 1579. 1580. 1581. 1582. 1583. 1584. 1585. 1586. 1587. 1588. 1589. 1590. 1591. 1592. 1593. 1594. 1595. 1596. 1597. 1598. 1599. 1600. 1601. 1602. 1603. 1604. 1605. 1606. 1607. 1608. 1609. 1610. 1611. 1612. 1613. 1614. 1615. 1616. 1617. 1618. 1619. 1620. 1621. 1622. 1623. 1624. 1625. 1626. 1627. 1628. 1629. 1630. 1631. 1632. 1633. 1634. 1635. 1636. 1637. 1638. 1639. 1640. 1641. 1642. 1643. 1644. 1645. 1646. 1647. 1648. 1649. 1650. 1651. 1652. 1653. 1654. 1655. 1656. 1657. 1658. 1659. 1660. 1661. 1662. 1663. 1664. 1665. 1666. 1667. 1668. 1669. 1670. 1671. 1672. 1673. 1674. 1675. 1676. 1677. 1678. 1679. 1680. 1681. 1682. 1683. 1684. 1685. 1686. 1687. 1688. 1689. 1690. 1691. 1692. 1693. 1694. 1695. 1696. 1697. 1698. 1699. 1700. 1701. 1702. 1703. 1704. 1705. 1706. 1707. 1708. 1709. 1710. 1711. 1712. 1713. 1714. 1715. 1716. 1717. 1718. 1719. 1720. 1721. 1722. 1723. 1724. 1725. 1726. 1727. 1728. 1729. 1730. 1731. 1732. 1733. 1734. 1735. 1736. 1737. 1738. 1739. 1740. 1741. 1742. 1743. 1744. 1745. 1746. 1747. 1748. 1749. 1750. 1751. 1752. 1753. 1754. 1755. 1756. 1757. 1758. 1759. 1760. 1761. 1762. 1763. 1764. 1765. 1766. 1767. 1768. 1769. 1770. 1771. 1772. 1773. 1774. 1775. 1776. 1777. 1778. 1779. 1780. 1781. 1782. 1783. 1784. 1785. 1786. 1787. 1788. 1789. 1790. 1791. 1792. 1793. 1794. 1795. 1796. 1797. 1798. 1799. 1800. 1801. 1802. 1803. 1804. 1805. 1806. 1807. 1808. 1809. 1810. 1811. 1812. 1813. 1814. 1815. 1816. 1817. 1818. 1819. 1820. 1821. 1822. 1823. 1824. 1825. 1826. 1827. 1828. 1829. 1830. 1831. 1832. 1833. 1834. 1835. 1836. 1837. 1838. 1839. 1840. 1841. 1842. 1843. 1844. 1845. 1846. 1847. 1848. 1849. 1850. 1851. 1852. 1853. 1854. 1855. 1856. 1857. 1858. 1859. 1860. 1861. 1862. 1863. 1864. 1865. 1866. 1867. 1868. 1869. 1870. 1871. 1872. 1873. 1874. 1875. 1876. 1877. 1878. 1879. 1880. 1881. 1882. 1883. 1884. 1885. 1886. 1887. 1888. 1889. 1890. 1891. 1892. 1893. 1894. 1895. 1896. 1897. 1898. 1899. 1900. 1901. 1902. 1903. 1904. 1905. 1906. 1907. 1908. 1909. 1910. 1911. 1912. 1913. 1914. 1915. 1916. 1917. 1918. 1919. 1920. 1921. 1922. 1923. 1924. 1925. 1926. 1927. 1928. 1929. 1930. 1931. 1932. 1933. 1934. 1935. 1936. 1937. 1938. 1939. 1940. 1941. 1942. 1943. 1944. 1945. 1946. 1947. 1948. 1949. 1950. 1951. 1952. 1953. 1954. 1955. 1956. 1957. 1958. 1959. 1960. 1961. 1962. 1963. 1964. 1965. 1966. 1967. 1968. 1969. 1970. 1971. 1972. 1973. 1974. 1975. 1976. 1977. 1978. 1979. 1980. 1981. 1982. 1983. 1984. 1985. 1986. 1987. 1988. 1989. 1990. 1991. 1992. 1993. 1994. 1995. 1996. 1997. 1998. 1999. 2000. 2001. 2002. 2003. 2004. 2005. 2006. 2007. 2008. 2009. 2010. 2011. 2012. 2013. 2014. 2015. 2016. 2017. 2018. 2019. 2020. 2021. 2022. 2023. 2024. 2025. 2026. 2027. 2028. 2029. 2030. 2031. 2032. 2033. 2034. 2035. 2036. 2037. 2038. 2039. 2040. 2041. 2042. 2043. 2044. 2045. 2046. 2047. 2048. 2049. 2050. 2051. 2052. 2053. 2054. 2055. 2056. 2057. 2058. 2059. 2060. 2061. 2062. 2063. 2064. 20

Escaneado con CamScanner

Xosib ta'kid qilish kerakki, bu yerda $\rho = \frac{L}{w}$. U yf m - res. u yf m m - keses.

$$\int_0^{\infty} dx \frac{x^2 \cos ax}{(x^2 - b^2)^2} = \lim_{c \rightarrow b} \frac{\pi}{2} \frac{c \sin ac - b^2 \sin ab}{b^2 - c^2} = \frac{\pi}{2} \lim_{c \rightarrow b} \frac{\sin ac + c a \cos ac}{(-2c)} =$$

$$\begin{aligned} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{4}{\pi \omega L} \int_0^{\infty} dk \frac{(e^{-kL} - 1)k [1 - (-1)^m \cos kw]}{(k^2 - q_m^2)^2} &= \frac{4}{\pi \omega L} \int_0^{\infty} dk \frac{(e^{-kL} - 1)k}{(k^2 - q_m^2)^2} \\ - \frac{4(-1)^m}{\pi \omega L} \int_0^{\infty} dk \frac{(e^{-kL} - 1)k \cos kw}{(k^2 - q_m^2)^2} &= \frac{4}{\pi \omega L} I_{mm} - \frac{4(-1)^m}{\pi \omega L} \int_0^{\infty} dk \frac{(e^{-kL} - 1)k \cos kw}{(k^2 - q_m^2)^2} \\ &= \frac{4}{\pi \omega L} I_{mm} - \frac{4(-1)^m}{\pi \omega L} \frac{\pi \omega L (-1)^m}{4} \quad \text{2. term disappears. } \omega \left(\frac{L}{\omega}\right) \\ &= -1 + \frac{4}{\pi \omega L} I_{mm} \end{aligned}$$

$$J_{mm} = \int_0^{\infty} dk \frac{(e^{-kL} - 1) k \cos kw}{(k^2 - q_m^2)^2} \quad \text{bierem. i. rozr. } g_0\left(\frac{L}{w}\right), \text{ a ew. biaz } b^{\uparrow}_{m-} g_0\left(\frac{L}{w}\right).$$

Разделение $\hat{\Sigma}_{m00}^{m00}$ на части I_{mm} и J_{mm} не так уже и хорошо, т.к. возникает неясность. Намно $k = 1_m$. $\hat{\Sigma}_{m00}^{m00}$ полюсов не имеет, но $k = 1_m$ $\hat{\Sigma}_{m00}^{m00}$ полюсов не имеет. Нулев $m' = 0$, $m = \text{const}$. А $\hat{\Sigma}_{m00}^{m00} \neq 0$.

$$\begin{aligned}
 J_{\text{mo}} &= \int_0^{\infty} dk \left(\frac{e^{-kL} - 1}{k} \right) \frac{\sin^2 k \frac{w}{2}}{k^2 - q_m^2} = \int_0^{\infty} dk \left[\underbrace{-L + \frac{L^2}{2} k}_{\text{neglect because}} \right] \frac{\sin^2 k \frac{w}{2}}{k^2 - q_m^2} = \\
 &= \frac{L^2}{2} \int_0^{\infty} dk \frac{k \sin^2 k \frac{w}{2}}{k^2 - q_m^2} = \frac{L^2}{2} \int_0^{\infty} dk \left[\frac{1}{k + q_m} + \frac{q_m}{k^2 - q_m^2} \right] \sin^2 k \frac{w}{2} = \frac{L^2}{4} \int_0^{\infty} dk \left[\frac{1}{k + q_m} + \frac{1}{k - q_m} \right] \sin^2 k \frac{w}{2} = \\
 &= \frac{L^2}{4} \int_0^{\infty} dk \left[\frac{1}{k + q_m} + \frac{1}{k - q_m} \right] \frac{1}{2} \left[\cos kw - \cos kw \right]_{\epsilon \rightarrow 0} = \frac{L^2}{8} \left[-\sin \epsilon q_m \text{Si}(\epsilon q_m) - \cos \epsilon q_m \text{Ci}(\epsilon q_m) \right] + \\
 &\quad \rightarrow 0
 \end{aligned}$$

$$\left[\begin{aligned} & + \sin(q_m W) \hat{x}(q_m W) + \cos(q_m W) \hat{y}(q_m W) + \cos(kq_m) \hat{y}(kq_m) - \sin(kq_m) \{ \hat{x}(q_m) + \pi \} \\ & - \cos(q_m W) \hat{y}(q_m W) + \sin(kq_m) \{ \hat{x}(q_m) + \pi \} \end{aligned} \right] = \frac{0 \cdot L^2}{8}, \quad \text{T.E.} \int_{\text{mode}}^{\infty} \text{we have } 2 \hat{x} \sim \left(\frac{L}{W} \right)$$

$$\begin{aligned}
 \sin^2 k \frac{w}{2} &= \frac{1}{2} (1 - \cos kw) = -\frac{1}{2} \cos ky \Big|_0^w = \frac{1}{2} \int_0^w dy \sin ky \\
 \int_0^w dk \left(\frac{e^{kL} - 1}{k} \right) \frac{\sin^2 k \frac{w}{2}}{k^2 - q_m^2} &= \frac{1}{2} \int_0^w dy \int_0^L dk \left(\frac{e^{kL} - 1}{k^2 - q_m^2} \right) \sin ky = \frac{1}{2} \int_0^w dy \int_0^L dk \left[-\frac{1}{k^2 - q_m^2} \right. \\
 &= \frac{1}{2} \int_0^w dy \left[-\int_0^L dk \frac{k \sin ky}{k^2 - q_m^2} + \frac{L}{2} \int_0^L dk \frac{k^3}{k^2 - q_m^2} \sin ky \right] = \frac{1}{2} \int_0^w dy \left[-\frac{\pi}{2} \cos q_m y + \frac{L}{2} \left(\int_0^L dk \sin ky + \right. \right. \\
 &+ \left. \left. \frac{1}{2} q_m^2 \int_0^L dk \frac{\sin ky}{k^2 - q_m^2} \right) \right] = \frac{L^2}{4} \int_0^w dy \left[\int_0^L dk \sin ky + q_m^2 \int_0^L dk \frac{\sin ky}{k^2 - q_m^2} \right] = \frac{L^2}{4} \left(\frac{\pi}{2} \sin \frac{k w}{2} + \right. \\
 &+ \left. \frac{L^2 q_m^2}{4} \int_0^w dy \int_0^L dk \frac{\sin ky}{k^2 - q_m^2} \right) = \frac{L^2}{4} \int_0^w dk \frac{(1 - \cos kw)}{k} + \frac{L^2 q_m^2}{4} \int_0^w dy \int_0^L dk \frac{\sin ky}{k^2 - q_m^2} = \\
 &= \frac{L^2}{4} (\text{paradoxical, nonphysical}) + \frac{1}{4} q_m^2 L^2 \int_0^w dy \int_0^L dk \frac{\sin ky}{k^2 - q_m^2} = \frac{L^2}{4} (\text{paradox}) + \\
 &+ \frac{1}{4} q_m^2 L^2 \int_0^w dy \left[\sin q_m y \text{Ci}(q_m y) - \cos q_m y \left(\text{Si}(q_m y) + \frac{\pi}{2} \right) \right] = \frac{L^2}{4} (\text{paradox}) - \\
 &- \frac{1}{4} q_m L^2 \int_0^w dy \left[\sin q_m y \text{Ci}(q_m y) - \cos q_m y \cdot \text{Si}(q_m y) \right] = \frac{L^2}{4} (\text{paradox}) - \frac{1}{4} q_m L^2 \int_0^w dy \int_1^\infty \frac{dx}{x} \times \\
 &\times \left[\sin q_m y \frac{\cos(q_m y \cdot x)}{x} + \cos q_m y \cdot \frac{\sin(q_m y \cdot x)}{x} \right] = \frac{L^2}{4} (\text{paradox}) - \frac{1}{4} q_m L^2 \int_0^w dy \int_1^\infty \frac{dx}{x} \sin(q_m y (1+x)) \\
 &= \frac{L^2}{4} (\text{paradox}) - \frac{1}{4} q_m L^2 \int_1^\infty \frac{dx}{x} \frac{1}{q_m (1+x)} \left[1 - \cos(q_m w (1+x)) \right] = \frac{L^2}{4} (\text{paradox}) - \\
 &- \frac{1}{4} L^2 \int_1^\infty \frac{dx}{x} \frac{[1 - \cos(m\pi(1+x))]}{x(1+x)} = \frac{L^2}{4} (\text{paradox}) - \frac{L^2}{4} \int_1^\infty \frac{dx}{x} [1 - \cos(m\pi x)] \\
 &x(x+1) \leftarrow \text{no imaginary part}
 \end{aligned}$$

Т.е. $\hat{J}_{mo} = 0 \cdot \left(\frac{L}{w}\right) + \left(\frac{\text{ампл.}}{\text{период.}}\right) \cdot \left(\frac{L}{w}\right)^2$ и поэтому $e^{-kt} \ln\left(\frac{L}{w}\right)$ не является
 решением не уравнения. Проверим, что $\hat{J}_{mo}$ и $\hat{J}_{mo}^{\text{дог}}$ удовлетворяют уравнению
 для $\left(\frac{L}{w}\right)$. А если e^{-kt} не является, то воспользуемся $e^{\frac{-kt}{\ln\left(\frac{L}{w}\right)}}$

$$J_{mm} = \int dk \frac{(e^{-kl} - 1) k \cosh kw}{(k^2 - q_m^2)(k^2 - q_m^2)} \quad J_{m0} = \int dk \frac{(e^{-kl} - 1) \cosh kw}{(k^2 - q_m^2)(k^2 - q_m^2)}$$

$$= -\int_0^\infty dz \int_0^\infty dk e^{-kz} \frac{\cosh kw}{k^2 - q_m^2} = -\frac{1}{2} \int_0^\infty dz e^{-kz} \left[\frac{e^{ikw}}{k - q_m} + \frac{e^{ikw}}{k + q_m} \right] = -\frac{1}{2} \int_0^\infty dz \int_0^\infty dk \operatorname{Re} \frac{e^{ik(w+iz)}}{k^2 - q_m^2}$$

$$= \int_0^\infty dz \operatorname{Re} \int_0^\infty dk \frac{e^{ik(w+iz)}}{k^2 - q_m^2} = -\operatorname{Re} \int_0^\infty dz \int_0^\infty dk \frac{e^{ikx}}{k^2 - q_m^2} = -\operatorname{Re} \int_0^\infty dz \int_0^\infty dk \frac{e^{-(z+iw)k}}{k^2 - q_m^2} = \left| \begin{matrix} u = z+iw \\ \beta = q_m \\ \gamma = 3.35u \end{matrix} \right|$$

$$= + \operatorname{Re} \int_0^\infty dz \frac{1}{2q_m} \left[e^{-q_m(z+iw)} \operatorname{Ei}(q_m(z+iw)) - e^{q_m(z+iw)} \operatorname{Ei}(-q_m(z+iw)) \right] = \left| \begin{matrix} z+iw \\ \beta = q_m \\ \gamma = 3.35u \end{matrix} \right|$$

$$= \frac{1}{2q_m} \operatorname{Re} \int_0^\infty dz \left[e^{-q_mu} \operatorname{Ei}(q_mu) - e^{q_mu} \operatorname{Ei}(-q_mu) \right] = \frac{1}{2q_m} \operatorname{Re} \int_0^\infty dz \left[\ln(q_mu + 2ut) - \ln(-q_mu - 2ut) \right]$$

$$= \frac{1}{2q_m} \operatorname{Re} \int_0^\infty dz \left[\ln \left(\frac{1}{q_mu + 2ut} + \frac{1}{q_mu - 2ut} \right) \right] = \frac{1}{2q_m} \operatorname{Re} \int_0^\infty dz \left[\ln(q_mu + 2ut) + \ln(q_mu - 2ut) \right]$$

Date: . . .

$\ln z = \ln(x+iy) = \ln|z| + i\arg z = \frac{1}{2} \ln(x^2+y^2) + i\arg z$

$$I_{mc} = \frac{1}{2q_m^2} \int_0^L \left[\frac{1}{2} \ln((q_m t + i w)^2 + w^2) + \frac{1}{2} \ln((q_m t - i w)^2 + w^2) \right] dt$$
 no deno

Unare $I_{mc} = \frac{1}{2q_m} \int_0^L \int_{-\infty}^{\infty} \frac{f(u) \cdot \sin t}{t^2 + q_m^2 u^2} dt du = \frac{1}{q_m} \text{Re} \int_0^L f(u) \int_{-\infty}^{\infty} \frac{u \sin t}{t^2 + (q_m u)^2} dt du = \left(\frac{1}{q_m} \right) \int_0^L f(u) du$

$$= \frac{1}{q_m} \text{Re} \int_0^L f(u) \int_{-\infty}^{\infty} \frac{x \sin t}{t^2 + x^2} dt du = \frac{1}{2q_m} \text{Re} \int_0^L f(x) \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\sin t}{t^2 + x^2} dt du = \frac{1}{2q_m} \int_0^L f(x) \sin t \ln(t^2 + x^2) \Big|_0^L =$$

$$= \frac{1}{2q_m} \text{Re} \int_0^L f(x) \ln \left(\frac{t^2 + q_m^2 (L+iu)^2}{t^2 + q_m^2 w^2} \right) dx$$
 no deno
 Ocaso de $\frac{1}{w}$ no $\left(\frac{1}{w} \right)$, to $\frac{1}{w}$ no $\frac{1}{w}$
 Ocaso $\left(\frac{1}{w} \right)$, 0 + (conjugado) $\left(\frac{1}{w} \right)$

No houve variação no momento I_{mc} e I_{mm} e I_{mm} e I_{mm}

$$\hat{I}_{mc} = \int_0^L \frac{dk}{k} \frac{\sin^2 \frac{kL}{2}}{k^2 - q_m^2} = \int_0^L \frac{\sin^2 \frac{kL}{2}}{k^2 - q_m^2} dk = \frac{1}{2} \int_0^L \frac{dk}{k} \frac{(e^{ikL} - 1)}{k} \sin^2 \frac{kL}{2}$$

$$= \frac{1}{2} \int_0^L \frac{dk}{k} \int_0^L \frac{dk'}{k'} \sin^2 \frac{kL}{2} = \left| \frac{kL}{2} = t \right| = \frac{1}{2q_m^2} \int_0^L \frac{2}{w} \int_0^L \frac{dk}{k} e^{\frac{2}{w} t} \sin^2 t =$$

$$\frac{1}{2q_m^2} \int_0^L \frac{2}{w} \left(\frac{4t^2}{w^2} + 4 \right) dt = \left| \frac{4t^3}{3w^2} + 4t \right| = \frac{1}{2q_m^2} \int_0^L \frac{1}{x(x^2+1)} dx$$
 paradoxo no $x=0$

(T.e. não se pode fazer $w \ll 1$, $k/q_m \ll 1$ e $k/q_m \ll 1$ e $k/q_m \ll 1$)

Hoje se $\sum_{m=0}^{\infty} \frac{1}{\pi \epsilon_m w L} (I_{mm} - \hat{I}_{mm}) = \frac{8}{\pi \epsilon_m w L^2} (I_{mm} - (-1)^m I_{mm})$

Condição de contorno no $\left(\frac{1}{w} \right)$ no $\frac{1}{w}$ e no $\frac{1}{w}$ e no $\left(\frac{1}{w} \right)$

Apresente $I_{mm} = I_{mm}(w=0)$. $I_{mm} = \int_0^L \frac{dk}{k} \frac{(e^{ikL} - 1) k \cos kw}{(k^2 - q_m^2)(k^2 - q_m^2)}$

$$\sum_{m=0}^{\infty} \frac{1}{\pi \epsilon_m w L} \hat{I}_{mm} (m=0 \text{ case})$$

$$1 - (-1)^m \cos kw = (-1)^m [(-1)^m - \cos kw] = (-1)^m [\cos km - \cos kw] = 2(-1)^m \sin \frac{(k-w)L}{2} \sin \frac{(k+w)L}{2}$$

$$\sum_{m=0}^{\infty} \frac{1}{\pi \epsilon_m w L} \frac{8(-1)^m}{2} \int_0^L \frac{dk}{k} \frac{(e^{ikL} - 1)}{k} \frac{\sin(k-q_m)L}{2} \frac{\sin(k+q_m)L}{2} = \frac{8}{\pi \epsilon_m w L^2} \int_0^L \frac{dk}{k} \frac{(e^{ikL} - 1)}{k} \frac{\sin(k-q_m)L}{2} \frac{\sin(k+q_m)L}{2}$$

$$\sum_{m=0}^{\infty} \frac{1}{\pi \epsilon_m w L} \frac{8(-1)^{\frac{m+m'}{2}}}{2} \int_0^L \frac{dk}{k} \frac{(e^{ikL} - 1)}{k} \frac{\sin(k-q_m)L}{2} \frac{\sin(k-q_{m'})L}{2}$$
 6 cas. bugs que wire.

$$\sum_{m=0}^{\infty} \frac{1}{\pi \epsilon_m w L} \frac{8(-1)^{\frac{1}{2}(m+m')}}{2} \int_0^L \frac{dk}{k} \frac{(e^{ikL} - 1)}{k} \frac{\sin(k-q_m)L}{2} \frac{\sin(k-q_{m'})L}{2}$$

Quando $\frac{w}{L} \rightarrow 0$, $\sin(k-q_m)L \rightarrow \pi \delta(k-q)$ e $\sin(k-q_{m'})L \rightarrow \pi \delta(k-q')$ e $k \approx q_m, k \approx q_{m'}$

Date.

$$\hat{Z}_{m00} = \frac{8}{\pi \epsilon_m \omega L} \int_0^\infty dk \frac{k(e^{-kL} - 1)}{(k + q_m)^2} \frac{\sin^2(k - q_m) \frac{\omega}{2}}{(k - q_m)^2}, \quad \frac{\sin^2 k \frac{\omega}{2}}{k^2} = \frac{\pi \omega}{2} \delta(k)$$

П.т.ч. $\hat{Z}_{m00} \approx \frac{8}{\pi \epsilon_m \omega L} \frac{q_m(e^{-q_m L} - 1)}{(2q_m)^2} \int_0^\infty dk \frac{\sin^2(k - q_m)}{(k - q_m)^2} = \frac{8(e^{-q_m L} - 1)}{\pi \epsilon_m \omega L^2 q_m} \int_0^\infty dk \frac{\sin^2 k}{k^2} = \frac{8(e^{-q_m L} - 1)}{\pi \epsilon_m \omega L^2 q_m} \cdot \frac{1}{2} \int_{-\infty}^\infty dk \delta(k) = \frac{4(e^{-q_m L} - 1)}{\pi \epsilon_m \omega L^2 q_m}$

Т.е. $\hat{Z}_{m00} = \frac{(e^{-q_m L} - 1)}{q_m L}$ — это таб. зен. разном. по q_m

$\hat{Z}_{m00}$ в неформ. представлении при $\frac{L}{\omega} \rightarrow 0$, в таб. разном. по $\frac{L}{\omega}$

(при $\frac{L}{\omega} \rightarrow \infty$) — густое представление — предел. при $m=0$ и предел. при $m \rightarrow \infty$
 $\hat{Z}_{000} = -1$ — таб. разном. по $\frac{L}{\omega}$ — густое представление — предел. при $m=0$ и предел. при $m \rightarrow \infty$
 Разном. разном. по $\left(\frac{L}{\omega}\right)$ — предел. при $m=0$ и предел. при $m \rightarrow \infty$

Две функции это было замечено 27/XII 992. — 30.12.92.

$$Q_{mn}(\beta = \frac{L}{R} \rightarrow 0) = \frac{1}{\pi \epsilon_m \omega L} \frac{(e^{-\alpha_{mn} L} - 1)}{\alpha_{mn} L} - \text{таб. зен. разном. по } L/R.$$

Если, кроме того, $n \gg 1$, то получим $Q_{mn} = \frac{(e^{-\alpha_{mn} L} - 1)}{\alpha_{mn} L}$ — общее густ. представление — предел. при $n \rightarrow \infty$

Но в таб. зен. разном. по $n=1, 2$ — малые и $\beta=0,08$ — некое число малых — густ. разном. — предел. при $n \rightarrow \infty$ — густ. представление — предел. при $n \rightarrow \infty$ — густ. представление — предел. при $n \rightarrow \infty$

→ Две функции это было замечено $(\frac{L}{\omega} = 0,01)$ — 25/XII 992 и 27/XII 992.

$$\omega_{mns}^2 = [N_{mns} + H_{mns} - Y_{mns}][N_{mns} + H_{mns} - \hat{Z}_{mns}]$$

$$H_{mns} = h_{mns} = \frac{1}{\omega_m \epsilon_m} \int d^3 \vec{r} m_{mns}(\vec{r}) H_d^x(\vec{r}) m_{mns}(\vec{r}) \text{ на ос. 27/XII}$$

$$\hat{Z}_{mns} Y_{mns} = \frac{1}{4\pi \epsilon_m} \int d^3 \vec{r} \int d^3 \vec{r}' m_{mns}(\vec{r}) \hat{G}_{zz}(\vec{r}, \vec{r}') (\hat{Y}_{yy}(\vec{r}, \vec{r}') m_{mns}(\vec{r}'))$$

$$X_{mns} + Y_{mns} + \hat{Z}_{mns} = -1 \quad \text{и} \quad \sum_i \hat{G}(\vec{r}, \vec{r}') = -4\pi \delta(\vec{r} - \vec{r}')$$

$$X_{mns} = \frac{1}{4\pi \epsilon_m} \int d^3 \vec{r} \int d^3 \vec{r}' m_{mns}(\vec{r}) \hat{G}_{xx}(\vec{r}, \vec{r}') m_{mns}(\vec{r}'), \quad m_{mns}(\vec{r}) = M \cos^2 \theta \cos \phi \cos \phi'$$

То же, что и в таб. зен. разном. по $n=0$ — 27/XII 992.

$$G_{xx}(\vec{p}, \vec{p}') = \langle \hat{G}_{xx}(\vec{p}, \vec{p}', z, z') \rangle_{zz'} = -\frac{1}{\pi} \int d^2 k f(kL) \cos^2 \phi \cos^2 \phi' e^{ikp \cos(\phi - \phi')} e^{-ikp' \cos(\phi - \phi')}$$

$$G_{yy}(\vec{p}, \vec{p}') = \frac{1}{L} \int d^2 k \hat{G}_{yy}(\vec{r}, \vec{r}') = -\frac{1}{\pi} \int d^2 k f(kL) \sin^2 \phi \sin^2 \phi' e^{ikp \cos(\phi - \phi')} e^{-ikp' \cos(\phi - \phi')}$$

$$X_{m00} = \frac{M_0^2}{4\pi \epsilon_m \omega} \int d^2 p d^2 p' \cos^2 \theta \cos^2 \theta' (-\frac{1}{\pi}) \int d^2 k f(kL) \frac{k_x^2}{k^2} \cos k_x(x - x') \cos k_y(y - y') = 0,$$

$$\int_0^L dx dx' \cos k_x (x-x') = 4 \frac{\sin^2 k_x L}{k_x^2} = 2\pi \delta(k_x) L \quad \text{и} \quad \int_0^L dy dy' \cos k_y (y-y') = 4 \frac{\sin^2 k_y L}{k_y^2} = 2\pi \delta(k_y) L$$

Date. 01.01.

Сессия 02.11.93 уагп. 1-й курс.

Длинная проволока

$$y_{m00} = -\frac{M_0^2 L}{4\pi^2 A_{m00}} \int_0^L dx dx' \int_0^L dy dy' \frac{f(kL)}{k^2} \frac{k_y^2}{(k_y^2 - q_m^2)^2} [1 - (-1)^m \cos k_y L] \frac{\sin^2 \frac{1}{2} k_x L}{k_x^2}$$

$$= -\frac{2M_0^2 L}{4\pi^2 \frac{1}{2} \epsilon_m M_0^2 L} \int_0^L dx dx' \int_0^L dy dy' \frac{f(kL)}{k^2} \frac{k_y^2}{(k_y^2 - q_m^2)^2} [\dots] \pi L \delta(k_x) =$$

$$= -\frac{q_m L}{\pi W L \epsilon_m} \int_0^L dy dy' \frac{f(k_y L)}{k_y^2} \frac{k_y^2}{(k_y^2 - q_m^2)^2} [\dots] = -\frac{q_m L}{\pi \epsilon_m W L} \int_0^L dy dy' \frac{f(k_y L) [1 - (-1)^m \cos k_y L]}{(k_y^2 - q_m^2)^2}$$

$$\hat{z}_{m00} = \frac{4}{\pi \epsilon_m W L} \int_0^L dy dy' \frac{(e^{-k_y L} - 1)}{k_y} \frac{[1 - (-1)^m \cos k_y L]}{(k_y^2 - q_m^2)^2} \quad \text{В выражении } \ln\left(\frac{L}{w}\right) \rightarrow 0 \text{ и } \ln\left(\frac{L}{w}\right) \rightarrow \infty$$

$$y_{m00} + \hat{z}_{m00} = \frac{4}{\pi \epsilon_m W} \int_0^L dy dy' \frac{k^2 [1 - (-1)^m \cos k_y L]}{(k^2 - q_m^2)^2} \left[\frac{e^{-k_y L} - 1}{k_y L} - f(k_y L) \right] =$$

$$= -\frac{4}{\pi \epsilon_m W} \int_0^L dy dy' \frac{k^2}{(k^2 - q_m^2)^2} [1 - (-1)^m \cos k_y L] = -\frac{8}{\pi \epsilon_m W} \int_0^L dy dy' \frac{k^2}{(k + q_m)^2} \frac{\sin^2(k - q_m) \frac{W}{2}}{(k - q_m)^2} =$$

$$= -\frac{8}{\pi \epsilon_m W} \frac{q_m^2}{(2q_m)^2} \int_0^L dy dy' \frac{\pi W}{2} \delta(k - q_m) = -\frac{1}{\epsilon_m} = -1, m \neq 0. \quad y_{m00} + \hat{z}_{m00} = -1$$

$$\text{Т.е. } y_{m00} = -1 - \hat{z}_{m00} = -1 - \frac{(e^{-2q_m L} - 1)}{2q_m L} = -f(q_m L)$$

Длинная проволока: $\omega_{m00}^2 = [N_{m00} + h_{m00} + f(q_m L)] [N_{m00} + h_{m00} + 1 - f(q_m L)]$

$$h_{m00} = \frac{M_s^2}{4\pi A_{m00}} \int d^3 r \cos q_m y \cos q_m y' \int d^3 r' \hat{G}_{xx}(r, r') = \frac{M_s^2}{4\pi A_{m00}} \int dx dy dx' dy' \times$$

$$\times \cos^2 q_m y \int dz dz' \hat{G}_{xx}(r, r') = \frac{M_s^2}{4\pi A_{m00}} \int dx dy dx' dy' \cos^2 q_m y \left(-\frac{L}{\pi}\right) \int d^2 k \frac{k_x^2}{k^2} f(kL) \times$$

$$\times \cos k_x (x-x') \cos k_y (y-y') \sim \int dk_x \frac{k_x^2}{k^2} f(kL) \delta(k_x) = 0 \quad \text{и выражение } \ln\left(\frac{L}{w}\right) \rightarrow 0 \text{ и } \ln\left(\frac{L}{w}\right) \rightarrow \infty$$

$$\text{Поэтому } \omega_{m00}^2 = \omega_m^2 = \left[\frac{\omega_H}{\omega_m} + f(q_m L) \right] \left[\frac{\omega_H}{\omega_m} + 1 - f(q_m L) \right] \text{ где } m \neq 0$$

$$\text{Для } m=0 \quad \omega_0^2 = \left[\frac{\omega_H}{\omega_m} - y_{000} \right] \left[\frac{\omega_H}{\omega_m} - z_{000} \right] = \left[\omega_H + \frac{1}{4\pi} \langle N_{yy} \rangle \right] \left[\omega_H + \frac{1}{4\pi} \langle N_{zz} \rangle \right]$$

$$\omega_0 = 0,268 \text{ где } \text{по } \text{Mathieu '98. Тогда } \omega_{000} = \sqrt{\omega_H(\omega_H + 1)} = 0,227, f_0 = 0,236.$$

$$\text{Без } q_m L = \pi m \frac{L}{w} = \pi m \cdot 0,011 - \text{значение } \ln\left(\frac{L}{w}\right) \text{ где } m=1,2.$$

→ Но без $\hat{z}_{m00}$ (или y_{m00}) значение ω_{m00} не будет. $\ln\left(\frac{L}{w}\right) \rightarrow 0$ и $\ln\left(\frac{L}{w}\right) \rightarrow \infty$. $q_m L = \pi m$

SW-wires

μm -width

$$\text{Важно в олене } q_m \text{ wires? } H_{ex} = d M_s k^2 = \frac{d}{4\pi} \omega_M k^2 \text{ (см. 10/1992.) } \frac{4}{\pi}$$

$$h_{ex} = \frac{1}{\omega_M} H_{ex} = \left(\frac{d}{4\pi} \right) k^2 = \frac{d}{4\pi} \frac{(m\pi)^2}{w^2} = d_s \frac{(m\pi)^2}{w^2} = \frac{3}{2} (d_m)^2, \quad \frac{3}{2} = \frac{d_s}{w^2} = \frac{2,5 \cdot 10^{-13} \text{ см}^2}{(1,8)^2 \cdot 10^{-8} \text{ см}^2} = 9,77 \cdot 10^{-5}$$

$$w = 1,8 \mu m = 1,8 \cdot 10^{-4} \text{ см. } h_{ex}(m) = \frac{3}{2} (m\pi)^2. \quad h_{ex}(1) = 7,62 \cdot 10^{-5}, \quad h_{ex}(2) = 3,0 \cdot 10^{-4}$$

$$f(q_m L) = f(\pi m \frac{L}{w}) \approx \frac{1}{2} \pi m \frac{L}{w}, \quad f(q_m L) = \frac{\pi}{2} \cdot 0,011 \approx 0,016. \quad h_{ex}(3) = 6,8 \cdot 10^{-4}$$

Для $m = 0, 1, 2, 3$ hex (ш) можно определить.

$$y_{\text{Cathode}} P_{00} = 1 - \frac{1}{q_{mL}} (1 - e^{-q_{mL}}) = f(q_{mL}) \quad \text{u} \quad F = \frac{\omega_M}{\omega_n} f(1-f) - \text{geschlossene Membran}$$

Воскресенье, которое совпадает с р. Удлин-Слав'86 г. ие со - и.м.и.

SW gas transfer Δm_n , a source gas $\Delta m_n \gg 1$. ∞

$$Q_{mn} = \frac{1}{\beta a_{mn}} R \int dk (e^{-kL} - 1) \left[\tilde{g}^{mn}(k) \right]^2 = \frac{R^2}{L a_{mn}} \int dk (e^{-kL} - 1) \frac{1}{R^4 k^2} \delta(k - x_{mn}) \delta(k)$$

Но если брать предел $\frac{R}{L} \rightarrow \infty$ только в одном I_p^{min} в определенном Q^{min}

$$= \frac{1}{a_{mn} R^2 L} \frac{(e^{-x_{mn} L} - 1)}{x_{mn}} \int_0^R \frac{1}{k} \delta(k - x_{mn}) J_m(x_{mn} \rho') J_m(x_{mn} \rho') = \frac{1}{a_{mn} R^2 L} (\cdot) R^2 a_{mn} \delta_{mn}$$

$= \frac{(e^{-x_{nnL}} - 1)}{x_{nnL}} \delta_{nn}$ показывающих квантовые процессы, а a_{mn} - коэффициенты и есть квадратичность по n, n' .

Т.е. дисперсионное уравнение для импеданса становится асимптотически точным при $\beta = \frac{L}{R} \rightarrow 0$. Но при $\frac{R}{L} \rightarrow \infty$ от $2\pi/\lambda$ последовательные

(1/2) $\vec{E}$ — поле цилиндра есть результирующее ускоренное по $\vec{E}_k$, т.к. направление $\vec{k}$ — SW в цилиндре не определено. Если $\vec{E}_{\text{вс}}$ пох, то с х совпадает и направление направления и возбуд. комп-а. Две волны $\vec{E}_{\text{вс}}$ пох выйдут от $\vec{E}_k$ и направление $\vec{k}$ SW определено.

Для $\frac{W}{L} \gg 1$ (wires) и $\frac{R}{L} \gg 1$ (quasi) $\frac{R}{L}$ — это условие. DE — это условие. Если $\frac{W}{L} \gg 1$ ($\kappa_{\text{min}} R = d_{\text{min}} \gg 1$). DE газ не равен. Разность для того wire (quasi) где больше in-plane волн. Вектор $\frac{W}{L} = \pi \gg 1$.

Date.

Для $m=0$ DE не резонанс, $m=1, 2$ - DE-моды, но картина будет не такая с ростом m . Поэтому для малых m некая DE-частота должна быть замечена другим, более простым, но также регулярным. Друг. критическая частота ($m=0$) не должна быть правильной из-за модификации с $m=2, 4, \dots$. Верен регулярный расчет частот и это некая, частота при $m \gg 1$ можно описать как моду DE.

$$\begin{cases} \omega_{DE}^2 = \omega_H(\omega_H + 1) + \frac{1}{4}(1 - e^{-q_H L}) \\ \omega_{DE}^2(q_{mL}) \approx \omega_H(\omega_H + 1) + \frac{1}{2}q_{mL}L + O(q_{mL}^2) \\ \omega_m^2 = \omega_H(\omega_H + 1) + f(q_{mL})[1 - f(q_{mL})] \approx \omega_H(\omega_H + 1) + \frac{1}{2}q_{mL}L + O(q_{mL}^2) \end{cases}$$

Видно что $\omega_{DE}(q_{mL})$ и квар. ω_m совпадают при $q_{mL} \ll 1$. Это не означает, что они являются для малых m . Они являются для больших m , когда $m\pi \gg 1$ (правильно) тогда ω_{DE} и $m \gg 1$ также дает модификацию неустойчивости при $q_{mL} \ll 1$.

$q_m w \gg 1$ и $q_{mL} \ll 1$ можно совместить за счет $\frac{L}{w} \ll 1$ (тогда $\frac{L}{w} \rightarrow 0$).
 $q_{mL} = q_w w \left(\frac{L}{w}\right) = (m\pi) \frac{L}{w} \ll 1$, но $q_m w = m\pi \gg 1$.

DE для непрерывной некая частота для $m \gg 1/\pi$.

Для мод с $m=0, 1$ необходима модификация. У слабых квар. $m=0$ моды совпадают с экв. за счет некорректного расчета фактора $Z_{000}^{000} = -\frac{1}{4\pi} (N_{22})$.

Поэтому квар. $\omega_0 = 0.268$ и не совпадает с экв. BLS Mathieu '98 (с правильностью $\sim 0.00\%$)

Вспомог. и нужен точный непрерыв. расчет некая. $Z_{m00}^{m'00}, Y_{000}^{m'00}$ т.к. для w и z $\frac{w}{L} = g_0 \gg 1$. Рассчитаем некую, напр. z , при $m \neq m'$:

$$\begin{aligned} Z_{m00}^{m'00} &= \frac{8(-1)^{\frac{1}{2}(m-m')}}{\pi \epsilon_m w L} \frac{q_m (e^{-q_{mL}} - 1)}{2q_m(q_m + q_{m'})} \frac{\sin(q_m - q_{m'}) \frac{w}{2}}{(q_m - q_{m'})^0} \int_0^\infty dk \frac{\sin(k - q_m) \frac{w}{2}}{(k - q_m)} \pi \delta(k - q_m) \\ &= \frac{8(-1)^{\frac{1}{2}(m-m')}}{\pi \epsilon_m w L} \frac{(e^{-q_{mL}} - 1)}{2(q_m + q_{m'})} \frac{\sin(m - m') \frac{\pi}{2}}{(m - m') \frac{\pi}{w}}, \pi = 0, \text{ т.к. } m, m' = \text{целые } \frac{m - m'}{2} = 2n - \text{целое.} \end{aligned}$$

В равном по $\left(\frac{L}{w}\right)$ приближению при $\frac{L}{w} \rightarrow 0$ некая. z и $Z_{m00}^{m'00} = 0$

Посчитаем квар. частоты ω_m для $\frac{L}{w} = 0.011, H = 500 \text{ Э}, \omega_H = 0.049, \omega_m = 30.1 \text{ МГц}$.

$\omega_0 = 0.268$ (теорет.) $\omega_1 = 0.261; \omega_2 = 0.290; \omega_3 = 0.315; \omega_4 = 0.337; \omega_5 = 0.358$
 $f_0 = 0.236, f_1 = 0.266, f_2 = 0.297 (89 \text{ ГГц}), f_3 = 0.319, f_4 = 0.339 (10.2 \text{ МГц})$
 $\omega_{000} = 0.227$. Сравнение

Все рассчитаны частоты с экв. точнее, кроме ω_0 . Это же отмечено в ст. Mathieu '98 и позже. В фактотике ω_0 расхождение со слабым

• •

 (W_{in}, W_{out})

→ 00m10

Q. 11. 11

w

Q.E.D. $kw = t, p = \frac{L}{w} + x$

непрерыв. представление

Идеи Карлоса
Дулинов.

$\sqrt{A_{mnc}}$

$q_m =$

n'n's

Q. m. h. P. m. h.

 $\frac{1}{2} \text{ sec}$

✓ mm
11.7.08

Discip. n. 18
2^e 4^e g. 18
Disc. 18
ne 18
ne 18

$$T \cdot v \cdot p = \frac{L}{u}$$

Date. 05.01.

$$\text{un. } R_e^i \rightarrow -y_e^i \\ Z_e^i \rightarrow -z_e^i \text{ wire}$$

1/eqn. ω_m wires

Найти, какие же wires (нефизич. и физич. в смысле):

$$R_e^i = H_e^i - P_e^i \rightarrow R_e^i = H_e^i - y_e^i = -y_e^i = -y_{m00}^i, \text{ т.к. } H_e^i = 0 \text{ же wire}$$

$$Z_e^i = H_e^i - Q_e^i. \text{ Умнож. } 25/11 \text{ m. } \hat{R}_e^i = \begin{pmatrix} H_e^i - y_e^i & -y_e^i \\ -z_e^i & H_e^i - \hat{z}_e^i \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -y_e^i & 0 \\ 0 & -\hat{z}_e^i \end{pmatrix} \\ -\hat{z}_e^i = -\hat{z}_{m00}^i. \hat{D}_e^i = \begin{pmatrix} N_e - y_e^i & -i\omega \\ i\omega & N_e - \hat{z}_e^i \end{pmatrix}; \det \hat{D}_e^i = \omega_e^2 - \omega^2 = d_e.$$

$$\text{Дан. } \omega_e^2 = (N_e - y_e^i)(N_e - \hat{z}_e^i). \hat{W}_e^i = \begin{pmatrix} -(N_e - \hat{z}_e^i)y_e^i & +i\omega \hat{z}_e^i \\ -i\omega y_e^i & -(N_e - y_e^i)\hat{z}_e^i \end{pmatrix} \\ \hat{L}_e^i = \begin{pmatrix} \hat{L}_{00} & 0 & \hat{W}_0^2 & 0 & \hat{W}_0^4 \\ 0 & \hat{L}_{11} & 0 & \hat{W}_1^3 & 0 \\ \hat{W}_2^0 & 0 & \hat{L}_{22} & 0 & \hat{W}_2^4 \\ 0 & \hat{W}_3^1 & 0 & \hat{L}_{33} & 0 \\ \hat{W}_4^0 & 0 & \hat{W}_4^2 & 0 & \hat{L}_{44} \end{pmatrix}. \text{ Гудфунг. } m=0 \text{ и } m=2. \\ \hat{L}_e^i = \begin{pmatrix} \hat{L}_{00} & 0 & \hat{W}_0^2 & 0 \\ 0 & \hat{L}_{11} & 0 & 0 \\ \hat{W}_2^0 & 0 & \hat{L}_{22} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \hat{L}_{33} \end{pmatrix}, \det \hat{L}_e^i = \det(\hat{L}_{00} \hat{L}_{22} - \hat{W}_2^0 \hat{W}_0^2) \det \hat{L}_{11} = 0$$

$$\hat{W}_e^i \hat{W}_e^i = \begin{pmatrix} (N_e - \hat{z}_e^i)y_e^i & -i\omega \hat{z}_e^i \\ i\omega y_e^i & (N_e - y_e^i)\hat{z}_e^i \end{pmatrix} \begin{pmatrix} (N_{e'} - \hat{z}_{e'}^i)y_{e'}^i & -i\omega \hat{z}_{e'}^i \\ i\omega y_{e'}^i & (N_{e'} - y_{e'}^i)\hat{z}_{e'}^i \end{pmatrix} = \\ = \begin{pmatrix} (N_e - \hat{z}_e^i)(N_{e'} - \hat{z}_{e'}^i)y_e^i y_{e'}^i + \omega^2 \hat{z}_e^i \hat{z}_{e'}^i & -i\omega (N_e - \hat{z}_e^i)y_e^i \hat{z}_{e'}^i - i\omega (N_{e'} - y_{e'}^i)\hat{z}_e^i \hat{z}_{e'}^i \\ i\omega (N_{e'} - \hat{z}_{e'}^i)y_e^i y_{e'}^i + i\omega (N_e - y_e^i)\hat{z}_e^i y_{e'}^i & (N_e - y_e^i)(N_{e'} - y_{e'}^i)\hat{z}_e^i \hat{z}_{e'}^i + \omega^2 y_e^i \hat{z}_{e'}^i \end{pmatrix}$$

Данное. разложение $\Phi \Gamma$ wires: 5/1

$$\text{Данное. } \Phi \Gamma: \hat{Z}_{m00}^i = \frac{1}{4\pi A_{m00}} \int d^3x \int d^3x' m_{m00}(x) \hat{G}_{zz}(x, x') m_{m'00}(x') = \left[\hat{G}_{zz}(x, x') = -\frac{4\pi}{V} \sum_{\vec{k} \neq 0} \frac{K_z^2 \cos \vec{k} \cdot (\vec{x} - \vec{x}')}{K^2} \right]$$

$$\sum_{\vec{k}} \frac{K_z^2}{K_z^2 + K_{||}^2} \cos K_z(z - z') = \sum_n \left[1 - \frac{1}{K_z^2 + K_{||}^2} \right] \cos K_z(z - z') = \left[\delta(t - t') = \frac{1}{2\pi} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \cos n(t + t') \right]$$

$$\delta\left(\frac{\pi}{L}z - \frac{\pi}{L}z'\right) = \delta\left[\frac{\pi}{L}(z - z')\right] = \frac{L}{\pi} \delta(z - z') = \frac{1}{2\pi} \sum_n \cos \frac{n\pi}{L}(z - z')$$

$$\delta(z - z') = \frac{1}{2L} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \cos \frac{n\pi}{L}(z - z'), \frac{2\pi}{L} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{\cos \frac{n\pi}{L}(z - z')}{k_z^2 + k_{||}^2} = \frac{\pi}{L} e^{-k_{||}|z - z'|} = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\cos k_z(z - z')}{k_z^2 + k_{||}^2} dk_z$$

$$\sum_{k=1}^{\infty} \frac{\cos kx}{k^2 + d^2} = \frac{\pi}{2d} \frac{\text{ch} d(\pi - x)}{\text{sh} d\pi} - \frac{1}{2d^2} \quad (0 \leq x \leq 2\pi) - \text{т.к. } x \geq \frac{\pi}{L} z$$

$$\sum_{n=1}^{\infty} \frac{\cos \frac{n\pi}{L}z}{n^2 + d^2} = \frac{\pi}{2d} \frac{\text{ch} \pi d(1 - \frac{z}{L})}{\text{sh} \pi d} - \frac{1}{2d^2}. \text{ тогда } \frac{d\pi}{L} = k_{||} \text{ и}$$

$$\left(\frac{\pi}{L}\right)^2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\cos k_z z}{k_z^2 + \left(\frac{d\pi}{L}\right)^2} = \frac{\pi^2}{2k_{||}L} \frac{\text{ch} k_{||}L(1 - \frac{z}{L})}{\text{sh} k_{||}L} - \frac{1}{2} \frac{\pi^2}{k_{||}^2 L^2} \text{ и } \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\cos k_z z}{k_z^2 + k_{||}^2} = \frac{L}{2k_{||}} \frac{\text{ch} k_{||}(L - z)}{\text{sh} k_{||}L} - \frac{1}{2k_{||}^2}, \\ k_z = n\pi/L. \text{ где } 0 \leq z \leq 2L.$$

Date.

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} (.) = (n=0) + 2 \sum_{n=1}^{\infty} (.), \quad \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{\cos k_n(z)}{k_n^2 + k_{||}^2} = \frac{1}{k_{||}^2} + 2 \left[\frac{L}{2k_{||}} \frac{\text{ch } k_{||}(L-z)}{\text{sh } k_{||}L} - \frac{1}{2k_{||}^2} \right]$$

Тоже $\sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{\cos k_n z}{k_n^2 + k_{||}^2} = \frac{L}{k_{||}} \frac{\text{ch } k_{||}(L-z)}{\text{sh } k_{||}L}$ в/в $z \in [0, 2L]$, $k_n = \frac{n\pi}{L}$

Тоже как из канон. преобразования Борнхорста $\sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{\cos k_n z}{k_n^2 + k_{||}^2} = \frac{L}{2k_{||}} e^{-k_{||}|z|}$, а также $\int_0^L dz \dots \rightarrow \frac{L}{2\pi k_{||}} \sum_{k_n} (.)$

применим к вычислению разности потенциалов.

$$\sum_{m=0}^{m'00} = -\frac{M_0^2}{4\pi A_{\text{меч}} V_d} \int dz \int dz' \cos q_m y \cos q_{m'} y' \sum_{K \neq 0} \frac{K_z^2}{K^2} \cos K_x(x-x') \cos K_y(y-y')$$

$$\times \cos K_z(z-z') = -\frac{M_0^2}{A_{\text{меч}} V_d} \sum_{K \neq 0} \frac{K_z^2}{K^2} \int dy dy' \cos q_m y \cos q_{m'} y' \cos K_y(y-y') \times$$

$$\times \int dx dx' \cos K_x(x-x') \int dz dz' \cos K_z(z-z') = -\frac{M_0^2}{A_{\text{меч}} V_d} \sum_{K \neq 0} \frac{K_z^2}{K^2} \frac{K_y^2 [1+(-1)^{m+m'}]}{(K_y^2 - q_m^2)(K_y^2 - q_{m'}^2)} [1+(-1)^m \cos K_y L]$$

$$\times \frac{4}{K_x^2} \sin^2 K_x \frac{L}{2} = \left| \vec{K} = \vec{Q}_{\text{нвд}} = \left(\frac{2\pi}{L}, \frac{\mu\pi}{w}, \frac{\nu\pi}{L} \right) \right| =$$

$$= -\frac{M_0^2 \cdot 16}{A_{\text{меч}} V_d} \sum_{\mu, \nu \neq 0} \frac{K_z^2}{K^2} \frac{K_y^2}{K_x^2 K_z^2} \frac{[1+(-1)^{m+m'}][1+(-1)^{m+\nu}]}{(K_y^2 - q_m^2)(K_y^2 - q_{m'}^2)} \sin^2\left(\frac{2\pi}{L}\right) \sin^2\left(\frac{\nu\pi}{L}\right) =$$

$$= -\frac{M_0^2 \cdot 16}{A_{\text{меч}} V_d} [1+(-1)^{m+m'}] \sum_{\mu, \nu \neq 0} \frac{K_y^2}{K_x^2 K_z^2} \frac{[1+(-1)^{m+\nu}]}{(K_y^2 - q_m^2)(K_y^2 - q_{m'}^2)}$$

$$K^2 = \pi^2 \left[\frac{\partial^2}{L^2} + \frac{\mu^2}{w^2} + \frac{\nu^2}{L^2} \right] = \frac{\pi^2}{L^2} \left[\left(\frac{L}{L}\right)^2 \partial^2 + \left(\frac{L}{w}\right)^2 \mu^2 + \nu^2 \right]$$

$$\sum_{m=0}^{m'00} = -\frac{M_0^2 \cdot 16}{8 V_d M_0^2 \epsilon_m \cdot 4 V_d} \frac{\pi^2 L^2 L^2 w^4}{w^2 \pi^2 \pi^2 \pi^4} \sum_{\mu, \nu \neq 0} \frac{\mu^2}{\partial^2 \left[\left(\frac{L}{L}\right)^2 \partial^2 + \left(\frac{L}{w}\right)^2 \mu^2 + \nu^2 \right]} \frac{[1+(-1)^{m+\nu}]}{(\mu^2 - m^2)(\mu^2 - m'^2)}$$

$$= -\frac{64}{\pi^6 \epsilon_m} \sum_{\mu, \nu \neq 0} \frac{\mu^2}{\partial^2 \left[\left(\frac{L}{L}\right)^2 \partial^2 + \mu^2 + \nu^2 \right]} \frac{[1+(-1)^{m+\nu}]}{(\mu^2 - m^2)(\mu^2 - m'^2)} = \left| \text{при } \frac{L}{w} \rightarrow 0 \right| =$$

$$= -\frac{64}{\pi^6 \epsilon_m} \sum_{\mu, \nu \neq 0} \frac{1}{\partial^2} \sum_{\mu, \nu \neq 0} \frac{\mu^2}{[\mu^2 + \nu^2]} \frac{[1+(-1)^{m+\nu}]}{(\mu^2 - m^2)(\mu^2 - m'^2)} = \left| \sum_{\mu \neq 0} \frac{1}{\partial^2} = 2 \sum_{\mu > 0} \frac{1}{\partial^2} = 2 \frac{\pi^2}{8} = \frac{\pi^2}{4} \right|$$

$$= -\frac{16}{\pi^4 \epsilon_m} \sum_{\mu \neq 0} \frac{\mu^2}{[\mu^2 + \nu^2]} \frac{[1+(-1)^{m+\nu}]}{(\mu^2 - m^2)(\mu^2 - m'^2)}$$

Рассм. $\sum_{\nu \neq 0} \frac{1}{\nu^2 + t^2} = \sum_{\nu} \frac{\sin^2(\nu\pi/2)}{\nu^2 + t^2} = \frac{1}{2} \sum_{\nu} \frac{1 - \cos \nu\pi}{\nu^2 + t^2} = \sum_{\nu > 0} \frac{1 - \cos \nu\pi}{\nu^2 + t^2} =$

$$= \sum_{\nu > 0} \frac{1}{\nu^2 + t^2} - \sum_{\nu > 0} \frac{(-1)^\nu}{\nu^2 + t^2} = \left[\frac{\pi}{2t} \text{cth } \pi t - \frac{1}{2t^2} \right] - \left[\frac{\pi}{2t} \frac{1}{\text{sh } \pi t} - \frac{1}{2t^2} \right] = \frac{\pi}{2t} \frac{\text{ch } \pi t - 1}{\text{sh } \pi t}$$

Date.

$$F(t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{1}{\sqrt{1-t^2}} = \frac{\pi}{2t} \frac{\operatorname{ch} \pi t - 1}{\operatorname{sh} \pi t} = \frac{\pi}{2t} \frac{\operatorname{ch}^2 \pi t/2 + \operatorname{sh}^2 \pi t/2 - 1}{2 \operatorname{sh} \frac{\pi t}{2} \operatorname{ch} \frac{\pi t}{2}} = \frac{\pi}{2t} \frac{2 \operatorname{sh}^2 \pi t/2}{2 \operatorname{sh} \frac{\pi t}{2} \operatorname{ch} \frac{\pi t}{2}} = \frac{\pi}{2t} \operatorname{th} \frac{\pi t}{2}$$

$t = p\mu$ и тогда $\hat{Z}_{m00}^{m'00} = -\frac{16}{\pi^4 \epsilon_m} \sum_{\mu} \frac{\mu^2 [1 - (-1)^{m+\mu}]}{(\mu^2 - m^2)(\mu^2 - m'^2)} \frac{\pi}{2p\mu} \operatorname{th} \frac{\pi}{2} p\mu$

$\hat{Z}_{m00}^{m'00(p)} = -\frac{8}{\pi^3 \epsilon_m} \frac{1}{p} \sum_{\mu} \frac{[1 - (-1)^{m+\mu}]}{(\mu^2 - m^2)(\mu^2 - m'^2)} \mu \operatorname{th} \left(\frac{\pi}{2} p\mu \right), \quad \hat{Z}_{\infty\infty}^{m'00} = -\frac{8}{2\pi^3} \sum_{\mu} \frac{[1 - (-1)^m]}{\mu^3} \frac{\operatorname{th}(\frac{1}{2})}{p}$

$\operatorname{th} \left(\frac{\pi}{2} p\mu \right) = \frac{1 - e^{-\pi p\mu}}{1 + e^{-\pi p\mu}} = 1 - 2e^{-\pi p\mu} = 1 - 2e^{-q\mu L}, \quad \pi p\mu = \pi \mu \frac{L}{w} = q\mu L.$

При $p \ll 1$ $\operatorname{th} \left(\frac{\pi}{2} p\mu \right) \approx \frac{\pi}{2} p\mu$ и $\hat{Z}_{m00}^{m'00} = -\frac{4}{\pi^2 \epsilon_m} \sum_{\mu} \frac{[1 - (-1)^{m+\mu}] \mu^2}{(\mu^2 - m^2)(\mu^2 - m'^2)}$

$$\begin{aligned} \sum_{\mu > 0} \frac{1}{\mu^2 - m^2} [1 - (-1)^{m+\mu}] &= (-1)^m \sum_{\mu > 0} \frac{\cos m\pi - \cos \mu\pi}{\mu^2 - m^2} = (-1)^m \sum_{\mu > 0} \frac{1}{\mu^2 - m^2} \cos m\pi = \\ &= (-1)^m \sum_{\mu > 0} \frac{\cos \mu\pi}{\mu^2 - m^2} = (-1)^m \cos m\pi \left[\frac{\cos m\pi}{m \sin m\pi} \left(-\frac{\pi}{2} \right) + \frac{1}{2m^2} \right] = (-1)^m \left[\frac{1}{2m^2} - \frac{\pi}{2} \frac{\cos 0}{m \sin m\pi} \right] = \\ &= \frac{(-1)^m}{2m^2} [\cos m\pi - 1] + (-1)^m \left(-\frac{\pi}{2} \right) \frac{1}{m \sin m\pi} [\cos^2 m\pi - 1] = \frac{(-1)^m}{2m^2} (-2) \sin^2 \frac{\pi m}{2} + \\ &+ \frac{\pi}{2} (-1)^m \frac{\sin^2 \frac{\pi m}{2}}{m} = -(-1)^m \frac{\sin^2 \frac{\pi m}{2}}{m^2} + \frac{\pi}{2} \frac{\sin^2(\frac{\pi m}{2})}{m} (-1)^m = (-1)^m \frac{\pi}{m} \sin \frac{\pi m}{2} \left[\frac{\cos \frac{\pi m}{2}}{2} - \frac{\sin \frac{\pi m}{2}}{\pi m} \right] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \sum_{\mu > 0} \frac{[1 - (-1)^{m+\mu}] \mu^2}{(\mu^2 - m^2)(\mu^2 - m'^2)} &= \sum_{\mu > 0} \frac{[...]}{\mu^2 - m^2} + m'^2 \sum_{\mu > 0} \frac{[...]}{(\mu^2 - m^2)(\mu^2 - m'^2)} = \\ &= \sum_{\mu > 0} \frac{[...]}{\mu^2 - m^2} + m'^2 \frac{1}{(m^2 - m'^2)} \sum_{\mu > 0} [...] \left[\frac{1}{\mu^2 - m^2} - \frac{1}{\mu^2 - m'^2} \right] = \\ &= \frac{m'^2}{m^2 - m'^2} \sum_{\mu > 0} \frac{[1 - (-1)^{m+\mu}]}{\mu^2 - m^2} - \frac{m'^2}{m^2 - m'^2} \sum_{\mu} \frac{[1 - (-1)^{m+\mu}]}{\mu^2 - m'^2} = \\ &= \frac{m'^2}{(m^2 - m'^2)} (-1)^m \left[\frac{\pi}{2} \frac{\sin \pi m}{m} - \frac{\sin^2 \frac{\pi m}{2}}{m^2} \right] - \frac{m'^2}{(m^2 - m'^2)} (-1)^{m'} \left[\frac{\pi}{2} \frac{\sin(\pi m')}{m'} - \frac{\sin^2 \frac{\pi m'}{2}}{m'^2} \right] = \end{aligned}$$

$$= \frac{\pi}{2(m^2 - m'^2)} [(-1)^m \sin(\pi m) m - (-1)^{m'} \sin(\pi m') m'] + \frac{(-1)}{(m^2 - m'^2)} \left[(-1)^m \sin^2 \left(\frac{\pi m}{2} \right) - (-1)^{m'} \sin^2 \left(\frac{\pi m'}{2} \right) \right]$$

$m = m' = 0$ не рассматриваем, тогда не будем $[...] = 0$ и $\sum_{\mu > 0} \frac{[1 - (-1)^{m+\mu}] \mu^2}{(\mu^2 - m^2)(\mu^2 - m'^2)} = \frac{(-1)}{(m^2 - m'^2)} [...]$

$$\hat{Z}_{m00}^{m'00} = -\frac{4}{\pi^2 \epsilon_m} \sum_{\mu} (...) = -\frac{8}{\pi \epsilon_m} \sum_{\mu > 0} (...) = \frac{8}{\pi \epsilon_m} \frac{1}{(m^2 - m'^2)} \left[(-1)^m \sin^2 \left(\frac{\pi m}{2} \right) - (-1)^{m'} \sin^2 \left(\frac{\pi m'}{2} \right) \right]$$

Если $m \rightarrow m'$, $\hat{Z}_{m00}^{m'00} = \frac{8}{\pi \epsilon_m (m^2 - m'^2)} \left[\sin^2 \frac{\pi m}{2} - \sin^2 \frac{\pi m'}{2} \right] \left[\frac{\sin \frac{\pi m}{2}}{2} + \frac{\sin \frac{\pi m'}{2}}{2} \right] = 4(-1)^m \frac{\sin^2 \frac{\pi m}{2}}{m} \cos \frac{\pi m}{2} = 2(-1)^m \frac{\sin \pi m}{m} = 0$

Date. 06.01.

$$\sin^2\left(\frac{\pi}{2}m\right) - \sin^2\left(\frac{\pi}{2}m'\right) = -\frac{1}{2}(-1)^m [\cos \pi m - \cos \pi m'] = -\frac{1}{2}(-1)^m 2 \sin \frac{\pi}{2}(m+m') \sin \frac{\pi}{2}(m-m')$$

$$\sum_{m \neq 0}^{m' \neq 0} = \frac{8}{\pi^2 \epsilon_m} \frac{\sin \frac{\pi}{2}(m+m') \sin \frac{\pi}{2}(m-m')}{(m^2 - m'^2)} = 0, \text{ т.к. } m, m' - \text{нечетные}$$

Вывести из этих равенств, что $\sum_{m \neq 0}^{m' \neq 0} = 0$ — очевидная вещь.
 → Вывести из неравенств неравенства: *Вот же, вы же знаете, что...*

$$\sum_{m \neq 0}^{m' \neq 0} \int dy dy' \cos q_m y \cos q_{m'} y' \ln \frac{(y-y')^2}{(y-y')^2 + L^2} = - \int dy dy' \cos q_m y \cos q_{m'} y' \ln \left[1 + \frac{L^2}{(y-y')^2} \right]$$

$$x = 1 + \frac{L^2}{(y-y')^2}, \quad 1 < x < \infty, \quad x-1 = \frac{L^2}{(y-y')^2}, \quad \frac{x-1}{x} = \frac{L^2}{(y-y')^2 + L^2} = \frac{L^2}{(y-y')^2 + L^2}$$

$$\ln x = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n} \left(\frac{x-1}{x} \right)^n, \quad \ln \left[1 + \frac{L^2}{(y-y')^2} \right] = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n} \left[\frac{L^2}{L^2 + (y-y')^2} \right]^n$$

$$\sum_{m \neq 0}^{m' \neq 0} \sim \sum_n \frac{L^{2n}}{n} \int dy dy' \cos q_m y \cos q_{m'} y' \frac{1}{[L^2 + (y-y')^2]^n} = \sum_n \frac{p^{2n}}{n} \int_0^1 dx dx' \frac{\cos(\pi m x) \cos(\pi m' x')}{[p^2 + (x-x')^2]^n}$$

$$\frac{1}{p^2 + (x-x')^2} \xrightarrow{p \rightarrow 0} \frac{n}{\pi} \frac{1}{1+n^2 x^2} \xrightarrow{n \rightarrow \infty} \delta(x) \cdot \frac{1}{\pi n} \frac{1}{\frac{1}{n^2} + x^2} = \frac{p}{\pi} \frac{1}{p^2 + x^2} \xrightarrow{p \rightarrow 0} \delta(x)$$

$$\ln \frac{(y-y')^2}{L^2 + (y-y')^2} = \ln \frac{(x-x')^2}{p^2 + (x-x')^2} = \ln \left[\frac{\pi}{p} (x-x')^2 \frac{p}{\pi} \frac{1}{p^2 + (x-x')^2} \right] \approx$$

$$\approx \ln \left[\frac{\pi}{p} (x-x')^2 \delta(x-x') \right]$$

$$\int dy dy' \cos q_m y \cos q_{m'} y' \ln(\dots) \approx p^2 \int dx dx' \frac{\cos \pi m x \cos \pi m' x'}{p^2 + (x-x')^2} \approx |p \rightarrow 0| =$$

$$= p^2 \frac{\pi}{p} \int dx dx' \cos \pi m x \cos \pi m' x' \delta(x-x') = \pi p \int dx \cos(\pi m x) \cos(\pi m' x) =$$

$$= \pi p \frac{1}{2} \epsilon_m \delta_{mm'} - \text{небольшое, } \sum_{m \neq 0}^{m' \neq 0} \text{ не есть } \sim p. \text{ Разомнем } \ln \left[1 + \frac{p^2}{(x-x')^2} \right] \text{ не является.}$$

Wires. Длин. волн. выше конформной.

6/1 Удлиним конформное l'' где wire. То и где и пленка, годограф
 имеет того же неформального равенства. пусть ω_m где wire и $L=40 \text{ nm}$.

Для конформного l $l'_{mns} \neq 0$ и $\sum_{l'}^{l''} y_{l'}$ гауссовская. А 2-е eqn 6 $\sum_{l'}^{l''} y_{l'}$
 иначе $y=0$ и $g_{l'}$

$$\text{В паре wire } l \text{ и } l' \text{ боковые } I_w = \int dy \cos q_m y \int_{y-w}^y dt \cos q_{m'} (y-t) \ln \frac{t^2}{t^2 + L^2} =$$

$$\approx |u_2 - u_1 \text{ для } t \rightarrow 0| \approx - \int dy \cos q_m y \cos q_{m'} y \int_{y-w}^y dt \ln \frac{t^2}{t^2 + L^2} = - \int dy \cos(\dots) \cos(\dots) \int dt [2 \ln t -$$

$$- \ln(t^2 + L^2)] = - \int dy \left[2(t \ln t - t) - t \ln(t^2 + L^2) + 2t + 2L(-1) \arctg \frac{t}{L} \right]_{y-w}^y =$$

$$= - \int dy \cos q_m y \cos q_{m'} y \left[t \ln \frac{t^2}{t^2 + L^2} - 2L \arctg \frac{t}{L} \right]_{y-w}^y = \int dy \cos(\dots) \cos(\dots) \times$$

Date.

* $\left[y \ln \frac{y^2}{y^2 + L^2} - 2L \operatorname{arctg} \frac{y}{L} - (y-w) \ln \frac{(y-w)^2}{(y-w)^2 + L^2} + 2L \operatorname{arctg} \frac{y-w}{L} \right]$, если $m=m'=0$
 для (...) не имеет значения при $m, m' \neq 0$ не является, а при $Z_{000}(p) = \text{Pharson}$
 потому не является для (...) соответствующим образом. Тем более при $m \neq 0$
 это правильно и для (...) и наоборот.

Согласно 20/8 и 22/21: $\langle H_d^x(x=0, y, z) \rangle_{yz} = -\frac{16M_s}{\pi w L} \int_0^L dk_z e^{-k_z L/2} \frac{\sin^2 \frac{1}{2} k_y w}{k_y^2} \frac{\sin^2 \frac{1}{2} k_z L}{k_z^2}$

Если $w \ll L, \frac{1}{L} \ll 1$ то $\langle H_d^x(x=0, y, z) \rangle_{yz} = -8M_s \frac{wL}{L^2}$, то есть:

$$\int_0^L dk_y e^{-k_y L/2} \frac{\sin^2 \frac{1}{2} k_y w}{k_y^2} = 2 \left[\frac{w}{2} \operatorname{arctg} \frac{w}{L} - \frac{L}{8} \ln \frac{(L/2)^2 + 4 \cdot (w/2)^2}{(L/2)^2} \right] =$$

$$= w \operatorname{arctg} \frac{2w}{L} - \frac{L}{4} \ln \left[1 + 4 \frac{w^2}{L^2} \right] \approx 2 \frac{w^2}{L} - \frac{L}{4} \cdot 4 \frac{w^2}{L^2} = \frac{w^2}{L}$$

$\langle H_d^x(x=0, y, z) \rangle_{yz} = -\frac{16M_s}{\pi w L} \frac{1}{4} L^2 \int_0^L dk_y e^{-k_y L/2} \frac{\sin^2 \frac{1}{2} k_y w}{k_y^2} = -\frac{16M_s}{\pi w L} \frac{L^2 w^2}{4 L} = -8M_s \frac{Lw}{L^2}$ - не так, k_y не равен

$$\int_0^L dk_y e^{-\sqrt{k_x^2 + k_y^2} \frac{L}{2}} \frac{\sin^2 \frac{1}{2} k_y w}{k_y^2} = \int_0^{\pi} d\varphi \int_0^{\infty} k dk e^{-k L/2} \frac{\sin^2(k \sin \varphi \frac{w}{2})}{k^2 \sin^2 \varphi} =$$

$$= \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\infty} dk e^{-k L/2} \frac{\sin^2(k \frac{w}{2} \sin \varphi)}{k} = \int_0^{2\pi} d\varphi \frac{1}{\sin^2 \varphi} \frac{1}{4} \ln \frac{(L/2)^2 + (w \sin \varphi)^2}{(L/2)^2} =$$

$$= \frac{1}{4} \int_0^{2\pi} d\varphi \ln \left[1 + 4 \frac{w^2}{L^2} \sin^2 \varphi \right] = \frac{1}{4} \int_0^{2\pi} d\varphi 4 \frac{w^2}{L^2} \sin^2 \varphi = \frac{w^2}{L^2} \cdot 2\pi$$

$\langle H_d^x(x=0, y, z) \rangle_{yz} = -\frac{16M_s}{\pi w L} \frac{L^2}{4} \int dk_z dk_y e^{-k L/2} \frac{\sin^2 \frac{1}{2} k_y w}{k_y^2} = -\frac{16M_s}{\pi w L} \frac{L^2}{4} 2\pi \frac{w^2}{L^2} = -8M_s \frac{Lw}{L^2}$

то совп. с результатом 22/21. $\langle N_{xx}(x=0) \rangle_{yz} = \frac{2}{\pi} \frac{Lw}{L^2} = \frac{2}{\pi} \frac{1 \cdot 1}{(220)^2 90} \sim 10^{-7}$

Не совсем $\langle N_{yy}(x=0) \rangle_{yz}, \langle N_{zz}(x=0) \rangle_{yz}$ и то и $\sum_{m=0}^{\infty} \sum_{m'=0}^{\infty} C_{m, m'} \neq 0$
 поэтому есть взаимосопряженные (определены по условию $x=0$).

Но учитывая угол наклона $S_1 = \frac{1}{L} \int_0^L dx dx' \cos k_x (x-x') = \frac{1}{L} \int_0^L dx dx' \cos k_x (x-x') = \frac{4}{L} \frac{\sin^2 \frac{1}{2} k_x L}{k_x^2}$

$S_2 = \int_{-L/2}^{L/2} dx' \cos k_x x' = 2 \frac{\sin(k_x L/2)}{k_x}$. Если $L \rightarrow \infty$ $S_1 = \frac{4}{L} \pi \frac{L}{2} \delta(k_x) = 2\pi \delta(k_x)$ и

$S_2 = 2\pi \delta(k_x), S_1 = S_2$. Только если $x=0$ - центр, то $\int_{-L/2}^{L/2} dx' (\dots)$.

А номер и по x' не надо $\int dx' (\dots)$. Поэтому $x'=0$ и все в ΦT .

$$g_{zz}(\vec{y}, \vec{y}') = -\frac{1}{2\pi} \int d^2 k [1 - f(kL)] e^{i\vec{k}(\vec{y} - \vec{y}')} \rightarrow g_{zz}(y, y') = -\frac{1}{\pi} \int d^2 k [1 - f(kL)] e^{ik_y(y-y')}$$

$$H_d^z(x=0, y) = M_s \int dy' g_{zz}(y, y'), \langle H_d^z(x=0, y) \rangle_y = \frac{M_s}{w} \int dy dy' g_{zz}(y, y') =$$

Дата.

$$= \frac{M_0}{w} \frac{1}{l} \left(-\frac{1}{\pi} \right) \int_0^w dy dy' \int_0^w dk_x dk_y \frac{(1-e^{-kl})}{k} \cos k_y (y-y') = -\frac{M_0}{\pi w l} \int_0^w dk_x dk_y \frac{(1-e^{-kl})}{k} \cdot 4 \cdot \frac{\sin^2 k_y w}{k_y^2}$$

$$\langle N_{22}(x=0, y) \rangle_y = -\frac{1}{M_0} \langle H_{22}^2(x=0, y) \rangle_y = \frac{4}{\pi w l} \int_0^w dk_x dk_y \frac{(1-e^{-kl})}{k} \frac{\sin^2 k_y w}{k_y^2} \cdot \text{пакет}$$

$$\int_0^w dk_x \frac{e^{-k\sqrt{y^2+y'^2}}}{\sqrt{y^2+y'^2}} = 2K_0(k_y l) \quad \langle N_{22}(x=0, y) \rangle_y = \frac{16}{\pi w l} \int_0^w dk_y [K_0(0) - K_0(k_y l)] \frac{\sin^2 k_y w}{k_y^2}$$

$$\int_0^w dk_y \frac{(1-e^{-kl})}{k} \cos k_y y = -2 [K_0(k \sqrt{y^2+l^2}) - K_0(k, l|y|)]$$

$$\int_0^w dk_x K_0(ak_x) = \int_0^w dk_x \int_0^w dt \frac{\cos k_x t}{\sqrt{t^2+a^2}} = \pi \int_0^w dt \frac{\delta(t)}{\sqrt{t^2+a^2}} = \frac{\pi}{a}$$

$$\langle N_{22}(x=0, y) \rangle_y \sim \int_0^w dy dy' \left[\frac{1}{\sqrt{(y-y')^2+l^2}} - \frac{1}{|y-y'|} \right]$$

$$\int_0^w \frac{dy'}{y'-y} = \ln(y'-y)|_0^w = \ln\left(\frac{w-y}{y}\right), \quad \int_0^w dy \ln \frac{w-y}{y} = \int_0^w dy [\ln(w-y) - \ln y] =$$

$$= \left[\frac{y}{w} = x \right] = w \int_0^1 dx [\ln(1-x) - \ln x] = w \left[(x-1)\ln(1-x) - x - x\ln x + x \right]_0^1 =$$

$$= w \left[(x-1)\ln(1-x) - x\ln x \right]_0^1 = w [0 - 0] = 0 \text{ из-за нуля}$$

$$\int_0^w \frac{dy dy'}{|y-y'|} = \int_0^w dy \int_0^y dy' \frac{1}{y-y'} + \int_0^w dy \int_y^w dy' \frac{(-1)^0}{y'-y} = \int_0^w dy \left[-\ln(y-y')|_0^y + \ln(y'-y) \right]$$

$$= \int_0^w dy [-\ln 0 + \ln y + \ln(w-y) - \ln 0] - \text{пакет}$$

Упрощено по формуле $x=0$ в ΦT $f_{22}(x, x', y, y')$ - нулю.

Именно упрощенного вы не. Если $x=0, x'=0$ то берется 2-й член в ΦT , и ΦT не $\frac{1}{|\vec{r}-\vec{r}'|}$, а $\ln|\vec{r}-\vec{r}'|$.

Две конформные wire (с конформом l):

$$\hat{Z}_{moo}^{m'oo} = \frac{2}{\pi^2 \epsilon_m V_d} [1+(-1)^{m+m'}] \int d^2 k \frac{(e^{-kl}-1)}{k} \frac{k_y^2 [1-(-1)^m \cos k_y w]}{[k_y^2 - q_m^2][k_y^2 - q_{m'}^2]} \frac{\sin^2 k_x \frac{l}{2}}{k_x^2}$$

$$\epsilon_m \frac{l}{w} \xrightarrow{l \rightarrow \infty} \frac{\sin^2 k_x \frac{l}{2}}{k_x^2} = \pi \frac{l}{2} \delta(k_x) \text{ и тогда } \hat{Z}_{moo}^{m'oo} \text{ от } 2/l.$$

$$\hat{Z}_{moo}^{m'oo} = \frac{32 (-1)^{\frac{m+m'}{2}}}{\pi^2 \epsilon_m \epsilon_{m'} V_d} \int_0^w dk_x \int_0^w dk_y k_y^2 \frac{(e^{-kl}-1)}{k} \frac{\sin(k_y - q_m) \frac{w}{2}}{(k_y^2 - q_m^2)(k_y^2 - q_{m'}^2)} \frac{\sin k_y (k - q_{m'}) \frac{w}{2}}{k_y^2} \frac{\sin^2 k_x}{k_x^2}$$

и с конформом. Это означает, что формула верна. Элементарно без конформного упрощения с конформом l, w, l где $\vec{m}(z) = \vec{m}(y)$.

Date.

$$= f(0) \int_0^1 dx e^{i\omega x} + \frac{1}{2} f''(0) \int_0^1 dx x^2 e^{i\omega x} = f(0) \frac{1}{i\omega} (e^{i\omega} - 1) + \frac{1}{2} f''(0) \left[\frac{d^2}{dt^2} \int_0^1 dx e^{xt} \right]_{t=i\omega}$$

$$= 2f(0) e^{i\omega/2} \frac{\sin \omega}{\omega} + \frac{1}{2} f''(0) \left[\frac{d^2}{dt^2} \left(\frac{e^t - 1}{t} \right) \right]_{t=i\omega} = (\dots) + \frac{1}{2} f''(0) \left[\left(\frac{1}{t} (e^t - 1) - e^t \right) \frac{2}{t^2} + e^t \right]_{t=i\omega}$$

$$= 2f(0) e^{i\omega/2} \frac{\sin \omega}{\omega} + \frac{1}{2} f''(0) \frac{e^{i\omega}}{i\omega} + O\left(\frac{1}{\omega^2}\right)$$

$$F(\omega) = \int_0^1 dx e^{i\omega x} \sum_n \frac{f^{(n)}(0)}{n!} x^n = \sum_n \frac{f^{(n)}(0)}{n!} \int_0^1 dx e^{i\omega x} x^n = \sum_n \frac{f^{(n)}(0)}{n!} \left[\frac{d^n}{dt^n} \int_0^1 dx e^{tx} \right]_{t=i\omega}$$

$$= \sum_n \frac{f^{(n)}(0)}{n!} \left[\frac{d^n}{dt^n} \left(\frac{e^t - 1}{t} \right) \right]_{t=i\omega} = -\frac{f(0)}{i\omega} + \frac{e^{i\omega}}{i\omega} \sum_{n=0} \frac{f^{(n)}(0)}{n!} + O\left(\frac{1}{\omega^2}\right)$$

$$\text{Re } F(\omega) = \int_0^1 dx f(x) \cos \omega x = \frac{\sin \omega}{\omega} \sum_{n=0} \frac{f^{(n)}(0)}{n!} + O\left(\frac{1}{\omega^2}\right)$$

$$f(x) = \cos(\pi m x), \quad f(x) = \text{Re } e^{i\pi m x}, \quad f^{(n)}(x) = \text{Re } (i\pi m)^n e^{i\pi m x}$$

$$f^{(n)}(0) = \text{Re } (i\pi m)^n = (\pi m)^n \text{Re } i^n = (\pi m)^n \cos\left(\frac{\pi n}{2}\right)$$

$$\text{Re } F(\omega) = \int_0^1 dx f(x) \cos \omega x = \frac{\sin \omega}{\omega} \sum_{n=0} \frac{(\pi m)^n \cos(\frac{\pi n}{2})}{n!} = \frac{\sin \omega}{\omega} \sum_{n=2S} \frac{(-1)^S (\pi m)^{2S}}{(2S)!} =$$

$$= \frac{\sin \omega}{\omega} \cos(\pi m), \quad \text{r.e. } \int_0^1 dx \cos(\pi m x) e^{i(\frac{\omega}{L})tx} = (-1)^m \frac{\sin \frac{\omega}{L} t}{(\frac{\omega}{L})t} + O\left(\frac{1}{\omega^2}\right)$$

$$F_m(\omega) = \int_0^1 dx \cos(\pi m x) e^{i\omega x} = -\frac{f(0)}{i\omega} + \frac{e^{i\omega}}{i\omega} (-1)^m + O\left(\frac{1}{\omega^2}\right) = \frac{1}{i\omega} [(-1)^m e^{i\omega} - 1] + O\left(\frac{1}{\omega^2}\right)$$

$$\text{Imm} = \text{Re} \int_0^1 dx \cos(\pi m x) e^{i(\frac{\omega}{L})tx} \cdot \int_0^1 dx' \cos(\pi m' x') e^{-i(\frac{\omega}{L})tx'} = \text{Re } F_m(\omega) F_{m'}^*(\omega) =$$

$$= \text{Re} \frac{1}{i\omega} [(-1)^m e^{i\omega} - 1] \frac{1}{(-i\omega)} [(-1)^{m'} e^{-i\omega} - 1] = \frac{1}{\omega^2} \text{Re} [(-1)^{m+m'} + 1 - (-1)^m e^{i\omega} - (-1)^{m'} e^{-i\omega}] = |_{m, m' \text{ - произвольн.}} = \frac{1}{\omega^2} \text{Re} [2 - (-1)^m (e^{i\omega} + e^{-i\omega})] =$$

$$= \frac{2}{\omega^2} [1 - (-1)^m \cos \omega] = \frac{L^2}{\omega^2} \frac{2}{t^2} [1 - (-1)^m \cos(\frac{\omega}{L}t)] = \frac{2p^2}{t^2} [1 - (-1)^m \cos \frac{\omega}{L}t]$$

$$\hat{Z}_{m00}^{m'00} = \frac{2}{\pi \epsilon_m} \frac{1}{p} \int_0^\infty dt' \frac{(e^{-pt'} - 1)}{t'} \int dx dx' \cos(\pi m x) \cos(\pi m' x') \cos t'(x - x') = \left| \begin{matrix} t' = kw = kL \frac{\omega}{L} \\ pt' = \frac{\omega}{L} t \end{matrix} \right|$$

$$= \frac{2}{\pi \epsilon_m} \frac{1}{p} \int_0^\infty dt \frac{(e^{-t} - 1)}{t} \int dx dx' \cos(\pi m x) \cos(\pi m' x') \cos \left[\frac{\omega}{L} t (x - x') \right] \approx \left| \begin{matrix} \omega = \frac{\omega}{L} t \\ t = \omega \end{matrix} \right|$$

$$\approx \frac{2}{\pi \epsilon_m} \frac{1}{p} 2p^2 \int_0^\infty dt \frac{(e^{-t} - 1)}{t} \frac{[1 - (-1)^m \cos \frac{t}{p}]}{t^2} \stackrel{\substack{\omega = \frac{\omega}{L} t \\ \text{тогда } \omega \text{ - произвол.}}}{=} \frac{8p}{\pi \epsilon_m} \int_0^\infty dt \frac{(e^{-t} - 1)}{t} \frac{\sin^2 \frac{t}{2}}{t^2}$$

$$= \frac{8}{\pi \epsilon_m p} \int_0^\infty dt' \frac{(e^{-pt'} - 1)}{t'} \frac{\sin^2(\frac{t'}{2})}{t'^2} = \frac{2}{\epsilon_m} \hat{Z}_{000}^{000}(p), \quad \text{r.e. } \hat{Z}_{000}^{000}(p) \text{ - это известная}$$

$$\text{Всё } \hat{Z}_{m00}^{m'00} \text{ с произвольными } m, m' \neq 0 \text{ равно } \hat{Z}_{m00}^{m'00} = 2 \hat{Z}_{000}^{000}(p). \quad \text{Кл. кл.}$$

и для $m, m' = 0$ равно. Для $p = 0,01$ это даёт $\hat{Z}_{m00}^{m'00} = -0,977$, что равно
 что $m = m' = 0$ и поэтому. Ну что. Поскольку $\omega = \frac{\omega}{L} t \gg 1$ на протяжении всего

$$Z_{moo}^{\infty} \sim I_{mm'} = R_0 F_m(t) F_{m'}^*(t), \quad F_m(t) = \int_0^L dx \cos(\pi m x) e^{i \frac{w}{L} t x}$$

Date. . .

1) выходная характеристика $\int dt(\dots)$:
$$\hat{Z}_{moo}^{m'oo} = \frac{8(-1)^{\frac{m-m'}{2}}}{\pi \sqrt{\epsilon_m \epsilon_{m'}}} \int_0^{\infty} dt t (e^{-t} - 1) \frac{\sin(\frac{t-m}{L}) \frac{\pi}{2}}{[t^2 - m^2 \pi^2]} \frac{\sin(\frac{t-m'}{L}) \frac{\pi}{2}}{[t^2 - m'^2 \pi^2]}$$

Даже добавка из в знаменателе оказалась незначительной, МСД сам уменьшается с увеличением n при $t \rightarrow \pi m$.

→ при смене $\int dy dy'(\dots)$ в разрезе с $\int dt(\dots)$ только, масштаб. $\hat{Z}_{moo}^{m'oo}$ не изменился по сравнению с разрезом непрерыв. $4/I$. Но структура разреза выскочила. Теперь можно проверить зависимость от пределов $\int dt(\dots)$, $t = kw$.

$$\hat{Z}_{moo}^{m'oo} = \frac{8(-1)^{\frac{m-m'}{2}}}{\pi \sqrt{\epsilon_m \epsilon_{m'}}} \rho \int_0^{\infty} dt t (e^{-t} - 1) \frac{\sin(t - q_m L) \frac{w}{2L}}{(t^2 - q_m^2 L^2)} \frac{\sin(t - q_{m'} L) \frac{w}{2L}}{(t^2 - q_{m'}^2 L^2)}$$

$$\hat{Z}_{moo}^{m'oo} = \frac{8(-1)^{\frac{m-m'}{2}}}{\pi \sqrt{\epsilon_m \epsilon_{m'}}} \rho \int_0^{\infty} dt \frac{t(e^{-t} - 1)}{(t + q_m L)(t + q_{m'} L)} \frac{\sin(t - q_m L) \frac{w}{2L}}{(t - q_m L)} \frac{\sin(t - q_{m'} L) \frac{w}{2L}}{(t - q_{m'} L)}$$

Увеличение предела $\int dt(\dots)$ дает $\hat{Z}_{ooo}^{ooo} = -0,979$, что согласуется с табл. значением ρ . Аварии. Пересчитаем масштаб. и элементы и SW расщепления Wires от $4/I$.

m	θ	1	2	3	4	5
exp. $\hat{Z}_{moo}^{m'oo}$	-0,979	-0,958	-0,944	-0,931	-0,917	-0,913
exp. w_m	0,268	0,302	0,323	0,340	0,357	0,361
exp. f_m	0,236	0,266	0,297	0,319	0,339	0,361

Wires. $\cos q_m y$. δq_m

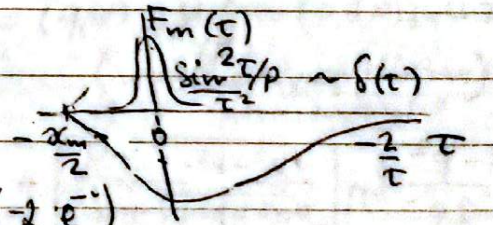
Сумма эквив. BLS, ρ от $4/I$, но все равно, сумма неважно

Wires $\frac{L}{w} = 9,011$

$$\hat{Z}_{moo}^{m'oo} = \frac{4}{\pi \epsilon_m} \int_{-\frac{x_m}{2}}^{\infty} d\tau \frac{(2\tau + x_m)}{(\tau + x_m)^2} (e^{-2\tau - x_m} - 1) \frac{\sin^2 \frac{w}{L} \tau}{\tau^2} = \frac{4}{\pi \epsilon_m} \int_{-\frac{x_m}{2}}^{\infty} d\tau F_m(\tau) \frac{\sin^2 \frac{w}{L} \tau}{\tau^2}$$

$(2\tau = t - q_m L)$
 $x_m = q_m L$

$$F_m(\tau) = \frac{(2\tau + x_m)}{(\tau + x_m)^2} (e^{-2\tau - x_m} - 1)$$



$$\frac{\partial F_m(\tau)}{\partial \tau} = \frac{2(e^{-1} - 1)}{(\tau + x_m)^2} + \frac{(2\tau + x_m)(e^{-1} - 1)(-2)}{(\tau + x_m)^3} + \frac{2\tau + x_m}{(\tau + x_m)^2} (-2e^{-1})$$

$$\frac{\partial F_m(0)}{\partial \tau} = \frac{2}{x_m^2} (e^{-x_m} - 1) + \frac{(-2)}{x_m^2} (e^{-x_m} - 1) \neq 0, \text{ т.е. } \tau=0 \text{ не дает min } F_m(\tau)$$

$$\frac{\partial^2 F_m}{\partial \tau^2} \cdot F_m(\tau_0) = \frac{1}{x_m} (e^{-x_m} - 1) \cdot F_m(\tau = -\frac{x_m}{2}) = 0. \text{ Вдоль нулевой}$$

предела $\tau = -x_m/2$ $F_m(\tau) = \frac{(2\tau + x_m)}{(\tau + x_m/2)^2} [- (2\tau + x_m)] = -\frac{4}{x_m^2} (2\tau + x_m)^2 \sim (\tau + \frac{x_m}{2})^2$

$$F_m(\tau) = \frac{1}{x_m} (e^{-x_m} - 1) - \frac{2}{x_m} e^{-x_m} \tau$$

Date. 09.01.

Prisma

$$\begin{aligned} \hat{Z}_{m00} &= \frac{4}{\pi \epsilon_m} \int_{-x_m/2}^0 dt [F_m(t) + t F'_m(t)] \frac{\sin^2 \frac{w}{L} t}{t^2} = \frac{4}{\pi \epsilon_m} F(0) \int_{-x/2}^0 dt \frac{\sin^2 \frac{w}{L} t}{t^2} + \\ &+ \frac{4 F'_m(0)}{\pi \epsilon_m} \int_{-x/2}^0 dt \frac{\sin^2 \frac{w}{L} t}{t} = \frac{4}{\pi \epsilon_m} F(0) \left[\int_{-x/2}^0 dt \frac{\sin^2 \frac{w}{L} t}{t^2} + \int_0^\infty dt \frac{\sin^2 \frac{w}{L} t}{t^2} \right] + \\ &+ \frac{4 F'_m(0)}{\pi \epsilon_m} \left[\int_{-x/2}^0 dt \frac{\sin^2 \frac{w}{L} t}{t} + \int_0^\infty dt \frac{\sin^2 \frac{w}{L} t}{t} \right] = \frac{4 F(0)}{\pi \epsilon_m} \left[\int_0^{x/2} dt \frac{\sin^2 \frac{w}{L} t}{t^2} + \frac{1}{p} \frac{\pi}{2} \right] + \\ &+ \frac{4 F'_m(0)}{\pi \epsilon_m} \left[- \int_0^{x/2} dt \frac{\sin^2 \frac{w}{L} t}{t} + (\text{расхождение в формуле}) \right] \\ \hat{Z}_{m00} &= \frac{4}{\pi \epsilon_m} \int_{-x_m/2}^\infty dt F_m(t) \frac{\sin^2 \frac{w}{L} t}{t^2} \quad - \text{в формуле } t \text{ берется } \max \frac{\sin^2(t/p)}{t^2}, t=0 \text{ не берется} \end{aligned}$$

Дана формула $\hat{Z}_{m00} = \frac{1}{\pi \sqrt{\epsilon_m \epsilon_m} p} \int_0^1 dx dx' \cos(\pi m x) \cos(\pi m x') \ln \frac{(x-x')^2}{(x-x')^2 + p^2}$
 ненулевого параметра и дает $\hat{Z}_{100} = -0,958$, когда берется $\lim_{\epsilon \rightarrow 0} \ln \frac{(x-x')^2 + \epsilon^2}{[\dots]}$

I рассмотрим малый элемент в SW рассвета где
 электромагнитного газа с параметром ϵ . Даны $L = 35 \text{ nm}$, $1 \times 1,2 \mu\text{m}$, $1 \times 1,75$
 Для осн. моды $m=0$ $\hat{Z}_{100}$, $q_m = \frac{\pi m}{w}$ нулевой формулы Фарадея

где размер фотонного кристалла. Размер вдоль $ox - l$, вдоль $oy -$
 ширина - L . $l = 1 \mu\text{m}$, $w = 1,2 \mu\text{m}$, $L = 35 \text{ nm}$.
 Берем $p = \frac{L}{w}$, $u = \frac{l}{w}$, $p \ll 1$, $u \sim 1$.

Для осн. рассвета нулевой формулы фотонных N_{xx} , N_{yy} , N_{zz}
 выраженные по объему газа V_d . $H_0^z = -\frac{1}{4\pi} \langle N_{xx} \rangle$.
 $\omega_{m=0}^2 = [N_0 + H_0^z - Y_0^z] [N_0 + H_0^z - Z_0^z] = [w_H + \frac{1}{4\pi} (\langle N_{yy} \rangle - \langle N_{xx} \rangle)] [w_H + \frac{1}{4\pi} (\langle N_{zz} \rangle - \langle N_{xx} \rangle)]$

Алг. 8: $\pi D_{zz}(a, \theta, c) = \frac{1}{4} N_{zz}(u, p) = \left| \frac{a}{\theta} = \frac{2a}{2\theta} = \frac{l}{w} = u, \frac{c}{\theta} = \frac{2c}{2\theta} = \frac{L}{w} = p \right| =$
 (перепутаны на $2\theta = w$)
 $= \frac{1-p^2}{2p} \ln \left[\frac{\sqrt{u^2+p^2+1} - u}{\sqrt{u^2+p^2+1} + u} \right] + \frac{u^2-p^2}{2up} \ln \left[\frac{\sqrt{u^2+p^2+1} - 1}{\sqrt{u^2+p^2+1} + 1} \right] + \frac{1}{2p} \ln \left[\frac{\sqrt{u^2+1} + u}{\sqrt{u^2+1} - u} \right] +$
 $+ \frac{u}{2p} \ln \left[\frac{\sqrt{u^2+1} + 1}{\sqrt{u^2+1} - 1} \right] + \frac{p}{2u} \ln \left[\frac{\sqrt{1+p^2} - 1}{\sqrt{1+p^2} + 1} \right] + 2 \arctg \left[\frac{u}{p \sqrt{u^2+p^2+1}} \right] +$
 $+ \frac{u^3+1-2p^3}{3up} + \frac{u^2+1-2p^2}{3up \sqrt{u^2+p^2+1}} + \frac{p}{u} [\sqrt{u^2+p^2+1} + \sqrt{p^2+1}] - \frac{(u^2+1)^{3/2} + (p^2+1)^{3/2} + (p^2+u^2)^{3/2}}{3up}$
 $+ \frac{p}{2} \ln \left[\frac{\sqrt{p^2+u^2} - u}{\sqrt{p^2+u^2} + u} \right]$
 Т.к. газ имеет $p \ll 1$, разложим по p
 $\rightarrow p = \frac{L}{w} = \frac{35 \text{ nm}}{1,2 \cdot 10^{-3} \text{ nm}} = 2,92 \cdot 10^{-2}$
 там же p^1 сгруппируем

Date. 09.01.

Prisma

$$\begin{aligned} \hat{Z}_{m00}^{m00} &= \frac{4}{\pi \epsilon_m} \int_{-\infty}^{\infty} d\tau [F_m(\tau) + \tau F'_m(\tau)] \frac{\sin^2 \frac{\omega}{L} \tau}{\tau^2} = \frac{4}{\pi \epsilon_m} F(0) \int_{-\infty}^{\infty} d\tau \frac{\sin^2 \frac{\omega}{L} \tau}{\tau^2} \\ &+ \frac{4 F'_m(0)}{\pi \epsilon_m} \int_{-\infty}^{\infty} d\tau \frac{\sin^2 \frac{\omega}{L} \tau}{\tau} = \frac{4}{\pi \epsilon_m} F(0) \left[\int_{-\infty}^0 d\tau \frac{\sin^2 \frac{\omega}{L} \tau}{\tau^2} + \int_0^{\infty} d\tau \frac{\sin^2 \frac{\omega}{L} \tau}{\tau^2} \right] + \\ &+ \frac{4 F'_m(0)}{\pi \epsilon_m} \left[\int_{-\infty}^0 d\tau \frac{\sin^2 \frac{\omega}{L} \tau}{\tau} + \int_0^{\infty} d\tau \frac{\sin^2 \frac{\omega}{L} \tau}{\tau} \right] = \frac{4 F(0)}{\pi \epsilon_m} \left[\int_0^{\infty} d\tau \frac{\sin^2 \frac{\omega}{L} \tau}{\tau^2} + \frac{1}{p} \frac{\pi}{2} \right] + \\ &+ \frac{4 F'_m(0)}{\pi \epsilon_m} \left[- \int_0^{\infty} d\tau \frac{\sin^2 \frac{\omega}{L} \tau}{\tau} + (\text{параллельно направлению}) \right] \\ \hat{Z}_{m00}^{m00} &= \frac{4}{\pi \epsilon_m} \int_{-\infty}^{\infty} d\tau F_m(\tau) \frac{\sin^2 \frac{\omega}{L} \tau}{\tau^2} \quad - \text{в направлении } b \text{ поверхности} \\ &\quad \max \frac{\sin^2(\tau/p)}{\tau^2}, \tau=0 \text{ макс} \end{aligned}$$

Дана функция $\hat{Z}_{m00}^{m00} = \frac{1}{\pi \epsilon_m \epsilon_p} \int_0^1 dx dx' \cos(\pi m x) \cos(\pi m x') \ln \frac{(x-x')^2}{(x-x')^2 + \epsilon^2}$
 ненулевых параметров ϵ и ϵ' $\hat{Z}_{100}^{100} = -0,958$. Найдите $\lim_{\epsilon \rightarrow 0} \ln \frac{(x-x')^2 + \epsilon^2}{\epsilon^2}$

I. Найдите магнитное поле в СВ-вакууме, где
 электромагнитного газа с константой ϵ . Даны $L = 35 \text{ nm}$, $1 \times 1,2 \mu\text{m}$, $1 \times 1,2 \mu\text{m}$.
 Для СВ-волны $m=0$ $\vec{H} \parallel y$, $\vec{E} \parallel x$ и $\vec{E} \parallel z$ искомые функции Ахара.

где p — параметр фазового сдвига. Параметр ϵ — ϵ , $\epsilon' = \epsilon$.
 ширина — L . $L = 1 \mu\text{m}$, $w = 1,2 \mu\text{m}$, $L = 35 \text{ nm}$.

Введем $p = \frac{L}{w}$, $u = \frac{L}{w}$. $p \ll 1$, $u \sim 1$.

Для СВ-вакуума найдем параметр фазового сдвига N_{xx}, N_{yy}, N_{zz}
 выраженные по свойствам газа V_d . $H_0^0 = -\frac{1}{4\pi} \langle N_{xx} \rangle$.

$$\omega_{m=0}^2 = [N_0 + H_0^0 - Y_0^0] [N_0 + H_0^0 - Z_0^0] = \left[\omega_H + \frac{1}{4\pi} \langle N_{yy} \rangle - \langle N_{xx} \rangle \right] \left[\omega_H + \frac{1}{4\pi} \langle N_{zz} \rangle - \langle N_{xx} \rangle \right]$$

Аннотация: $\pi D_{zz}(a, b, c) = \frac{1}{4} N_{zz}(u, p) = \left| \frac{a}{b} = \frac{2a}{2b} = \frac{p}{w} = u, \frac{c}{b} = \frac{2c}{2b} = \frac{L}{w} = p \right| =$
 (параметры на $2b=w$)

$$\begin{aligned} &= \frac{1-p^2}{2p} \ln \left[\frac{\sqrt{u^2+p^2+1} - u}{\sqrt{u^2+p^2+1} + u} \right] + \frac{u^2-p^2}{2up} \ln \left[\frac{\sqrt{u^2+p^2+1} - 1}{\sqrt{u^2+p^2+1} + 1} \right] + \frac{1}{2p} \ln \left[\frac{\sqrt{u^2+1} + u}{\sqrt{u^2+1} - u} \right] \\ &+ \frac{u}{2p} \ln \left[\frac{\sqrt{u^2+1} + 1}{\sqrt{u^2+1} - 1} \right] + \frac{p}{2u} \ln \left[\frac{\sqrt{1+p^2} - 1}{\sqrt{1+p^2} + 1} \right] + 2 \operatorname{arctg} \left[\frac{u}{p \sqrt{u^2+p^2+1}} \right] + \\ &+ \frac{u^3+1-2p^3}{3up} + \frac{u^2+1-2p^2}{3up \sqrt{u^2+p^2+1}} + \frac{p}{u} \left[\sqrt{u^2+p^2+1} + \sqrt{p^2+1} \right] - \frac{(u^2+1)^{3/2} + (p^2+1)^{3/2} + (p^2+u^2)^{3/2}}{3up} \\ &+ \frac{p}{2} \ln \left[\frac{\sqrt{p^2+u^2} - u}{\sqrt{p^2+u^2} + u} \right] \end{aligned}$$

Т.к. газ имеет $p \ll 1$, разложим по p
 $\Rightarrow p = \frac{L}{w} = \frac{35 \text{ nm}}{1,2 \cdot 10^{-6} \text{ m}} = 2,92 \cdot 10^{-2}$
 тогда p считаем.

Date. . .

$$\begin{aligned} \frac{1}{4} N_{zz}(u, p) &= \frac{1}{2p} \ln \left[\frac{\sqrt{u^2+1} - u}{\sqrt{u^2+1} + u} \right] + \frac{u}{2p} \ln \left[\frac{\sqrt{u^2+1} - 1}{\sqrt{u^2+1} + 1} \right] + \frac{1}{2p} \ln \left[\frac{\sqrt{u^2+1} + u}{\sqrt{u^2+1} - u} \right] + \\ &+ \frac{u}{2p} \ln \left[\frac{\sqrt{u^2+1} + 1}{\sqrt{u^2+1} - 1} \right] + \frac{p}{2u} \ln \left(\frac{p^2}{4} \right) + \frac{p}{2} \ln \left(\frac{p^2}{4u^2} \right) + 2 \operatorname{arctg} \left[\frac{u}{p\sqrt{u^2+1}} \right] + \\ &+ \frac{u^3+1}{3up} + \frac{u^2+1}{3up} \sqrt{u^2+1} + \frac{p}{u} \left[u+1 \right] - \frac{1}{3up} \left[(u^2+1)^{3/2} + 1 + \frac{3}{2}p^2 + u^3 + \frac{3}{2}p^2u \right] + \\ &+ p \frac{\sqrt{u^2+1}}{6u} \left[\frac{1}{u^2+1} - 4 \right] = \left(\frac{p}{u} \right) \ln \frac{p}{2} + p \ln \frac{p}{2u} + 2 \operatorname{arctg} \left(\frac{p\sqrt{u^2+1}}{u^2} \right) + \frac{p}{u} \left[u+1 \right] - \\ &- \frac{1}{2u} [p+pu] + \frac{\sqrt{u^2+1}}{6u} p \left[\frac{1}{u^2+1} - 4 \right] = \frac{p}{u} \ln \frac{p}{2} + p \ln \frac{p}{2u} + p + \frac{p}{u} - \frac{p}{2u} - \frac{p}{2} + \frac{p\sqrt{u^2+1}}{6u} \left[\frac{1}{u^2+1} - 4 \right] + \\ &+ 2 \left[\frac{\pi}{2} - p \frac{\sqrt{u^2+1}}{u} + O(p^3) \right] = \pi + \frac{p}{u} \ln \frac{p}{2} + p \ln \frac{p}{2u} + \frac{p}{2} - \frac{5}{3} p \frac{\sqrt{u^2+1}}{u} + \frac{p}{2u} + \\ &\frac{1}{4} N_{zz}(u, p) = \pi + \frac{p}{u} \left[\ln \frac{p}{2} + u \ln \frac{p}{2u} + \frac{1}{2}(u+1) - \frac{8}{3} \sqrt{u^2+1} + \frac{1}{6} \frac{1}{\sqrt{u^2+1}} \right] + \frac{1}{6} \frac{p}{u\sqrt{u^2+1}} \\ \frac{1}{4} N_{zz}(u, p) &= \pi + \frac{p}{u} \left[(u+1) \ln \frac{p}{2} - u \ln u + \frac{1}{2}(u+1) - \frac{8}{3} \sqrt{u^2+1} + \frac{1}{6} \frac{1}{\sqrt{u^2+1}} \right] \end{aligned}$$

1) Если $c \rightarrow a, a \rightarrow b, b \rightarrow c$, то получим $N_{xx}(u, p) \quad N_{zz}(a, b, c)$

2) Если $c \rightarrow b, a \rightarrow c, b \rightarrow a$, то получим N_{yy} .

(a, b, c) zz , (c, a, b) yy , (b, c, a) xx — пометки знаков в $(\dots, \dots)$ зависят от x_2 .

1) $c \rightarrow a$ гас $\left(\frac{u}{p}\right) \rightarrow \left(\frac{p}{u}\right), a \rightarrow b$ гас $u \rightarrow \frac{1}{u}, b \rightarrow c$ гас $p \rightarrow \frac{1}{p}$ — совб. $N_{xx}(p, u)$

2) $c \rightarrow b$ гас $p \rightarrow \frac{1}{p}, a \rightarrow c$ гас $\left(\frac{u}{p}\right) \rightarrow \left(\frac{p}{u}\right), b \rightarrow a$ гас $u \rightarrow \frac{1}{u}$ — совб. $N_{yy}(p, u)$

$$\begin{aligned} \pi D_{xx}(a, b, c) &= \pi D_{zz}(b, c, a) = \frac{1}{4} N_{xx}(p, u) = \frac{1}{2} p \left(1 - \frac{1}{p^2}\right) \ln \left[\dots \right] \\ \pi D_{xx}(a, b, c) &= \frac{1}{4} N_{xx}(p, u) = \frac{c^2 - a^2}{2ca} \ln \left[\frac{\sqrt{b^2 + c^2 + a^2} - b}{\sqrt{b^2 + c^2 + a^2} + b} \right] + \frac{b^2 - a^2}{2ab} \ln \left[\frac{\sqrt{b^2 + c^2 + a^2} - c}{\sqrt{b^2 + c^2 + a^2} + c} \right] + \\ &+ \frac{c}{2a} \ln \left[\frac{\sqrt{b^2 + c^2} + b}{\sqrt{b^2 + c^2} - b} \right] + \frac{b}{2a} \ln \left[\frac{\sqrt{b^2 + c^2} + c}{\sqrt{b^2 + c^2} - c} \right] + \frac{a}{2b} \ln \left[\frac{\sqrt{a^2 + c^2} - c}{\sqrt{a^2 + c^2} + c} \right] + \frac{a}{2c} \ln \left[\frac{\sqrt{a^2 + b^2} - b}{\sqrt{a^2 + b^2} + b} \right] + \\ &+ 2 \operatorname{arctg} \left(\frac{bc}{a\sqrt{a^2 + b^2 + c^2}} \right) + \frac{b^3 + c^3 - 2a^3}{3abc} + \frac{\sqrt{a^2 + b^2 + c^2}}{3abc} [b^2 + c^2 - 2a^2] + \frac{a}{bc} [\sqrt{a^2 + b^2} + \sqrt{a^2 + c^2}] - \\ &- \frac{1}{3abc} [(b^2 + c^2)^{3/2} + (c^2 + a^2)^{3/2} + (b^2 + a^2)^{3/2}]. \quad \frac{1}{4} N_{zz} = \pi D_{zz} = F(a, b, c) = F\left(\frac{a}{b}, 1, \frac{c}{b}\right) = \\ &= F(u, 1, p) \\ \frac{1}{4} N_{zz}(u, p) &= F(u, 1, p). \quad \frac{1}{4} N_{xx}(u, p) = F(b, c, a) = F(1, p, u), \text{ т.е. } N_{xx} \text{ невыраза} \end{aligned}$$

Date. . .

из $N_{zz}(u, p)$ и N_{zz} заменим $u \rightarrow 1, 1 \rightarrow p, p \rightarrow u$ по правилу симметрии

$$\begin{aligned} \rightarrow \frac{1}{4} N_{xx}(u, p) &= \frac{p^2 - u^2}{2pu} \ln \left[\frac{\sqrt{1+p^2+u^2}-1}{\sqrt{1+p^2+u^2}+1} \right] + \frac{1-u^2}{2u} \ln \left[\frac{\sqrt{1+u^2+p^2}-p}{\sqrt{1+u^2+p^2}+p} \right] + \\ &+ \frac{p}{2u} \ln \left[\frac{\sqrt{1+p^2}+1}{\sqrt{1+p^2}-1} \right] + \frac{1}{2u} \ln \left[\frac{\sqrt{1+p^2}+p}{\sqrt{1+p^2}-p} \right] + \frac{u}{2} \ln \left[\frac{\sqrt{u^2+p^2}-p}{\sqrt{u^2+p^2}+p} \right] + \frac{u}{2p} \ln \left[\frac{\sqrt{u^2+1}-1}{\sqrt{u^2+1}+1} \right] + \\ &+ 2 \operatorname{arctg} \left[\frac{p}{u \sqrt{1+u^2+p^2}} \right] + \frac{1}{3up} \left[1+p^3-2u^3 + \sqrt{1+u^2+p^2} (1+p^2-2u^2) + \right. \\ &\left. + 3u^2 (\sqrt{1+u^2} + \sqrt{u^2+p^2}) - (1+p^2)^{3/2} - (u^2+p^2)^{3/2} - (1+u^2)^{3/2} \right] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{В } \lim_{p \ll 1} \frac{1}{4} N_{xx}(u, p) &= \frac{1}{2} \left(\frac{p}{u} - \frac{u}{p} \right) \ln \left[\frac{\sqrt{1+u^2}-1}{\sqrt{1+u^2}+1} \right] + \frac{1}{2} \left(\frac{1}{u} - u \right) \ln \left[\frac{\sqrt{1+u^2}-p}{\sqrt{1+u^2}+p} \right] + \\ &+ \frac{p}{2u} \ln \left[\frac{u}{p^2} \right] + \frac{1}{2u} \ln \left[\frac{1+p}{1-p} \right] + \frac{u}{2} \ln \left[\frac{u-p}{u+p} \right] + \frac{u}{2p} \ln \left[\frac{\sqrt{u^2+1}-1}{\sqrt{u^2+1}+1} \right] + \\ &+ 2 \frac{p}{u \sqrt{1+u^2}} + \frac{1}{3up} \left[1-2u^3 + \sqrt{1+u^2} \left(1 + \frac{p^2}{u^2+1} \right) (1-2u^2+p^2) + \right. \\ &\left. + 3u^2 (\sqrt{1+u^2} + \sqrt{1+p^2}) - 1 - \frac{3}{2} p^2 - u^3 - \frac{3}{2} u p^2 - (1+u^2)^{3/2} \right] = \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} &= \frac{1}{2} \frac{p}{u} \ln \left[\frac{\sqrt{1+u^2}-1}{\sqrt{1+u^2}+1} \right] + \frac{1}{2} \left(\frac{1}{u} - u \right) (-2) \operatorname{arctg} \frac{p}{\sqrt{1+u^2}} - \frac{p}{u} \ln \frac{p}{2} + \frac{1}{u} \operatorname{arctg} p + \\ &+ \frac{u}{2} (-2) \operatorname{arctg} \frac{p}{u} + 2 \frac{p}{u \sqrt{1+u^2}} + \frac{1}{3up} \left[\sqrt{1+u^2} (1-2u^2 + \frac{p^2}{2(u^2+1)} (1-2u^2) + p^2) + \right. \\ &\left. + 3u^2 \sqrt{1+u^2} - \frac{3}{2} p^2 - (1+u^2)^{3/2} \right] = \frac{p}{2u} \ln \left[\frac{\sqrt{1+u^2}-1}{\sqrt{1+u^2}+1} \right] + (u - \frac{1}{u}) \frac{p}{\sqrt{1+u^2}} - \frac{p}{u} \ln \frac{p}{2} + \\ &+ \frac{1}{u} p - u \cdot \frac{p}{u} + \frac{2p}{u \sqrt{1+u^2}} + \frac{1}{3up} \left[1-2u^2 + \frac{p^2}{2} \cdot \frac{(1-2u^2)}{u^2+1} + p^2 + 3u^2 - \frac{3}{2} p^2 - 1 - u^3 \right] \sqrt{1+u^2} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{1}{4} N_{xx}(p, u) &= \frac{p}{2u} \ln \left[\frac{\sqrt{1+u^2}-1}{\sqrt{1+u^2}+1} \right] + (u - \frac{1}{u}) \frac{p}{\sqrt{1+u^2}} - \frac{p}{u} \ln \frac{p}{2} + \frac{p}{u} - p + \frac{2p}{u \sqrt{1+u^2}} + \\ &+ \frac{p \sqrt{u^2+1}}{3u} \left[\frac{1}{2} \frac{(1-2u^2)}{u^2+1} + 1 - \frac{3}{2} \frac{1}{\sqrt{u^2+1}} \right] = \frac{p}{2u} \ln \left[\frac{\sqrt{1+u^2}-1}{\sqrt{1+u^2}+1} \right] - \frac{p}{u} \ln \frac{p}{2} + \\ &+ (u - \frac{1}{u}) \frac{p}{\sqrt{1+u^2}} + \frac{p}{u} - p + \frac{2p}{u \sqrt{1+u^2}} - \frac{1}{2} \frac{p}{u} + \frac{1}{2} \frac{p}{u \sqrt{u^2+1}} = \\ &= \frac{p}{2u} \ln \left[\frac{\sqrt{1+u^2}-1}{\sqrt{1+u^2}+1} \right] - \frac{p}{u} \ln \frac{p}{2} + \frac{pu}{\sqrt{1+u^2}} + \frac{3}{2} \frac{p}{u \sqrt{1+u^2}} + \frac{1}{2} pu - p \end{aligned}$$

$$\boxed{\frac{1}{4} N_{xx}(u, p)}_{(p \ll 1)} = \frac{p}{2u} \ln \left[\frac{\sqrt{1+u^2}-1}{\sqrt{1+u^2}+1} \right] - \frac{p}{u} \ln \frac{p}{2} + \frac{pu}{\sqrt{1+u^2}} + \frac{3}{2} \frac{p}{u \sqrt{1+u^2}} + \frac{1}{2} pu - p$$

Date. . .

Упрощенные выражения $N_{dd}(u, p)$

$\frac{1}{4} N_{yy}(u, p) = F(c, a, b) = F(p, u, 1)$. Но $F(a, b, c) = F(b, a, c)$ — ф. симметрична по первым двум аргументам.

$\frac{1}{4} N_{zz}(u, p) = F(u, 1, p) = F(1, u, p)$ где $u, p < 1$.

$\frac{1}{4} N_{xx}(u, p) = F(1, p, u) = F(p, 1, u)$ и $\frac{1}{4} N_{yy}(u, p) = F(p, u, 1) = F(u, p, 1)$

Тогда не так. $F(a, b, c) = b^2 f(\frac{a}{b}, 1, \frac{c}{b}) = b^2 f(u, 1, p)$. И наоборот
 сим. $F(a, b, c) = F(b, a, c)$ даст $b^2 f(u, 1, p) = a^2 f(\frac{1}{u}, 1, \frac{p}{u})$ или
 $f(u, 1, p) = u^2 f(\frac{1}{u}, 1, \frac{p}{u})$. $F(c, a, b) = a^2 f(\frac{c}{a}, 1, \frac{b}{a}) = a^2 f(\frac{p}{u}, 1, \frac{1}{u}) =$
 $= b^2 u^2 f(\frac{p}{u}, 1, \frac{1}{u})$.

Но $F(a, b, c)$ — безразмерная однородная функция. Зарем $f(a, b, c)$ безразмерна?

$F(a, b, c) = f(u, p) = f(\frac{a}{b}, \frac{c}{b})$. $F(b, a, c) = f(\frac{b}{a}, \frac{c}{a}) = f(\frac{1}{u}, \frac{p}{u})$.

т.е. $f(u, p) = f(\frac{1}{u}, \frac{p}{u})$. $\frac{1}{4} N_{zz}(u, p) = f(u, p)$.

$$\frac{1}{4} N_{zz}(\frac{1}{u}, \frac{p}{u}) = \pi + \frac{p}{u} \frac{1}{u-1} \left[\ln \frac{p}{2u} + u^{-1} \ln \left(\frac{p}{2u \cdot u^{-1}} \right) + \frac{1}{2} (u^{-1} - 1) - \frac{5}{3} \sqrt{u^2 + 1} + \right.$$

$$\left. + \frac{1}{6} \frac{1}{\sqrt{u^2 + 1}} \right] = \pi + \frac{p}{u} \left[u \ln \frac{p}{u} + \ln \frac{p}{2} + \frac{1}{2} (1 - u) - \frac{5}{3} \sqrt{1 + u^2} + \frac{1}{6} \frac{u^2}{\sqrt{1 + u^2}} \right]$$

Эти члены представляют сим.,
 истребуют их.

$\frac{1}{4} N_{xx}(u, p) = F(b, c, a) = F(c, b, a) = f(\frac{1}{p}, \frac{u}{p}) = f(p, u) = \frac{1}{4} N_{zz}(p, u)$

Здесь перемена по p

$\frac{1}{4} N_{xx}(u, p) = f(p, u) = f(\frac{1}{p}, \frac{u}{p})$ — при такой замене переменной по p < 1 не меняет.

Но где $N_{zz}(u, p) = N_{zz}(\frac{1}{u}, \frac{p}{u})$ — должно выполняться и при перемене по p < 1.

$\frac{1}{4} N_{yy}(u, p) = F(c, a, b) = F(a, c, b) = f(\frac{p}{u}, \frac{1}{u}) = f(\frac{u}{p}, \frac{1}{p}) = \frac{1}{4} N_{zz}(\frac{u}{p}, \frac{1}{p})$

Здесь перемена по p

$$\rightarrow \frac{1}{4} N_{yy}(u, p) = \frac{N_{zz}(\frac{u}{p}, \frac{1}{p})}{4} = \frac{1 - (1/p^2)}{2(1/p)} \ln \left[\frac{\sqrt{u^2 + p^2 + 1} - u}{\sqrt{u^2 + p^2 + 1} + u} \right] + \frac{(u/p)^2 - 1/p^2}{2u \frac{1}{p}} \ln \left[\frac{\sqrt{u^2 + p^2 + 1} - p}{\sqrt{u^2 + p^2 + 1} + p} \right] +$$

$$+ \frac{p}{2} \ln \left[\frac{\sqrt{u^2 + p^2} + u}{\sqrt{u^2 + p^2} - u} \right] + \frac{u}{p \frac{1}{p}} \ln \left[\frac{\sqrt{u^2 + p^2} + p}{\sqrt{u^2 + p^2} - p} \right] + \frac{1/p}{2(1/p)} \ln \left[\frac{(1 + p^2) - p}{(1 + p^2) + p} \right] + \frac{1}{2p} \ln \left[\frac{\sqrt{u^2 + 1} - u}{\sqrt{u^2 + 1} + u} \right] +$$

$$+ 2 \operatorname{arctg} \left[\frac{u/p}{\frac{1}{p} \sqrt{u^2/p^2 + 1/p^2 + 1}} \right] + \frac{(1/p)^3 + 1 - \frac{2}{p^2}}{3 \frac{u}{p} \frac{1}{p}} + \frac{u^2/p^2 + 1 - \frac{2}{p^2}}{3 \frac{u}{p^2}} \sqrt{\frac{u^2}{p^2} + \frac{1}{p^2} + 1} + \frac{(1/p)}{(1/p)} \left[\sqrt{\frac{u^2}{p^2} + 1} + \sqrt{\frac{1}{p^2} + 1} \right] -$$

$$- \frac{1}{3 \frac{u}{p^2}} \left[(u^2/p^2 + 1)^{3/2} + (1/p^2 + 1)^{3/2} + (1/p^2 + u^2/p^2)^{3/2} \right]$$

Date. . .

$$\begin{aligned}
 & \text{В } \mu \ll 1: \frac{1}{4} N_{yy}(u, p) = \frac{1}{2} (p - \frac{1}{p}) \ln \left[\frac{\sqrt{u^2+1+p^2}-u}{\sqrt{u^2+1+p^2}+u} \right] + \frac{u^2-1}{2u} \ln \left[\frac{\sqrt{u^2+1}-p}{\sqrt{u^2+1}+p} \right] \\
 & + \frac{p}{2} \ln \left(\frac{4u^2}{p^2} \right) + \frac{u}{2} \ln \left(\frac{u+p}{u-p} \right) + \frac{1}{2u} \ln \left(\frac{1-p}{1+p} \right) + \frac{1}{2p} \ln \left[\frac{\sqrt{u^2+1}-u}{\sqrt{u^2+1}+u} \right] + \\
 & + 2 \operatorname{arctg} \left[\frac{up}{\sqrt{u^2+1+p^2}} \right] + \frac{1}{3up} \left[u^3+p^3-2 + (u^2+p^2-2)\sqrt{u^2+1+p^2} - \right. \\
 & \left. - (u^2+p^2)^{3/2} - (1+p^2)^{3/2} - (1+u^2)^{3/2} \right] + \frac{1}{up} \left[\sqrt{u^2+1} + \sqrt{1+p^2} \right] = \\
 & = \frac{1}{2} p \ln \left[\frac{\sqrt{u^2+1}-u}{\sqrt{u^2+1}+u} \right] - \frac{1}{2p} \ln \left[\frac{\sqrt{1+u^2}-u + \frac{p^2}{2\sqrt{1+u^2}}}{\sqrt{1+u^2}+u + \frac{p^2}{2\sqrt{1+u^2}}} \right] + \frac{(u^2-1)}{2u} (-2) \operatorname{arctg} \frac{p}{\sqrt{u^2+1}} + \\
 & + p \ln \frac{2u}{p} + u \operatorname{arctg} \frac{p}{u} - \frac{1}{u} \operatorname{arctg} p + \frac{1}{2p} \ln \left[\frac{\sqrt{u^2+1}-u}{\sqrt{u^2+1}+u} \right] + 2 \left[\frac{up}{\sqrt{u^2+1}} \right] + \\
 & + \frac{1}{3up} \left[u^3-2 + (u^2-2+p^2)\sqrt{u^2+1} (1 + \frac{p^2}{2(1+u^2)}) - u^3 - \frac{3}{2} p^2 u - 1 - \frac{3}{2} p^2 - (1+u^2)^{3/2} + \right. \\
 & \left. + 3\sqrt{u^2+1} + 3 + \frac{3}{2} p^2 \right] = \frac{1}{2} p \ln \left[\frac{\sqrt{u^2+1}-u}{\sqrt{u^2+1}+u} \right] - \frac{1}{2p} \ln \left[\frac{\sqrt{1+u^2}-u}{\sqrt{1+u^2}+u} \right] - \\
 & - \frac{1}{2p} \ln \left[1 + \frac{p^2}{2\sqrt{1+u^2}} \left(\frac{1}{\sqrt{1+u^2}-u} - \frac{1}{\sqrt{1+u^2}+u} \right) \right] - \frac{1}{u} (u^2-1) \frac{p}{\sqrt{u^2+1}} + \\
 & + p \ln \frac{2u}{p} + p - \frac{p}{u} + \frac{1}{2p} \ln \left[\frac{\sqrt{u^2+1}-u}{\sqrt{u^2+1}+u} \right] + 2p \frac{u}{\sqrt{u^2+1}} + \frac{1}{3up} \left[\sqrt{u^2+1} (u^2-2 + \right. \\
 & \left. + \frac{p^2}{2} \cdot \frac{u^2-2}{u^2+1} + p^2) - \frac{3}{2} p^2 u + \sqrt{u^2+1} (3-1-u^2) \right] = \frac{1}{2} p \ln \left[\frac{\sqrt{u^2+1}-u}{\sqrt{u^2+1}+u} \right] - \\
 & - \frac{1}{2p} \ln \left[1 + \frac{p^2}{2\sqrt{1+u^2}} \cdot 2u \right] - \frac{(u^2-1)p}{u \sqrt{u^2+1}} + p \ln \frac{2u}{p} + p - \frac{p}{u} + 2p \frac{u}{\sqrt{u^2+1}} + \\
 & + \frac{1}{3up} \frac{p^2}{2} \left[\sqrt{u^2+1} \left(\frac{u^2-2}{u^2+1} + 2 \right) - 3u \right]
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \frac{1}{4} N_{yy}(u, p) &= \frac{1}{2} p \ln \left[\frac{\sqrt{u^2+1}-u}{\sqrt{u^2+1}+u} \right] - \frac{1}{2p} \frac{p^2 u}{\sqrt{1+u^2}} - (u - \frac{1}{u}) \frac{p}{\sqrt{u^2+1}} + p \ln \frac{2u}{p} + p - \\
 & + \frac{2pu}{\sqrt{u^2+1}} + \frac{1}{6} \frac{p}{u} \left[\sqrt{u^2+1} \frac{3u^2}{u^2+1} - 3u \right] = p \ln \frac{2u}{p} + \frac{1}{2} p \ln \left[\frac{\sqrt{u^2+1}-u}{\sqrt{u^2+1}+u} \right] - \frac{p u}{2\sqrt{u^2+1}} \\
 & - \frac{pu}{\sqrt{u^2+1}} + \frac{p}{u} \frac{1}{\sqrt{u^2+1}} + p - \frac{p}{u} + 2p \frac{u}{\sqrt{u^2+1}} + \frac{1}{2} \frac{p u}{\sqrt{u^2+1}} - \frac{1}{2} p = \\
 & = p \ln \frac{2u}{p} + \frac{1}{2} p \ln \left[\frac{\sqrt{u^2+1}-u}{\sqrt{u^2+1}+u} \right] + p \frac{u}{\sqrt{u^2+1}} + \frac{p}{u} \frac{1}{\sqrt{u^2+1}} + \frac{p}{2} - \frac{p}{u}
 \end{aligned}$$

Задача
 Упростить $N_{zz}(u, p)$. Теперь проверим правильность в N_{zz} разности
 между $\frac{1}{p} \ln(\dots)$. N_{xx} проверю - исправлю опечатку.

$$\text{Arth}(z) = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{1+z}{1-z} \right), \quad |z| < 1.$$

Date. 10. 01.

$$\begin{aligned} \frac{p^2 - u^2}{2pu} \ln \left[\frac{\sqrt{u^2 + 1 + p^2} - 1}{\sqrt{u^2 + 1 + p^2} + 1} \right] &= \frac{p}{2u} \ln \left[\frac{\sqrt{u^2 + 1} - 1}{\sqrt{u^2 + 1} + 1} \right] - \frac{u}{2p} \ln \left[\frac{\sqrt{1 + u^2} - 1 + \frac{p^2}{2\sqrt{1+u^2}}}{\sqrt{1 + u^2} + 1 + \frac{p^2}{2\sqrt{1+u^2}}} \right] \\ &= \frac{p}{2u} \ln \left[\dots \right] - \frac{u}{2p} \ln \left[\frac{\sqrt{1 + u^2} - 1}{\sqrt{1 + u^2} + 1} \right] - \frac{u}{2p} \ln \left[1 + \frac{p^2}{2\sqrt{1+u^2}} \left(\frac{1}{\sqrt{u^2} - 1} - \frac{1}{\sqrt{u^2} + 1} \right) \right] \\ &= \frac{p}{2u} \ln \left[\frac{\sqrt{u^2 + 1} - 1}{\sqrt{u^2 + 1} + 1} \right] - \frac{u}{2p} \ln \left[\frac{\sqrt{1 + u^2} - 1}{\sqrt{1 + u^2} + 1} \right] - \frac{u}{2p} \ln \left[1 + \frac{p^2}{2\sqrt{1+u^2}} \cdot \frac{2}{u^2} \right] = \\ &= \frac{1}{2} \left(\frac{p}{u} - \frac{u}{p} \right) \ln \left[\frac{\sqrt{1 + u^2} - 1}{\sqrt{1 + u^2} + 1} \right] - \frac{u}{2p} \frac{p^2}{\sqrt{1 + u^2}} \frac{1}{u^2} = \frac{1}{2} (\dots) \ln \left[\dots \right] - \frac{p}{2u\sqrt{1+u^2}} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{1}{4} N_{xx}(u, p) &= \frac{p}{2u} \ln \left[\frac{\sqrt{1 + u^2} - 1}{\sqrt{1 + u^2} + 1} \right] - \frac{p}{u} \ln \frac{p}{2} + \frac{pu}{\sqrt{1 + u^2}} + \frac{p}{u\sqrt{1 + u^2}} + \frac{1}{2} pu - p = \\ &= \frac{p}{u} \left[\frac{1}{2} \ln \left[\frac{\sqrt{1 + u^2} - 1}{\sqrt{1 + u^2} + 1} \right] - \ln \frac{p}{2} + \sqrt{u^2 + 1} + \frac{1}{2} u^2 - u \right] \\ \frac{1}{4} N_{yy}(u, p) &= \frac{p}{u} \left[\frac{u}{2} \ln \left[\frac{\sqrt{1 + u^2} - u}{\sqrt{1 + u^2} + u} \right] + u \ln \frac{2u}{p} + \sqrt{u^2 + 1} + \frac{u}{2} - 1 \right] \end{aligned}$$

$$\frac{1}{4} N_{xx}(u, p) = f(p, u), \quad \text{а} \quad \frac{1}{4} N_{yy}(u, p) = f\left(\frac{p}{u}, \frac{1}{u}\right).$$

10/1

Т.е. если в $N_{xx}(u, p)$ сделать $p \rightarrow \frac{p}{u}$, $u \rightarrow \frac{1}{u}$, то получим $N_{yy}(u, p)$.

$$\begin{aligned} \frac{1}{4} N_{xx}\left(\frac{p}{u}, \frac{1}{u}\right) &= \frac{p}{u \cdot 2u^{-1}} \ln \left[\frac{\sqrt{1 + u^{-2}} - 1}{\sqrt{1 + u^{-2}} + 1} \right] - \frac{p}{uu^{-1}} \ln \frac{p}{2u} + \frac{\left(\frac{p}{u}\right)u^{-1}}{\sqrt{1 + u^{-2}}} + \frac{p/u}{u^{-1}\sqrt{1 + u^{-2}}} + \\ &+ \frac{1}{2} \frac{p}{u} u^{-1} - \frac{p}{u} = \frac{p}{2} \ln \left[\frac{\sqrt{u^2 + 1} - u}{\sqrt{u^2 + 1} + u} \right] - p \ln \frac{p}{2u} + \frac{p}{u\sqrt{u^2 + 1}} + \frac{pu}{\sqrt{u^2 + 1}} + \frac{1}{2} \frac{p}{u^2} - \frac{p}{u} \end{aligned}$$

Т.е. видно в N_{xx} , много N_{yy} неперен $\frac{1}{2} pu$, неперен $\frac{p}{2}$.

Нам нужно в $N_{xx}(u, p)$, неперен $\frac{1}{2} pu$ (близко к $\frac{1}{2} \frac{p}{u}$)

Како $\frac{1}{4} N_{xx}(u, p) = \frac{p}{u} \left[\frac{1}{2} \ln \left(\frac{\sqrt{1 + u^2} - 1}{\sqrt{1 + u^2} + 1} \right) - \ln \frac{p}{2} + \sqrt{u^2 + 1} + \frac{1}{2} - u \right]$, а N_{yy} - близки

$$\begin{aligned} \text{Тогда} \quad \frac{1}{4} N_{zz}(u, p) &= \pi - \frac{1}{4} N_{xx}(u, p) - \frac{1}{4} N_{yy}(u, p) = \pi - \frac{p}{u} \left[\frac{1}{2} \ln \frac{\sqrt{u^2 + 1} - 1}{\sqrt{u^2 + 1} + 1} - \right. \\ &- \ln \frac{p}{2} + \sqrt{u^2 + 1} + \frac{1}{2} - u + \frac{u}{2} \ln \frac{\sqrt{1 + u^2} - u}{\sqrt{1 + u^2} + u} + u \ln \frac{2u}{p} + \sqrt{u^2 + 1} + \frac{u}{2} - 1 \left. \right] = \\ &= \pi - \frac{p}{u} \left[\frac{1}{2} \ln \left(\frac{\sqrt{1 + u^2} - 1}{\sqrt{1 + u^2} + 1} \right) + \frac{u}{2} \ln \left(\frac{\sqrt{1 + u^2} - u}{\sqrt{1 + u^2} + u} \right) - \ln \frac{p}{2} - u \ln \frac{p}{2u} - \frac{1}{2} (1 + u) + 2\sqrt{u^2 + 1} \right] \end{aligned}$$

Далее видно $N_{zz}(u, p) = N_{zz}\left(\frac{1}{u}, \frac{p}{u}\right)$ где $u/p < 1$.

Date.

$$N_{22}\left(\frac{1}{u}, \frac{p}{u}\right) = \pi - \frac{p}{u \cdot u^{-1}} \left[\frac{1}{2} \ln \left(\frac{\sqrt{1+u^{-2}}-1}{\sqrt{1+u^{-2}}+1} \right) + \frac{u^{-1}}{2} \ln \left(\frac{\sqrt{1+u^{-2}}-u^{-1}}{\sqrt{1+u^{-2}}+u^{-1}} \right) - \ln \frac{p}{2u} \right. \\ \left. - u^{-1} \ln \left(\frac{p}{u \cdot u^{-1}} \right) - \frac{1}{2} (1+u^{-1}) + 2\sqrt{u^{-2}+1} \right] = \pi - \frac{p}{u} \left[\frac{u}{2} \ln \left(\frac{\sqrt{1+u^2}-u}{\sqrt{1+u^2}+u} \right) + \right. \\ \left. + \frac{1}{2} \ln \left(\frac{\sqrt{1+u^2}-1}{\sqrt{1+u^2}+1} \right) - u \ln \frac{p}{2u} - \ln \frac{p}{2} - \frac{1}{2} (1+u) + 2\sqrt{u^2+1} \right] = N_{22}(u, p) -$$

$$\frac{1}{4} N_{zz}(u, p) = \pi - \frac{p}{u} \left[2\sqrt{u^2+1} - \frac{1}{2}(u+1) + \ln \frac{2}{p} + u \ln \frac{2u}{p} - \operatorname{arctanh} \frac{1}{\sqrt{1+u^2}} - u \operatorname{arctanh} \frac{u}{\sqrt{1+u^2}} \right]$$

Если упростить только малые манометры при рс=1, то

$$\frac{1}{4} N_{xx}(u, p) = -\frac{p}{u} \ln \frac{p}{2}, \quad \frac{1}{4} N_{yy}(u, p) = -p \ln \frac{p}{2u}, \quad \frac{1}{4} N_{zz}(u, p) = \frac{p}{u} \ln \frac{p}{2} + p \ln \frac{p}{2u}$$

Q3 - la vitesse que on. pour: $\omega_0^2 = \left[\omega_H + \frac{1}{\pi} \left(-p \ln \frac{p}{2u} + \frac{p}{u} \ln \frac{p}{2} \right) \right] \left[\omega_H + \frac{1}{\pi} \left(\pi + \frac{p}{u} \ln \frac{p}{2} + p \ln \frac{p}{2u} + \frac{p}{u} \ln \frac{p}{2} \right) \right] = \left[\omega_H + \frac{p}{\pi} \left(\frac{1}{u} \ln \frac{p}{2} - \ln \frac{p}{2u} \right) \right] \times \left[\omega_H + 1 + \frac{p}{\pi} \left(\frac{2}{u} \ln \frac{p}{2} + \ln \frac{p}{2u} \right) \right]$, $p = L/w$, $u = \frac{L}{w}$. note $\vec{H} \parallel \vec{L}$.

$\omega_H = \frac{H}{4\pi M_s} = \frac{600 \text{ Oe}}{10,2 \cdot 10^3 \text{ Oe}} = 0,059$; $p = \frac{L}{w} = \frac{35 \text{ nm}}{1,2 \cdot 10^3 \text{ nm}} = 2,92 \cdot 10^{-2}$; $u = \frac{l}{w} = \frac{1 \mu\text{m}}{1,2 \mu\text{m}} = 0,8$
 Две узких (Rectangular dot). $2 \times 1,2 \mu\text{m}$. Экв. Лоренца $f_0 = \frac{6,4 \text{ GHz}}{30,1 \text{ GHz}} = 0,213$.
 Тогда как меньший размер $\omega_0 = 0,217$ — характерное значение.

Дана. Расстояние где и импульсы $\omega_{mns}^2 = [\omega_H + H_{mns}^{mns} - Y_{mns}^{mns}] [\omega_H + H_{mns}^{mns} - Z_{mns}^{mns}]$
 и импульсы $\vec{q}_{||0y}$, т.е. $n=0, s=0$. Общее $\sum_{m00}^{m'00}$ и импульсы - см. 6-7/I.
 Надо найти еще $Y_{m00}^{m'00} \sim g_{yy}(\vec{p}, \vec{p}')$. $H_{m00}^{m'00} = \langle H_d^x \rangle \delta_{mm'}$ -
 - видимо разумное приближение (как где кинематика). Но кривые
 пере где $m=0$ такое приближ. работает. Сомнения 2/XI 992.

$$y_{m00}' = - \frac{M_0^2 [1 + (-1)^{m+m'}]}{\pi^2 A_{m00}} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} dk_x dk_y \frac{f(k_L)}{k^2} \frac{k_y^4 [1 - (-1)^m \cos k_y w]}{(k_y^2 - q_m^2)(k_y^2 - q_{m'}^2)} \frac{\sin^2 k_x \frac{\ell}{2}}{k_x^2}$$

$$1 - (-1)^m \cos kyw = (-1)^m 2 \sin(ky - q_m) \frac{w}{2} \cdot \sin(ky + q_m) \frac{w}{2}, \quad m, m' \text{ - any integers where } y \neq 0$$

$$m + m' = 2n, \text{ so } \sin(ky + q_m) \frac{w}{2} = (-1)^{\frac{(m+m')}{2}} \sin(ky - q_{m'}) \frac{w}{2}, \quad q_m = \frac{\pi m}{w}$$

$$(-1)^m (-1)^{\frac{1}{2}(m+m')} = (-1)^{-m} (-1)^{\frac{1}{2}(m+m')} = (-1)^{\frac{1}{2}(m'-m)} = (-1)^{\frac{1}{2}(m-m')}$$

$$1 - (-1)^m \cos kyw = (-1)^{\frac{(m-m')}{2}} 2 \sin(ky - q_m) \frac{w}{2} \cdot \sin(ky - q_{m'}) \frac{w}{2}$$

Date.

$$Y_{moo}^{m'oo} = - \frac{32(-1)^{\frac{m-m'}{2}}}{\pi^2 \sqrt{\epsilon_m \epsilon_{m'}}} \frac{1}{V_d} \int_0^\infty dk_x \int_0^\infty dk_y k_y^4 \frac{f(kL)}{k^2} \frac{\sin(k_y - q_m) \frac{w}{2}}{(k_y^2 - q_m^2)(k_y^2 - q_{m'}^2)} \frac{\sin^2 k_x \frac{L}{2}}{k_x^2}$$

Число m и m' берём произвольными, но q_m и $q_{m'}$ — это m и m' в $\hat{m}(z) = \hat{m}(y) \rightarrow 0$ в $z=0$.

$$\text{Менее удобно: } \frac{[1 + (-1)^{m+m'}][1 - (-1)^m \cos k_y w]}{(k^2 - q_m^2)(k^2 - q_{m'}^2)} = 4(-1)^{\frac{m-m'}{2}} \frac{\sin(k_y - q_m) \frac{w}{2} \sin(k_y - q_{m'}) \frac{w}{2}}{(k_y^2 - q_m^2)(k_y^2 - q_{m'}^2)}$$

$$= \frac{1}{k_y} \int_0^w dy dy' \cos q_m y \cos q_{m'} y' \cos k_y (y - y'), \text{ тогда}$$

$$Y_{moo}^{m'oo} = - \frac{8L}{\pi^2 \epsilon_m \epsilon_{m'} V_d} \int_0^\infty dk_x \int_0^\infty dk_y k_y^2 \frac{f(kL)}{k^2} \frac{\sin^2 k_x \frac{L}{2}}{k_x^2} \int_0^w dy dy' \cos q_m y \cos q_{m'} y' \cos k_y (y - y')$$

$$\frac{k_y^2}{k^2} = 1 - \frac{k_x^2}{k^2} \quad \int_0^\infty dk_y f(kL) \cos k_y (y - y') \text{ берётся через } K(0) \text{ на } 7/1.$$

$$\text{Означ. } t = k_y w, \quad t' = k_x w, \quad u = L/w, \quad p = L/w.$$

$$\begin{cases} Y_{moo}^{m'oo}(u, p) = - \frac{32(-1)^{\frac{m-m'}{2}}}{u \pi^2 \sqrt{\epsilon_m \epsilon_{m'}}} \int_0^\infty dt \int_0^\infty dt' t^4 \frac{f(\sqrt{t^2 + t'^2} p)}{(t^2 + t'^2)} \frac{\sin \frac{1}{2}(t - \pi m) \cdot \sin \frac{1}{2}(t - \pi m')}{(t^2 - \pi^2 m^2)(t^2 - \pi^2 m'^2)} \frac{\sin^2 \frac{1}{2} t u}{t^2} \\ \hat{Z}_{moo}^{m'oo}(u, p) = \frac{32(-1)^{\frac{m-m'}{2}}}{\pi^2 \sqrt{\epsilon_m \epsilon_{m'}}} \left(\frac{1}{up} \right) \int_0^\infty dt \int_0^\infty dt' t^2 \frac{(e^{-\sqrt{t^2 + t'^2} p} - 1)}{\sqrt{t^2 + t'^2}} \frac{\sin \frac{1}{2}(t - \pi m) \cdot \sin \frac{1}{2}(t - \pi m')}{(t^2 - \pi^2 m^2)(t^2 - \pi^2 m'^2)} \frac{\sin^2 \frac{1}{2} t u}{t^2} \end{cases}$$

Две функции t^2 — неограниченные, так как неограничен радиус проволоки.

Численно $Z_{moo}^{m'oo}$ универсальнее, а вот $Y_{moo}^{m'oo}$ имеет зависимость от u и p (т.е. от L).

$$\int_0^\infty dt' \frac{\sin^2(t' \frac{u}{2})}{(t^2 + t'^2) t'^2} = \frac{1}{2} \int_0^\infty dt' \frac{[1 - \cos(t' u)]}{t'^2 (t^2 + t'^2)} = \frac{1}{2} \frac{\pi}{2t^3} [ut + e^{-ut} - 1] = \frac{\pi u}{4 t^2} f(ut)$$

$$Y_{moo}^{m'oo}(u, p) = \hat{A}(x) = \hat{A}(1) - \hat{A}\left(\frac{1}{x}(1 - e^{-x})\right), \quad x = p \sqrt{t^2 + t'^2}$$

$$Y_{moo}^{m'oo} = - \frac{8(-1)^{\frac{m-m'}{2}}}{\pi^2 \epsilon_m \epsilon_{m'}} \frac{1}{u} \int_0^\infty dt t [ut + e^{-ut} - 1] \frac{\sin \frac{1}{2}(t - \pi m) \sin \frac{1}{2}(t - \pi m')}{(t^2 - \pi^2 m^2)(t^2 - \pi^2 m'^2)} +$$

$$+ \frac{32(-1)^{\frac{m-m'}{2}}}{\pi^2 \sqrt{\epsilon_m \epsilon_{m'}}} \left(\frac{1}{up} \right) \int_0^\infty dt \int_0^\infty dt' t^4 \frac{[1 - e^{-p \sqrt{t^2 + t'^2}}]}{(t^2 + t'^2)^{3/2}} \frac{\sin \frac{1}{2}(t - \pi m) \sin \frac{1}{2}(t - \pi m')}{(t^2 - \pi^2 m^2)(t^2 - \pi^2 m'^2)} \frac{\sin^2(\frac{1}{2} t u)}{t^2}$$

В таком виде $Y_{moo}^{m'oo}$ универсальнее.

Date.

MCAD ne infabulemos c bormenem y_{moo} .

Ихн. тавчир гур 171,2 μm ойруу (by Jarzich et al., BLS):

$$f_0 = 6,4 \text{ GHz}; \quad f_1 = 8,3 \text{ GHz}; \quad f_2 = 9,7 \text{ GHz}; \quad ? f_3 = 11,1 \text{ GHz}; \quad f_4 = 12,1 \text{ GHz}$$

$$0,213 \quad 0,276 \quad 0,322 \quad 0,369 \quad 0,41$$

Берхенд κ wires. $g_{zz}(y, y') = \frac{2}{L} \ln \frac{(y-y')^2}{(y-y')^2 + L^2} - 27/\pi 99,$

$$h_z(y) = \int_0^w dy' g_{zz}(y, y') m_z(y'). \text{ Тавчир } y=0, \text{ т.е. үргөсөрү}$$

Зэрхмөн гур. нэмэ бэрхэн $y=0, w$ - үгэ $h_z(y)$ бэрхэн, но δ үргөсөрү

Сонинд π/L $\hat{Z}_{ooo} = \frac{1}{2\pi w L} \int_0^w dy \int_0^w dy' \ln \frac{(y-y')^2}{(y-y')^2 + L^2}$

$$\hat{Z}_{ooo}(y=0) \approx \frac{1}{2\pi w L} \int_0^w dy \int_0^w dy' \ln \left[\frac{y^2}{y'^2 + L^2} \right] = \frac{1}{2\pi L} \int_0^w dt \ln \frac{t^2}{t^2 + L^2} =$$

$$= \frac{1}{2\pi L} \left[t \ln \frac{t^2}{t^2 + L^2} - 2L \arctg \frac{t}{L} \right]_0^w = \frac{1}{2\pi L} \left[w \ln \frac{w^2}{w^2 + L^2} - 2L \arctg \frac{w}{L} \right] =$$

$$= \frac{1}{2\pi} \left[\frac{1}{p} (-1) \ln(1+p^2) - 2 \arctg \frac{1}{p} \right] = \frac{1}{2\pi} \left[-\frac{1}{p} p^2 - 2 \left(\frac{\pi}{2} - p \right) \right] =$$

$$= \frac{1}{2\pi} [-\pi + p] = -1 + \frac{p}{\pi}, \quad \hat{Z}_{ooo} = \frac{N_{zz}}{(-4\pi)} = -D_{zz}, \quad D_{yz} = \frac{p}{\pi} = \frac{1}{\pi w}$$

Ихн. тавчир - δ 2 пера мөрхө, тавчир δ Салхунд но δ бэрхэн.

Ф. бэрхэн $\pi D_z = 2 \arctg \frac{2}{p} - \frac{p}{2} \ln \left(1 + \frac{4}{p^2} \right) \approx 2 \left[\frac{2}{p} \right] - \frac{p}{2} \cdot \frac{4}{p^2} = \frac{2}{p}$

Ихн. тавчир. y_{moo}

$$\int_0^\infty dk_y \frac{f(\sqrt{k_x^2 + k_y^2} L)}{k_x^2 + k_y^2} \cos k_y \Delta = \int_0^\infty dk_y \frac{\cos k_y \Delta}{k_x^2 + k_y^2} \left[1 - \frac{(1 - e^{-\sqrt{k_x^2 + k_y^2} L})}{\sqrt{k_x^2 + k_y^2} L} \right]$$

$$\int_0^\infty dk_y \frac{e^{-\sqrt{k_x^2 + k_y^2} L}}{(k_x^2 + k_y^2)^{3/2}} \cos k_y \Delta - ? \text{ He бэрхэн как } \delta \text{ перо.}$$

$$\int_0^\infty dk_x \frac{f(kL)}{k^2} \sin^2 \frac{1}{2} k_x L - \text{мөр. тавчир мөрхө.}$$

Мөрхө Салхунд y_{moo} , как гур wires $\sin^2 k_x \frac{L}{2} \rightarrow \pi \frac{L}{2} \delta(k_x)$ и

$$\frac{\sin^2(k_y - q_m) \frac{w}{2}}{(k_y - q_m)^2} \rightarrow \pi \frac{w}{2} \delta(k_y - q_m), \text{ нөгө } \frac{1}{k_y^2}$$

$$y_{moo} = -\frac{32}{\pi^2 \epsilon_m w L} \int_0^\infty dk_x \int_0^\infty dk_y \frac{k_y^4}{k^2} \frac{f(kL)}{(k_y + q_m)^2} \pi \frac{w}{2} \delta(k_y - q_m) \pi \frac{L}{2} \delta(k_x) =$$

$$= -\frac{8}{\epsilon_m} \frac{q_m^4}{q_m^2} \frac{f(q_m L)}{4 q_m^2} \cdot \frac{1}{4} = -\frac{2}{\epsilon_m} f(q_m L) \cdot \frac{1}{4} = -\frac{1}{2 \epsilon_m} f(q_m L)$$

Date. 12.01.

Аналогично $\sum_{m=0}^{\infty} \frac{1}{2^m} (e^{-2m} - 1) = \frac{1}{2} (e^{-2} - 1)$ — уже считали, как
 значение от $u = \frac{1}{2}$, а от $\frac{1}{2}$ — это значение у функции $z(u, p)$

→ поговорим с KLM North West a 3R. Коммунальщики, 11/1
 поговорим с директором KIAS (Kang, Louis)

$\frac{1}{4} N_{22}(u=1, p) = \pi - p \left[2\sqrt{2} - 1 + 2\ln \frac{1}{p} - 2\operatorname{arctanh} \frac{1}{\sqrt{2}} \right]$ — значение от
 ф. Ахарони (5), где $p = 1$. Так же, как и p — значение.

→ Коммунальщики — KIAS — 4 часа (!) на 3-й, Cont. Mat. Fellow.

Рассмотрим ф. Ахарони (5) в p : $\pi D_2 = (p - \frac{1}{p}) \ln \left(\frac{\sqrt{2} + 1 + \frac{\sqrt{2}}{4} p^2}{\sqrt{2} - 1 + \frac{\sqrt{2}}{4} p^2} \right) +$
 $+ \frac{2}{p} \ln(\sqrt{2} + 1) + p \ln \left(\frac{p^2}{4} \right) + 2 \left[\frac{\pi}{2} - \sqrt{2} p \right] + \frac{2}{3} \left(\frac{1}{p} - p \right) \sqrt{2} \left(1 + \frac{p^2}{4} \right) +$
 $+ \frac{2}{3} \frac{1}{p} - \frac{2}{3} \frac{\sqrt{2}}{p} + \frac{2}{3} (1 + \frac{p^2}{2}) (2p - \frac{1}{p}) = p \ln \left(\frac{\sqrt{2} + 1}{\sqrt{2} - 1} \right) - \frac{1}{p} \ln \left[\frac{\sqrt{2} + 1}{\sqrt{2} - 1} (1 - \frac{\sqrt{2}}{2} p^2) \right] +$
 $+ \frac{2}{p} \ln(\sqrt{2} + 1) + 2p \ln \frac{p}{2} + \pi - 2\sqrt{2} p + \frac{\sqrt{2}}{3} \frac{1}{p} + \frac{\sqrt{2}}{6} p - p \sqrt{2} \frac{2}{3} + \frac{2}{3} (1 - \sqrt{2}) \frac{1}{p} +$
 $+ \frac{2}{3} 2p - \frac{1}{p} \frac{2}{3} - \frac{1}{3} p = + 2p \operatorname{arctanh} \frac{1}{\sqrt{2}} - \frac{1}{p} \ln \left(\frac{\sqrt{2} + 1}{\sqrt{2} - 1} \right) + \frac{1}{p} \frac{\sqrt{2}}{2} p^2 + \frac{2}{p} \ln(\sqrt{2} + 1) +$
 $+ 2p \ln \frac{p}{2} + \pi + p \left[-2\sqrt{2} + \frac{2}{3} \sqrt{2} + \frac{4}{3} - \frac{1}{3} \right] = \pi + 2p \ln \frac{p}{2} - 2\sqrt{2} p + p + 2p \operatorname{arctanh} \frac{1}{\sqrt{2}} +$
 $+ \frac{1}{p} \ln \left(\frac{\sqrt{2} + 1}{(\sqrt{2} - 1)} \right) = \pi - p \left[2\sqrt{2} - 1 + 2\ln \frac{2}{p} - 2\operatorname{arctanh} \frac{1}{\sqrt{2}} \right] + \frac{1}{p} \ln \left(\frac{\sqrt{2} + 1}{\sqrt{2} - 1} \right) -$
 — это в терминах значения с. или $\frac{1}{4} N_{22}(u, p)$ или $u = 1$ — значение.

Матрица. Интерпретация — (матрица)

→ Рассмотрим матрицу. Взаимодействие
 в 2D — взаимодействие с обеих сторон, не взаимодействует
 $\vec{M}(\vec{r})$ внутри газа.

$$W_m = \frac{1}{2V} \int d^3 \vec{r} d^3 \vec{r}' M_\alpha(\vec{r}) M_\beta(\vec{r}') \frac{\partial^2}{\partial x_\alpha \partial x_\beta} \frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|}$$

$$W_m = - \frac{1}{2V} \int d^3 \vec{r} d^3 \vec{r}' \hat{G}_{\alpha\beta}(\vec{r}, \vec{r}') M_\alpha(\vec{r}) M_\beta(\vec{r}')$$

- Упреждающие : (1) $\vec{M}(\vec{r}) = \begin{cases} \vec{M}_0, & \vec{r} \in \text{gas} \\ 0, & \vec{r} \text{ вне gas} \end{cases}$ — hom. dots — APL 99
 (2) $M(\vec{r})$ не зависит от z (нормаль), т.е. L-матрица — (M || плоскости на)
 (3) $\vec{M}(\vec{r})$ — double domain — hom. dots (M ⊥ плоскости на)
 (4) $\vec{M}(\vec{r}) \parallel$ плоскости на — Gr, JMM no Kye

(1) + (2) — const. SW-dot pattern.

Date. . .

Выводим формулу для вычисления поля в точке $\vec{r}$
 $\vec{M}(\vec{r}) = \vec{M}(\vec{r} + \vec{R}_n)$ $\vec{M}(\vec{r}) = \sum_{\vec{k}} \vec{M}_{\vec{k}}(z) e^{i\vec{k}\vec{r}}$, $e^{i\vec{k}\vec{R}_n} = 1$

$$\vec{M}_{\vec{k}}(z) = \frac{1}{S_{\text{ар.}} S_{\text{ар.}}} \int d^2\vec{p} \vec{M}(\vec{p}, z) e^{i\vec{k}\vec{p}}, \quad S_{\text{ар.}} = S_0$$

$$\frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|} = \left(\frac{4\pi}{V}\right) \left(\frac{L}{2\pi}\right) \int d\vec{q} \sum_{\vec{k}} \frac{1}{k^2 + q^2} e^{i\vec{q}(z-z')} e^{i\vec{k}(\vec{p}-\vec{p}')} = \frac{2}{S} \int d\vec{k} \sum_{\vec{k}} \frac{1}{k^2 + k_z^2} e^{i\vec{k}(\vec{p}-\vec{p}')} e^{ik_z(z-z')}$$

$$W_m = \pm \frac{1}{2V} \int d^3z \int d^3z' \frac{2}{S} \int d\vec{k} \sum_{\vec{k}} \frac{k_{\alpha} k_{\beta}}{k^2 + k_z^2} e^{ik_z(z-z')} e^{i\vec{k}(\vec{p}-\vec{p}')} M_{\alpha}(\vec{p}, z)$$

$$+ M_{\beta}(\vec{p}', z') = \frac{1}{VS} \int d\vec{k} \sum_{\vec{k}} \frac{k_{\alpha} k_{\beta}}{k^2 + k_z^2} \int d^2z d^2z' \int d^2\vec{p} M_{\alpha}(\vec{p}, z) e^{i\vec{k}\vec{p}} \int d^2\vec{p}' M_{\beta}(\vec{p}', z') e^{i\vec{k}\vec{p}'} e^{ik_z(z-z')}$$

$$= \left| \int d^2\vec{p} M_{\alpha}(\vec{p}, z) e^{i\vec{k}\vec{p}} = N \int d^2\vec{p} M_{\alpha}(\vec{p}, z) e^{i\vec{k}\vec{p}} = NS_0 M_{\alpha}^{\vec{k}}(z) \right| =$$

$$= \frac{N^2 S_0^2}{VS} \int d\vec{k} \sum_{\vec{k}} \frac{k_{\alpha} k_{\beta}}{k^2 + k_z^2} \int d^2z d^2z' e^{ik_z(z-z')} M_{\vec{k}}^{\alpha}(z) M_{-\vec{k}}^{\beta}(z')$$

$$\sum_{\alpha} k_{\alpha} M_{\vec{k}}^{\alpha}(z) = (\vec{k} \cdot \vec{M}_{\vec{k}}) = \vec{k}_{\parallel} \cdot \vec{M}_{\vec{k}_{\parallel}} + k_z M_{\vec{k}_{\parallel}}^z, \quad \vec{k} = (\vec{k}_{\parallel}, k_z) = (\vec{k}_{\parallel}, q)$$

$$W_m = \frac{1}{L} \int d\vec{q} \sum_{\vec{k}} \int d^2z d^2z' e^{iq(z-z')} \left[\vec{k}_{\parallel} \cdot \vec{M}_{\vec{k}_{\parallel}} + q M_{\vec{k}_{\parallel}}^z \right] \left[\vec{k}_{\parallel} \cdot \vec{M}_{-\vec{k}_{\parallel}} + q M_{-\vec{k}_{\parallel}}^z \right] \frac{1}{k^2 + q^2}$$

$$= \frac{1}{L} \int d\vec{q} \sum_{\vec{k}} \int d^2z d^2z' e^{iq(z-z')} \frac{(\vec{k}_{\parallel} \cdot \vec{M}_{\vec{k}_{\parallel}})^2}{k^2 + q^2} + \frac{1}{L} \int d\vec{q} \sum_{\vec{k}} \int d^2z d^2z' e^{iq(z-z')} \frac{q}{k^2 + q^2} \left[\vec{k}_{\parallel} \cdot \vec{M}_{\vec{k}_{\parallel}} M_{-\vec{k}_{\parallel}}^z + \vec{k}_{\parallel} \cdot \vec{M}_{-\vec{k}_{\parallel}} M_{\vec{k}_{\parallel}}^z \right] + \frac{1}{L} \int d\vec{q} \sum_{\vec{k}} \int d^2z d^2z' e^{iq(z-z')} \frac{q^2}{k^2 + q^2} |M_{\vec{k}_{\parallel}}^z|^2$$

B (1) - Знаем формулу $\int d\vec{q} (\dots)$: $\int_{-\infty}^{\infty} d\vec{q} \frac{e^{iq(z-z')}}{k^2 + q^2} = \frac{\pi}{k} e^{-k|z-z'|}$

$$\int_{-\infty}^{\infty} d\vec{q} \frac{e^{iqz}}{k^2 + q^2} q = \int_{-\infty}^{\infty} d\vec{q} q \frac{\cos qz + i \sin qz}{k^2 + q^2} = 2i \int_0^{\infty} d\vec{q} \frac{q \sin qz}{k^2 + q^2} = 2i \frac{\pi}{8} [2e^{-\frac{3}{2}k} + e^{-\frac{1}{2}k} + e^{-\frac{5}{2}k}]$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} d\vec{q} \frac{q^2}{k^2 + q^2} e^{iqz} = \int_{-\infty}^{\infty} d\vec{q} e^{iqz} \left[1 - \frac{k^2}{k^2 + q^2} \right] = 2\pi \delta(z) - k^2 \frac{\pi}{k} e^{-k|z|}$$

$$W_m = \frac{\pi}{L} \sum_{\vec{k}} \int d^2z d^2z' \left(\vec{k}_{\parallel} \cdot \vec{M}_{\vec{k}_{\parallel}}(z) \right)^2 \frac{1}{k} e^{-k|z-z'|} + \frac{2\pi i}{L} \sum_{\vec{k}} \int d^2z d^2z' \text{Re} \left[M_{\vec{k}_{\parallel}}^z(z) (\vec{k}_{\parallel} \cdot \vec{M}_{-\vec{k}_{\parallel}}(z')) \right] e^{-k|z-z'|}$$

$$+ \frac{1}{L} \sum_{\vec{k}} \int d^2z d^2z' |M_{\vec{k}_{\parallel}}^z(z)|^2 [2\pi \delta(z-z') - \pi k e^{-k|z-z'|}]$$

Date.

$$\int_0^L dz dz' e^{-k|z-z'|} = \frac{2L}{k} f(kL)$$

Вспомогательная функция

$$\begin{aligned} W_m &= \frac{\pi}{L} \sum_{\vec{k}} \int dz dz' (\vec{k} \cdot \vec{M}_{\vec{k}}(z)) (\vec{k} \cdot \vec{M}_{-\vec{k}}(z')) \frac{1}{k} e^{-k|z-z'|} + \\ &+ \frac{\pi i}{L} \sum_{\vec{k}} \int dz dz' \left[M_{\vec{k}}^z(z) (\vec{k} \cdot \vec{M}_{-\vec{k}}(z')) + M_{-\vec{k}}^z(z') (\vec{k} \cdot \vec{M}_{\vec{k}}(z)) \right] e^{-k|z-z'|} + \frac{1}{L} \sum_{\vec{k}} \int dz dz' M_{\vec{k}}^z(z) M_{-\vec{k}}^z(z') \cdot \\ &\cdot [2\pi\delta(z-z') - \pi k e^{-k|z-z'|}] = 2\pi \frac{1}{L} \sum_{\vec{k}} \int dz |M_{\vec{k}}^z(z)|^2 - \frac{\pi}{L} \sum_{\vec{k}} \int dz dz' M_{\vec{k}}^z(z) M_{-\vec{k}}^z(z') k e^{-k|z-z'|} + \\ &+ (\dots) = \frac{\pi}{L} \sum_{\vec{k}} \int dz dz' e^{-k|z-z'|} k \left[\frac{1}{k^2} (\vec{k} \cdot \vec{M}_{\vec{k}}(z)) (\vec{k} \cdot \vec{M}_{-\vec{k}}(z')) - M_{\vec{k}}^z(z) M_{-\vec{k}}^z(z') \right] + \\ &+ \frac{\pi i}{L} \sum_{\vec{k}} \int dz dz' e^{-k|z-z'|} \left[M_{\vec{k}}^z(z) (\vec{k} \cdot \vec{M}_{-\vec{k}}(z')) + M_{-\vec{k}}^z(z') (\vec{k} \cdot \vec{M}_{\vec{k}}(z)) \right] + \frac{2\pi}{L} \sum_{\vec{k}} \int dz |M_{\vec{k}}^z(z)|^2 \end{aligned}$$

Умножим @, $M^{\alpha}(\vec{r})$ не зависит от z , т.е. поверхностная (только) гора. Тогда

$$\begin{aligned} \rightarrow W_m &= 2\pi \sum_{\vec{k}} f(kL) \left[\frac{1}{k^2} |(\vec{k} \cdot \vec{M}_{\vec{k}})|^2 - |M_{\vec{k}}^z|^2 \right] + 2\pi \sum_{\vec{k}} |M_{\vec{k}}^z|^2 + \\ &+ 2\pi i \sum_{\vec{k}} \frac{1}{k} f(kL) \left[M_{\vec{k}}^z (\vec{k} \cdot \vec{M}_{-\vec{k}}) + M_{-\vec{k}}^z (\vec{k} \cdot \vec{M}_{\vec{k}}) \right] + 2\pi \sum_{\vec{k}} [1-f(kL)] |M_{\vec{k}}^z|^2 \\ &= 2\pi \sum_{\vec{k}} \frac{f(kL)}{k^2} |(\vec{k} \cdot \vec{M}_{\vec{k}})|^2 + 2\pi i \sum_{\vec{k}} \frac{f(kL)}{k} \left[M_{\vec{k}}^z (\vec{k} \cdot \vec{M}_{-\vec{k}}) + M_{-\vec{k}}^z (\vec{k} \cdot \vec{M}_{\vec{k}}) \right] + \\ &+ 2\pi \sum_{\vec{k}} [1-f(kL)] |M_{\vec{k}}^z|^2, \quad \text{если еще } M_{\vec{k}}^z = 0, \text{ то } W_m = 2\pi \sum_{\vec{k}} \frac{f(kL)}{k^2} |(\vec{k} \cdot \vec{M}_{\vec{k}})|^2 \quad \text{APL 33} \end{aligned}$$

Т.е. все неизвестности гора имеет в $\vec{M}_{\vec{k}} = \frac{1}{S_0} \int_{S_0} d^2\vec{p} \vec{M}(\vec{p}) e^{i\vec{k}\vec{p}}$, а гора по-прежнему 2D-поле (с неизвестностью на границе).

Если гора однородна (F-тип изогипсы), то граница состоит из гора

$$\text{гора } u \vec{M}_{\vec{k}} = \frac{1}{S_0} \int_{S_0} d^2\vec{p} \vec{M}(\vec{p}) e^{i\vec{k}\vec{p}}.$$

$$\text{Если } M^{\alpha}(\vec{p}) = \sum_{mn} \lambda_{mn}^{\alpha} J_m(\alpha p) e^{im\varphi} \text{ и гора неизвестна,}$$

$$\text{Тогда } M_{\vec{k}}^{\alpha} = \frac{1}{S_0} \int_{S_0} d^2\vec{p} \sum_{mn} \lambda_{mn}^{\alpha} J_m(\alpha p) e^{im\varphi} e^{i\vec{k}\vec{p}} = \left| e^{i\vec{k}\vec{p}} = e^{ik\rho\alpha\cos(\varphi-\varphi_k)} \right|$$

$$= \frac{1}{S_0} \sum_{mn} \int_{S_0} d^2\vec{p} \lambda_{mn}^{\alpha} i^n J_m(\alpha p) J_n(k\rho) e^{-im\varphi} e^{in(\varphi-\varphi_k)} =$$

$$= \frac{1}{S_0} \sum_{mn} \int_{S_0} d^2\vec{p} \lambda_{mn}^{\alpha} i^n J_m(\alpha p) J_n(k\rho) e^{-im\varphi} 2\pi\delta_{mn} =$$

Date.

$I_p^{mn}(k)$

$$= \frac{2\pi}{S_d} \sum_{mn} i^m \lambda_{mn}^d e^{im\varphi_k} \int_0^{\infty} dp p J_m(x_{mn} p) J_m(k p) = \frac{2\pi}{S_d} \sum_{mn} i^m \lambda_{mn}^d e^{im\varphi_k} I_p^{mn}(k)$$

$$|M_k^d|^2 = \left(\frac{2\pi}{S_d} \right)^2 (\cdot)(\cdot)^*, (\vec{k} \cdot \vec{M}_k) = \sum_d k_d M_k^d = \frac{2\pi}{S_d} \sum_{mn} i^m \lambda_{mn}^d k_d e^{im\varphi_k}$$

$$k^d: k_x = k \cos \varphi_k, k_y = k \sin \varphi_k, (\vec{k} \cdot \vec{\lambda}_{mn}) = k \lambda_{mn} \cos(\varphi_k - \varphi_{mn})$$

$$i^m e^{-im\varphi_k} = e^{im\pi/2} e^{-im\varphi_k} = e^{im(\pi/2 - \varphi_k)}$$

$$|(\vec{k} \cdot \vec{M}_k)|^2 = \left(\frac{2\pi}{S_d} \right)^2 \sum_{mn} \lambda_{mn}^d k_d e^{im(\pi/2 - \varphi_k)} I_p^{mn}(k) \sum_{m'n'd'} \lambda_{m'n'}^{d'} k_{d'} e^{-im'(\pi/2 - \varphi_{m'n'})}$$

$$= \left(\frac{2\pi}{S_d} \right)^2 \sum_{mn} I_p^{mn} I_p^{m'n'} e^{i(m-m')(\pi/2 - \varphi_k)} \lambda_{mn}^d k_d \lambda_{m'n'}^{d'} k_{d'} =$$

$$= \left(\frac{2\pi}{S_d} \right)^2 \sum_{mn} I_p^{mn} I_p^{m'n'} k^2 e^{i(m-m')(\pi/2 - \varphi_k)} \lambda_{mn} \lambda_{m'n'}^* \cos(\varphi_k - \varphi_{mn}) \cos(\varphi_k - \varphi_{m'n'})$$

M-basis. $M_d^*(p) = \sum_{mn} (\lambda_{mn}^d)^* J_m(x_p) e^{im\varphi} = \sum_{mn} \lambda_{mn}^d J_m(x_p) e^{-im\varphi} =$

$$= \sum_{mn} \lambda_{-mn}^d J_{-m}(x_p) e^{im\varphi} = \sum_{mn} \lambda_{-mn}^d (-1)^m J_m(x_p) e^{im\varphi},$$

T.e. $(\lambda_{mn}^d)^* = (-1)^m \lambda_{-mn}^d$.

$$|(\vec{k} \cdot \vec{M}_k)|^2 = (\cdot)^2 k^2 \sum_{mn} I_p^{mn} I_p^{m'n'} \lambda_{mn} \lambda_{m'n'}^* e^{i(m-m')(\pi/2 - \varphi_k)} \frac{1}{2} [\cos(2\varphi_k - \varphi_{mn} - \varphi_{m'n'}) +$$

$$+ \cos(\varphi_{mn} + \varphi_{m'n'})] = (\cdot)^2 k^2 \sum_{mn} I_p^{mn} I_p^{m'n'} \lambda_{mn} \lambda_{m'n'}^* e^{i(m-m')(\pi/2 - \varphi_k)} \times$$

$$\times [e^{i(2\varphi_k - \varphi_{mn} - \varphi_{m'n'})} + e^{i(2\varphi_k - \varphi_{mn} - \varphi_{m'n'})} + e^{i(\varphi_{mn} + \varphi_{m'n'})} + e^{i(\varphi_{mn} + \varphi_{m'n'})}]$$

$$\sum_k F(k) e^{im\varphi_k} \text{ b bazy Cym. pew. Kazyony } \vec{k} \in \varphi_k \text{ cosob, } \vec{k} \in \vec{k}$$

$\varphi_{-\vec{k}} = \pi + \varphi_{\vec{k}}$. Nosony μ -nosoe zgea. U nob, bonyo

$\mu=0$. T.e. $m-m'=\pm 2$ uau $m=m'$ pazpewenno Cym.

$$|(\vec{k} \cdot \vec{M}_k)|^2 = \left(\frac{2\pi}{S_d} \right)^2 \frac{k^2}{4} \sum_{mnn'} I_p^{mn} I_p^{m'n'} \lambda_{mn} \lambda_{m'n'}^* 2 \cos(\varphi_{mn} + \varphi_{m'n'}) + (\text{residue})$$

Wzeto $\vec{M}(\vec{p}) = \sum_n \vec{M}_n(\vec{p} - \vec{p}_n)$, $\vec{p}_n$ - yzwy piewesku gawo (czepny yzwy)

$M(\vec{p} - \vec{p}_n) = \int_0^R M(\vec{p}) |\vec{p} - \vec{p}_n| < R$, T.e. xosom pazpewenno ognogorobue do 0, uauare u neprozozecne.

$\vec{p}_n \in \vec{p}$ $W_m = \frac{(-1)}{2V} \int d^2 \vec{p} d^2 \vec{p}' g_{2p}(\vec{p}, \vec{p}') M_d(\vec{p}) M_p(\vec{p}') = |\hat{g}(\vec{p}, \vec{p}')| = \frac{1}{L^2} \int d^2 \vec{p} d^2 \vec{p}'$

Date.



$$= - \frac{1}{2V} \int d^3\vec{p} \int d^3\vec{p}' g_{\alpha\beta}(\vec{p}, \vec{p}') \sum_{nn'} M_n^\alpha(\vec{p}, \vec{p}_n) M_{n'}^\beta(\vec{p}', \vec{p}_{n'})$$

$$\vec{H}_d^n(\vec{p}) = \int d^3\vec{p}' \hat{g}(\vec{p}, \vec{p}') \vec{M}(\vec{p}'), \quad \vec{H}_d(\vec{p}) = \sum_n \vec{H}_d^n(\vec{p}) = \sum_n \int d^3\vec{p}' \hat{g}(\vec{p}, \vec{p}') \vec{M}(\vec{p}')$$

$$W_m^{n'} = - \int_{S_{n'}} \vec{M}(\vec{p}) \vec{H}_d(\vec{p}) d^3\vec{p}, \quad W_m = + \sum_{n'} W_m^{n'} + W_m^{in-det}$$

$$W_m = \sum_{n'} W_m^{n'} = - \sum_{n'} \int_{S_{n'}} d^3\vec{p} \vec{M}(\vec{p}) \vec{H}_d(\vec{p}) = - \sum_{n'} \int_{S_{n'}} d^3\vec{p} \vec{M}(\vec{p}) \sum_n \int_{S_n} d^3\vec{p}' \hat{g}(\vec{p}, \vec{p}') \vec{M}(\vec{p}')$$

$$= - \sum_{nn'} \int_{S_n} d^3\vec{p} \int_{S_{n'}} d^3\vec{p}' \hat{g}(\vec{p}, \vec{p}') M_\alpha(\vec{p}) M_\beta(\vec{p}') = - \sum_{nn'} \int_{S_n} d^3\vec{p} \int_{S_{n'}} d^3\vec{p}' g_{\alpha\beta}(\vec{p}, \vec{p}') M_\alpha(\vec{p}) M_\beta(\vec{p}')$$

$$\times M_\alpha(\vec{p}_n) M_\beta(\vec{p}_{n'}) = - \sum_{nn'} \int_{S_n} d^3\vec{p} \int_{S_{n'}} d^3\vec{p}' g_{\alpha\beta}(\vec{p}, \vec{p}') M_\alpha(\vec{p}) M_\beta(\vec{p}')$$

$$W_m^{int} = - \sum_{nn'} \int_{S_n} d^3\vec{p} \int_{S_{n'}} d^3\vec{p}' g_{\alpha\beta}(\vec{p}, \vec{p}') M_\alpha(\vec{p}) M_\beta(\vec{p}') \cdot (1/2)$$

$$g_{\alpha\beta}(\vec{p}, \vec{p}') = - \frac{1}{\pi} \int d^2\vec{k} f(k_L) \frac{k_\alpha k_\beta}{k^2} e^{i\vec{k}(\vec{p}-\vec{p}')} \quad \text{где } k^2 - \text{универсальная переменная}$$

$$g_{\alpha\beta}(\vec{p} + \vec{R}_n, \vec{p}' + \vec{R}_{n'}) = - \frac{1}{\pi} \int d^2\vec{k} \frac{k_\alpha k_\beta}{k^2} e^{i\vec{k}(\vec{p}-\vec{p}')} e^{i\vec{k}(\vec{R}_n - \vec{R}_{n'})} f(k_L), \quad \vec{R}_n - \text{вектор, 2D-параметр}$$

$$W_m^{int} = - \sum_{nn'} \int_{S_n} d^3\vec{p} \int_{S_{n'}} d^3\vec{p}' M_\alpha(\vec{p}) M_\beta(\vec{p}') \left(- \frac{1}{\pi} \right) \int d^2\vec{k} \frac{k_\alpha k_\beta}{k^2} e^{i\vec{k}\vec{p}} e^{-i\vec{k}\vec{p}'} e^{i\vec{k}(\vec{R}_n - \vec{R}_{n'})} f(k_L) =$$

$$= \frac{1}{\pi} \int d^2\vec{k} \frac{k_\alpha k_\beta}{k^2} e^{i\vec{k}(\vec{R}_n - \vec{R}_{n'})} f(k_L) \left[\int_{S_n} d^3\vec{p} M_\alpha(\vec{p}) e^{i\vec{k}\vec{p}} \right] \left[\int_{S_{n'}} d^3\vec{p}' M_\beta(\vec{p}') e^{-i\vec{k}\vec{p}'} \right] =$$

$$= \left| \text{для гауссовского} \right| = \frac{1}{\pi} \sum_{nn'} \int d^2\vec{k} \frac{k_\alpha k_\beta}{k^2} e^{i\vec{k}(\vec{R}_n - \vec{R}_{n'})} M_\alpha^\beta(\vec{k}) M_\beta^\alpha(-\vec{k}) f(k_L), \quad F(\vec{k}) = \sum_{nn'} e^{i\vec{k}(\vec{R}_n - \vec{R}_{n'})}$$

$$W_m^{int} = \frac{1}{\pi} \int d^2\vec{k} \frac{k_\alpha k_\beta}{k^2} F(\vec{k}) M^\alpha(\vec{k}) M^\beta(-\vec{k}) f, \quad F(\vec{k}) = \sum_{nn'} e^{i\vec{k}(\vec{R}_n - \vec{R}_{n'})} = \left| \sum_n e^{i\vec{k}\vec{R}_n} \right|^2 - 1$$

$$\sum_{n_x} e^{in_x k_x T} = \sum_{n_x} e^{in_x x} = 1 + 2 \sum_{n_x=1}^{N_x} \cos(n_x x) = 2 \sum_{n_x=0}^{N_x} \cos(n_x x) - 1 =$$

$$= 2 \frac{1}{2} \left[1 + \frac{\sin(N_x + \frac{1}{2})x}{\sin(\frac{x}{2})} \right] - 1 = \frac{\sin(N_x + \frac{1}{2})x}{\sin(\frac{x}{2})}$$

$$\sum_n e^{i\vec{k}\vec{R}_n} = \sum_n e^{ik_x R_n^x + ik_y R_n^y} = \sum_{n_x} e^{ik_x n_x T} \sum_{n_y} e^{ik_y n_y T} = \frac{\sin(N_x + \frac{1}{2})k_x T}{\sin(\frac{k_x T}{2})} \frac{\sin(N_y + \frac{1}{2})k_y T}{\sin(\frac{k_y T}{2})}$$

$$F(\vec{k}) = \left| \sum_n e^{i\vec{k}\vec{R}_n} \right|^2 - 1 = \frac{\sin^2(2N_x + 1) \frac{k_x T}{2}}{\sin^2 \frac{k_x T}{2}} \cdot \frac{\sin^2(2N_y + 1) \frac{k_y T}{2}}{\sin^2 \frac{k_y T}{2}} - 1$$

Date. 14. 01.

Удобно $n \neq n'$ можно использовать, тогда следует назвать индексы n, β .

$$W_m = \frac{S_0^2}{\pi} \int d\vec{k} \frac{k_x k_y}{k^2} F(\vec{k}) M^\alpha(\vec{k}) M^\beta(-\vec{k}) f(k), \quad F(\vec{k}) = \frac{\sin^2((2N_x+1)\frac{k_x T}{2})}{\sin^2 \frac{k_x T}{2}} \frac{\sin^2((2N_y+1)\frac{k_y T}{2})}{\sin^2 \frac{k_y T}{2}}$$

при $N_x, N_y \rightarrow \infty$, $\frac{\sin^2((2N_x+1)\frac{k_x T}{2})}{\sin^2 \frac{k_x T}{2}} \approx \frac{2\pi(2N_x+1)T}{T^2} \sum_{S=-\infty}^{\infty} \delta(k_x - \frac{2\pi S}{T}) =$
 $= \frac{2\pi L_x}{T^2} \sum_{S=-\infty}^{\infty} \delta(k_x - \frac{2\pi S}{T})$, L_x - размер ячейки по x .

$$W_m = \frac{S_0^2}{\pi} \int d\vec{k} \frac{k_x k_y}{k^2} f(2\pi)^2 \frac{L_x L_y}{T^4} \sum_{n_1, n_2} \delta(k_x - \frac{2\pi n_1}{T}) \delta(k_y - \frac{2\pi n_2}{T}) M^\alpha(\vec{k}) M^\beta(-\vec{k})$$

$$= \frac{4\pi S_0^2}{T^2 T^2} \sum_{\vec{k}} \frac{k_x k_y}{k^2} f(kL) M^\alpha_{\vec{k}} M^\beta_{-\vec{k}} = 4\pi S_0 \sum_{\vec{k}} \frac{1}{k^2} f(kL) (M_{\vec{k}} \cdot \vec{k})^2$$

вектор $\vec{k} = \frac{2\pi}{T}(n_1, n_2)$, $S = L_x L_y$

- с точ. до множителя выражение совпадает с резултатом АЛ'99.

W_m надо $\times \frac{1}{2}$ из-за учета гамильтонова цикла $\sum_{nn'} (...) \sim 1/S$. Значит увеличим в 2 раза. Итого:

$$W_m = -\frac{1}{2S} \sum_{nn'} \int d\vec{p} \int d\vec{p}' g_{\alpha\beta}(\vec{p} + \vec{R}_n, \vec{p}' + \vec{R}_{n'}) M^\alpha(\vec{p}) M^\beta(\vec{p}')$$

$$W_m = \frac{S_0^2}{2\pi S} \int d\vec{k} \frac{k_x k_y}{k^2} f(kL) F(\vec{k}) M^\alpha(\vec{k}) M^\beta(-\vec{k}), \quad F(\vec{k}) = \left| \sum_n e^{i\vec{k} \cdot \vec{R}_n} \right|^2$$

где $M^\alpha(\vec{k}) = \frac{1}{S_0} \int d\vec{p} M^\alpha(\vec{p}) e^{i\vec{k} \cdot \vec{p}}$, $\vec{R}_n$ - узлы решетки.

$$g_{\alpha\beta}(\vec{R}_n + \vec{p}, \vec{R}_{n'} + \vec{p}') = -\frac{1}{\pi} \int d\vec{k} f(kL) \frac{k_x k_y}{k^2} e^{i\vec{k} \cdot (\vec{p} - \vec{p}')} e^{i\vec{k} \cdot (\vec{R}_n - \vec{R}_{n'})}$$

Правильнее через $W_m = 2\pi \sum_{\vec{k}} \frac{f(kL)}{k^2} |(\vec{k} \cdot \vec{M}_{\vec{k}})|^2$ где $\vec{M}_{\vec{k}}$ - вектор решетки. Все согласуется с $M^\alpha_{\vec{k}}$. Для одномер. газа $M^\alpha(\vec{k}) \sim \frac{1}{J_1(kR)}$.

Для d.-d. газа много m-параметров углы характеризуются $M^\alpha(\vec{k})$. Для свободных газ. разложение $\vec{M}(\vec{p}) = \sum_{mn} J_m(x_p) e^{i\vec{p} \cdot \vec{R}_n}$ есть у Усова - ЖММ'93-94. Можно брать $\vec{M}(\vec{p})$ - бурбо.

14/1 Берем κ означено SW в rectangular dots.

$1 \times 1,75 \mu m$ газ. $H = 1,75$ - толщина. $H = 600 \text{ \AA} \rightarrow \frac{\omega_H}{\omega_M} = 0,059$. $\vec{q} \perp H, \vec{q} \parallel W$

$L = 35 \text{ nm}, W = 1 \mu m, l = 1,75 \mu m$. $p = \frac{L}{W} = \frac{35 \text{ nm}}{1000 \text{ nm}} = 0,035$, $u = \frac{l}{W} = \frac{1,75 \mu m}{1 \mu m} = 1,75$

Знач. расщепл. ω и ω_M : $f_0 = 5,2 \text{ GHz}; f_1 = 7,5 \text{ GHz}; f_2 = 9,6 \text{ GHz}; f_3 = 11,8 \text{ GHz}; f_4 = 14,2 \text{ GHz}$
 $\frac{\omega_M}{2\pi} = 30,1 \text{ GHz}$ $f_0 = 0,173; f_1 = 0,249; f_2 = 0,319; f_3 = 0,392; f_4 = 0,47$

Тогда как параметр $\omega_0 = 0,277 (!)$.

Date.

Гидродинамика газа. Ш.

Надо найти потенциал гравитации $Z_{m,00}$, $Y_{m,00}$ для прямоугольной доты, а то MCAO не удается.

$$g_{zz}(\vec{r}, \vec{r}') = \frac{1}{\pi L} \int_0^{2\pi} du \left[\frac{1}{i[(x-x')\cos u + (y-y')\sin u]} + \frac{1}{L - i[(x-x')\cos u + (y-y')\sin u]} \right]$$

$$\int_0^L dx' \frac{1}{a + b(x-x')} = \int_0^L dx' \frac{1}{b} \frac{d(a + b(x-x'))}{a + b(x-x')} = \frac{1}{b} \int_0^L dx' \ln[a + b(x-x')] \Big|_0^L =$$

$$= \frac{1}{b} \int_0^L dx' [\ln[a + b(L-x')] - \ln[a - bx']] = -\frac{1}{b^2} [a + b(L-x')] \ln[a + b(L-x')] -$$

$$- [a + b(L-x')] \Big|_0^L + \frac{1}{b^2} [(a - bx') \ln(a - bx') - (a - bx')] \Big|_0^L = -\frac{1}{b^2} [a \ln a -$$

$$- a - (a + bL) \ln(a + bL) + (a + bL)] + \frac{1}{b^2} [(a - bL) \ln(a - bL) - (a - bL) -$$

$$- a \ln a + a] = \frac{1}{b^2} [-2a \ln a + (a + bL) \ln(a + bL) + (a - bL) \ln(a - bL)]$$

$$\int_0^L dx' \frac{1}{ay \sin u + \cos u (x-x')} = \left| \begin{matrix} a = ay \sin u \\ b = \cos u \end{matrix} \right| = \frac{1}{\cos^2 u} [-2ay \sin u \ln(ay \sin u) +$$

$$+ (ay \sin u + \cos u) \ln(ay \sin u + \cos u) + (ay \sin u - \cos u) \ln(ay \sin u - \cos u)]$$

$$\int_0^L dx' \frac{1}{a + b(x-x')} = + \frac{1}{b^2} [-2a \ln a + a \ln(a^2 - b^2 L^2) + bL \ln \frac{a+bL}{a-bL}]$$

$$\int_0^L dx' \frac{1}{ay \sin u + \cos u (x-x')} = \frac{1}{\cos^2 u} [-2ay \sin u \ln(ay \sin u) + ay \sin u \ln[ay^2 \sin^2 u - \cos^2 u] +$$

$$+ b \cos u \ln \frac{ay \sin u + \cos u}{ay \sin u - \cos u}]$$

$$g_{zz}(\vec{r}, \vec{r}') = \frac{1}{\pi L i} \int_0^{2\pi} du \left[\frac{1}{(y-y')\sin u + \cos u (x-x')} - \frac{1}{iL + (y-y')\sin u + \cos u (x-x')} \right]$$

$$\int_0^L dx' g_{zz}(\vec{r}, \vec{r}') = \frac{1}{\pi L i} \int_0^{2\pi} du \frac{1}{\cos^2 u} \left[-2a \ln a + a \ln(a^2 - L^2 \cos^2 u) + \cos u \ln \frac{a + \cos u}{a - \cos u} \right]$$

Нужно найти b и a :

$$g_{zz}(\vec{r}, \vec{r}') = \frac{2}{L} \left[\frac{1}{\sqrt{L^2 + (\vec{r} - \vec{r}')^2}} - \frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|} \right] = \frac{2}{L} \left[\frac{1}{\sqrt{L^2 + (x-x')^2 + (y-y')^2}} - \frac{1}{\sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2}} \right]$$

$$\int_{-L/2}^{L/2} dx' \frac{1}{\sqrt{\Delta^2 + (x-x')^2}} = \frac{1}{\Delta^2} \left[\frac{(L/2 - x)}{\sqrt{\Delta^2 + (L/2 - x)^2}} + \frac{(L/2 + x)}{\sqrt{\Delta^2 + (L/2 + x)^2}} \right]$$

$$\int_0^L dx' \frac{1}{\sqrt{\Delta^2 + (x'-x)^2}} = |x' - x = z| = \int \frac{dz}{\sqrt{\Delta^2 + z^2}} = \int \frac{dt}{\sqrt{1+t^2}} = \ln(t + \sqrt{t^2 + 1}) = |t = z/\Delta| =$$

$$= \ln \left(\frac{z}{\Delta} + \sqrt{\frac{z^2}{\Delta^2} + 1} \right) = \operatorname{arcsinh} \frac{z}{\Delta} = \operatorname{arcsinh} \frac{(x'-x)|}{\Delta} \Big|_0^L = \operatorname{arcsinh} \frac{L-x}{\Delta} - \operatorname{arcsinh} \frac{(-x)}{\Delta}$$

Date.

$$\int_{-l}^l dx \operatorname{arcsch} \frac{l-x}{\Delta} = |l-x+l| = - \int_0^l dt \operatorname{arcsch} \frac{t}{\Delta} = \int_0^l dt \operatorname{arcsch} \frac{t}{\Delta} = \left| \frac{t}{\Delta} - z \right| =$$

$$= \int_0^l dt \operatorname{arcsch} \frac{t}{\Delta} = \left[t \operatorname{arcsch} \frac{t}{\Delta} - \sqrt{t^2 + \Delta^2} \right]_0^l = l \operatorname{arcsch} \frac{l}{\Delta} - \sqrt{l^2 + \Delta^2} + |\Delta|$$

$$\int_{-l}^l dx \operatorname{arcsch} \frac{-x}{\Delta} = |-x+l| = - \int_0^l dt \operatorname{arcsch} \frac{t}{\Delta} = \int_{-l}^0 dt \operatorname{arcsch} \frac{t}{\Delta} = \left[t \operatorname{arcsch} \frac{t}{\Delta} - \sqrt{t^2 + \Delta^2} \right]_{-l}^0$$

$$= -|\Delta| - \left[-l \operatorname{arcsch} \frac{l}{\Delta} - \sqrt{l^2 + \Delta^2} \right] = \sqrt{l^2 + \Delta^2} - |\Delta| - l \operatorname{arcsch} \frac{l}{\Delta}$$

$$\rightarrow \int_0^l \int_0^l \frac{dx dx'}{\sqrt{\Delta^2 + (x-x')^2}} = \int_0^l dx \left[\operatorname{arcsch} \frac{l-x}{\Delta} + \operatorname{arcsch} \frac{x}{\Delta} \right] = 2 \int_0^l dx \operatorname{arcsch} \frac{x}{\Delta} = 2 \left[l \operatorname{arcsch} \frac{l}{\Delta} - \sqrt{l^2 + \Delta^2} + |\Delta| \right]$$

$$\int_0^l \int_0^l dx dx' g_{zz}(\vec{r}, \vec{r}') = \frac{2}{L} \int_0^l dx dx' \left[\frac{1}{\sqrt{\Delta^2 + (y-y')^2 + (x-x')^2}} - \frac{1}{\sqrt{(y-y')^2 + (x-x')^2}} \right] =$$

$$= \frac{2}{L} \left[l \operatorname{arcsch} \frac{l}{\sqrt{l^2 + (y-y')^2}} + \sqrt{(y-y')^2 + L^2} - \sqrt{l^2 + L^2 + (y-y')^2} - l \operatorname{arcsch} \frac{l}{|y-y'|} - \right.$$

$$\left. - |y-y'| + \sqrt{l^2 + (y-y')^2} \right] = \frac{4}{L} \left[l \operatorname{arcsch} \frac{l}{\sqrt{l^2 + (y-y')^2}} - l \operatorname{arcsch} \frac{l}{|y-y'|} + \sqrt{L^2 + (y-y')^2} - \sqrt{l^2 + L^2 + (y-y')^2} \right] = l g_{zz}(y, y')$$

$$\rightarrow \sum_{m,00}^{m,00} = \frac{1}{N} \int_0^L \int_0^L d\vec{r} d\vec{r}' \cos q_m y \cdot \cos q_m y' \cdot L g_{zz}(\vec{r}, \vec{r}') = \left(\frac{m_0^2 L}{4\pi A_{m,00}} \right) \int_0^W dy dy' \cos q_m y \cos q_m y'$$

$$\times \int_0^l dx dx' g_{zz}(\vec{r}, \vec{r}') = \left(\cdot \right) \int_0^W dy dy' \cos q_m y \cos q_m y' \cdot \frac{4l}{L} \left[\operatorname{arcsch} \frac{l}{\sqrt{L^2 + (y-y')^2}} - \operatorname{arcsch} \frac{l}{|y-y'|} + \sqrt{L^2 + (y-y')^2} - |y-y'| + \sqrt{l^2 + (y-y')^2} - \sqrt{l^2 + L^2 + (y-y')^2} \right]$$

W/m $l \gg L, w$ - infinite wires: $\operatorname{arcsch} \frac{l}{\Delta} = \ln \frac{2l}{\Delta} + O\left(\left(\frac{\Delta}{l}\right)^2\right)$

$$g_{zz}(y, y') = \frac{1}{l} \int_0^l dx dx' g_{zz}(\vec{r}, \vec{r}') = \frac{4}{L} \left[\ln \frac{2l}{\sqrt{L^2 + (y-y')^2}} - \ln \frac{2l}{|y-y'|} + \frac{1}{l} \left(\sqrt{l^2 + \Delta y^2} - \sqrt{l^2 + L^2 + \Delta y^2} \right) \right] = \frac{4}{L} \ln \frac{|y-y'|}{\sqrt{L^2 + (y-y')^2}} + \sqrt{1 + \frac{\Delta y^2}{l^2}} - \sqrt{1 + \frac{L^2 + \Delta y^2}{l^2}} = \frac{2}{L} \ln \frac{(y-y')^2}{L^2 + (y-y')^2}$$

- a two b normalized of wires as $2\pi/\pi$

$$\sqrt{L^2 + l^2 + \Delta y^2} = l \sqrt{1 + \frac{L^2 + \dots}{l^2}} = \sqrt{l^2 + \Delta y^2} \sqrt{1 + \frac{L^2}{l^2 + \Delta y^2}} = \sqrt{l^2 + \Delta y^2} \left[1 + \frac{1}{2} \frac{L^2}{l^2 + \Delta y^2} \right]$$

$$\frac{L^2}{l^2 + \Delta y^2} \leq \frac{L^2}{l^2} = \frac{L^2}{w^2} \frac{w^2}{l^2} = \rho^2 \frac{1}{u^2} \ll 1 \text{ w/m } \rho \ll 1, u \sim 1, \text{ normaly}$$

$$\rightarrow \sum_{m,00}^{m,00} = \left(\cdot \right) \frac{4l}{L} \int_0^W dy dy' \cos q_m y \cos q_m y' \left[\operatorname{arcsch} \frac{l}{\sqrt{L^2 + (y-y')^2}} - \operatorname{arcsch} \frac{l}{|y-y'|} + \sqrt{L^2 + (y-y')^2} - |y-y'| \right]$$

3.2.1. (2.11) - L.W.L. - infinite.

Date. 15.01.

Rectangular dots

$$\operatorname{arcsch} \frac{x}{a} = \ln \left(\frac{x}{a} + \sqrt{\frac{x^2}{a^2} + 1} \right) = \ln \frac{\sqrt{x^2 + a^2} + x}{a}$$

$$\operatorname{arcsch} x - \operatorname{arcsch} y = \operatorname{arcsch} (x\sqrt{1+y^2} - y\sqrt{1+x^2})$$

$$= \operatorname{arcsch} \frac{l}{\sqrt{L^2 + \Delta^2}} - \operatorname{arcsch} \frac{l}{|A|} = \operatorname{arcsch} \left(\frac{l}{\sqrt{L^2 + \Delta^2}} \sqrt{1 + \frac{e^2}{\Delta^2}} - \frac{l}{|A|} \sqrt{1 + \frac{e^2}{L^2 + \Delta^2}} \right) =$$

$$= \operatorname{arcsch} \left(\frac{1}{|A| \sqrt{L^2 + \Delta^2}} [l \sqrt{e^2 + \Delta^2} - l \sqrt{L^2 + e^2 + \Delta^2}] \right) = \operatorname{arcsch} \left(\frac{l}{|A|} \frac{\sqrt{e^2 + \Delta^2} - \sqrt{L^2 + e^2 + \Delta^2}}{\sqrt{L^2 + \Delta^2}} \right),$$

Здесь $\Delta = y - y'$.

$$\operatorname{arcsch} \frac{l}{\sqrt{L^2 + \Delta^2}} = \ln \frac{l + \sqrt{e^2 + L^2 + \Delta^2}}{\sqrt{L^2 + \Delta^2}}, \quad \operatorname{arcsch} \frac{l}{|A|} = \ln \frac{l + \sqrt{e^2 + \Delta^2}}{|A|}$$

$$R = \operatorname{arcsch} \frac{l}{\sqrt{L^2 + \Delta^2}} - \operatorname{arcsch} \frac{l}{|A|} = \ln \left(\frac{l + \sqrt{e^2 + L^2 + \Delta^2}}{\sqrt{L^2 + \Delta^2}} \cdot \frac{|A|}{l + \sqrt{e^2 + \Delta^2}} \right)$$

$$g_{zz}(y, y') = \frac{y}{L} \left[\ln \left(\frac{l + \sqrt{e^2 + L^2 + (y - y')^2}}{l + \sqrt{e^2 + (y - y')^2}} \frac{|y - y'|}{\sqrt{L^2 + (y - y')^2}} \right) + \right. \quad 15/1$$

$$\left. + \frac{1}{e} \left(\sqrt{L^2 + (y - y')^2} - |y - y'| + \sqrt{e^2 + (y - y')^2} - \sqrt{L^2 + e^2 + (y - y')^2} \right) \right]$$

$$\ln \left(\frac{l + \sqrt{e^2 + L^2 + \Delta^2}}{l + \sqrt{e^2 + \Delta^2}} \right) = \ln \left[\frac{l + \sqrt{e^2 + \Delta^2} + \frac{1}{2} \frac{L^2}{\sqrt{e^2 + \Delta^2}} + O\left(\frac{L^4}{e^2}\right)}{l + \sqrt{e^2 + \Delta^2}} \right] =$$

$$= \ln \left[1 + \frac{1}{2} \frac{L^2}{(l + \sqrt{e^2 + \Delta^2}) \sqrt{e^2 + \Delta^2}} \right] = \frac{1}{2} \frac{L^2}{(l + \sqrt{e^2 + \Delta^2}) \sqrt{e^2 + \Delta^2}} + O\left(\left(\frac{L}{e}\right)^4\right)$$

$$\sqrt{e^2 + \Delta^2} - \sqrt{L^2 + e^2 + \Delta^2} = -\frac{1}{2} \frac{L^2}{\sqrt{e^2 + \Delta^2}} + O\left(\left(\frac{L}{e}\right)^4\right), \quad \Delta = y - y'.$$

$$g_{zz}(y, y') = \frac{y}{L} \left[\ln \frac{|y - y'|}{\sqrt{L^2 + \Delta^2}} + \frac{1}{2} \frac{L^2}{(l + \sqrt{e^2 + \Delta^2}) \sqrt{e^2 + \Delta^2}} - \frac{1}{2e} \frac{L^2}{\sqrt{e^2 + \Delta^2}} + \right.$$

$$\left. + \frac{1}{e} \left(\sqrt{L^2 + \Delta^2} - |A| \right) \right] = \frac{y}{L} \left[\ln \frac{|A|}{\sqrt{L^2 + \Delta^2}} - \frac{1}{2e} \frac{L^2}{(l + \sqrt{e^2 + \Delta^2}) \sqrt{e^2 + \Delta^2}} + \frac{1}{e} \left(\sqrt{L^2 + \Delta^2} - |A| \right) \right] + O\left(\frac{L^3}{e^3}\right)$$

$$\hat{Z}_{m00}^{m'00} = \frac{1}{\pi \sqrt{\epsilon_m \epsilon_{m'}}} \int_0^w dy dy' \cos \pi m y \cos \pi m' y' \left[\ln \frac{\Delta^2}{(L^2 + \Delta^2)} + \frac{2}{e} \left(\sqrt{L^2 + \Delta^2} - |A| \right) - \frac{L^2}{e(l + \sqrt{L^2 + \Delta^2})} \right]$$

$$\hat{Z}_{m00}^{m'00} = \frac{1}{\pi \sqrt{\epsilon_m \epsilon_{m'}}} \int_0^1 dx dx' \cos(\pi m x) \cos(\pi m' x') \left[\ln \frac{(x - x')^2}{p^2 + (x - x')^2} + \frac{2}{u} \left(\sqrt{p^2 + (x - x')^2} - |x - x'| \right) - \frac{p^2}{u(u + \sqrt{p^2 + (x - x')^2})} \right]$$

где введены: $g_{xx}, u = l/w = \text{коэф. } (S1), p = \frac{L}{w} \ll 1$.

Получен результат. Значение $\hat{Y}_{m00}^{m'00}$ введены. Значение $\hat{X}_{m00}^{m'00} \sim g_{xx}(\vec{p}, \vec{p}')$, а $Y_e^{e'}$ и $Y_{\text{ячейка}}^{e'}$ связаны $X_e^{e'} + Y_e^{e'} + \hat{Z}_e^{e'} = -1$.

$$g_{xx}(y, y') = \frac{1}{e} \int dx dx' g_{xx}(\vec{p}, \vec{p}') = \frac{1}{e} \int_0^1 dx dx' \frac{1}{L} \int_0^L dz dz' \hat{G}_{xx}(\vec{r}, \vec{r}')$$

Date.

$$G_{xx}(r, r') = -\frac{\partial^2}{\partial x \partial x'} \frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|}$$

$$\text{then } g_{zz}(y, y') = \frac{1}{L} \int_0^L dx dx' \frac{1}{L} \int_0^L dz dz' G_{zz}(r, r') = \frac{(-1)}{eL} \int_0^L dx dx' \int_0^L dz dz' \frac{\partial^2}{\partial z \partial z'} \frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|}$$

$$\text{then } g_{xx}(y, y') = \frac{(-1)}{eL} \int_0^L dx dx' \int_0^L dz dz' \frac{\partial^2}{\partial x \partial x'} \frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|}$$

$$g_{zz}(y, y') = \frac{1}{L} \int_0^L dx dx' g_{zz}(\vec{r}, \vec{r}') = \frac{1}{L} \int_0^L dx dx' \frac{2}{L} \left[\frac{1}{\sqrt{L^2 + (\vec{r} - \vec{r}')^2}} - \frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|} \right], \vec{r}' = (x, y')$$

$$-g_{xx}(y, y') = \frac{1}{L} \int_0^L dz dz' \frac{(-1)}{e} \int_0^L dx dx' \frac{\partial^2}{\partial x \partial x'} \frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|} = \int_0^L dz dz' \frac{2}{L} \left[\frac{1}{\sqrt{e^2 + (z - z')^2 + (y - y')^2}} - \frac{1}{\sqrt{(z - z')^2 + (y - y')^2}} \right]$$

$$= \frac{2}{L} \left[L \operatorname{arcsinh} \frac{L}{\sqrt{e^2 + (y - y')^2}} - L \operatorname{arcsinh} \frac{L}{|A| + \sqrt{e^2 + \Delta^2}} - |A| + \sqrt{L^2 + \Delta^2} - \sqrt{L^2 + e^2 + \Delta^2} \right]$$

$$(*) g_{xx}(\vec{r}, \vec{r}') + g_{yy}(\vec{r}, \vec{r}') + g_{zz}(\vec{r}, \vec{r}') = -4\pi\delta(\vec{r} - \vec{r}'), \vec{r} = (x, y). \text{ General } \frac{1}{e} \int_0^L dx dx'$$

$$g_{xx}(y, y') + g_{yy}(y, y') + g_{zz}(y, y') = -4\pi\delta(y - y') \text{ — give upon } y$$

then cross check from g_{xx} & g_{yy} invariance $y \rightarrow y + \pi/2$ or $10/XII$.

$$g_{yy}(y, y') = -4\pi\delta(y - y') - g_{xx}(y, y') - g_{zz}(y, y') = -4\pi\delta(y, y') -$$

$$-\frac{y}{Le} \left[L \operatorname{arcsinh} \frac{L}{\sqrt{e^2 + \Delta^2}} - L \operatorname{arcsinh} \frac{L}{|A|} + \sqrt{e^2 + \Delta^2} - |A| + \sqrt{L^2 + \Delta^2} - \sqrt{L^2 + e^2 + \Delta^2} + \right.$$

$$\left. + L \operatorname{arcsinh} \frac{e}{\sqrt{L^2 + \Delta^2}} - L \operatorname{arcsinh} \frac{e}{|A|} + \sqrt{L^2 + \Delta^2} - |A| + \sqrt{e^2 + \Delta^2} - \sqrt{L^2 + e^2 + \Delta^2} \right]$$

$$g_{yy}(y, y') = -4\pi\delta(y - y') - \frac{y}{Le} \left[L \operatorname{arcsinh} \frac{e}{\sqrt{L^2 + \Delta^2}} + L \operatorname{arcsinh} \frac{L}{\sqrt{e^2 + \Delta^2}} - L \operatorname{arcsinh} \frac{e}{|A|} - L \operatorname{arcsinh} \frac{L}{|A|} + 2 \left(\sqrt{e^2 + \Delta^2} - |A| + \sqrt{L^2 + \Delta^2} - \sqrt{L^2 + e^2 + \Delta^2} \right) \right], \Delta = |y - y'|$$

$$y_{m00}' = \left(\frac{M_0^2}{4\pi A_{m00}} \right) \int_0^L dx dx' \int_0^L dz dz' \int_0^W dy dy' \cos q_m y \cos q_m y' G_{yy}(\vec{r}, \vec{r}') =$$

$$= \left(\int_0^L dz dz' G_{yy}(r, r') = L g_{yy}(\vec{r}, \vec{r}'), \int_0^L dx dx' g_{yy}(\vec{r}, \vec{r}') = L g_{yy}(y, y') \right) = \left(\frac{M_0^2}{4\pi A_{m00}} = \frac{1}{2\pi e_m} \right)$$

$$= \left(\frac{M_0^2}{4\pi A_{m00}} \right) L e \int_0^W dy dy' \cos q_m y \cos q_m y' g_{yy}(y, y') = \frac{Le}{2\pi e_m V_d} \int_0^W dy dy' \cos q_m y \cos q_m y'$$

$$\times \left[-4\pi\delta(y - y') - \frac{y}{Le} \left[L \operatorname{arcsinh} \frac{e}{\sqrt{L^2 + \Delta^2}} + L \operatorname{arcsinh} \frac{L}{\sqrt{e^2 + \Delta^2}} - L \operatorname{arcsinh} \frac{e}{|A|} - L \operatorname{arcsinh} \frac{L}{|A|} + \right. \right.$$

date.

$$+ 2(\sqrt{L^2 + \Delta^2} + \sqrt{L^2 + \Delta^2} - (A) - \sqrt{L^2 + L^2 + \Delta^2})] \}, \quad \int_0^W dy \cos q_m y \cos q_{m'} y = \frac{W}{2} \delta_{mm'}$$

$$y_{m\infty}^{m'00} = -\delta_{mm'} - \frac{2}{\pi \epsilon_m V_d} \int_0^w dy dy' \cos q_m y \cdot \cos q_{m'} y' \left[L \operatorname{arcsinh} \frac{L}{\sqrt{L^2 + \Delta^2}} + L \operatorname{arcsinh} \frac{L_0}{\sqrt{L^2 + \Delta^2}} - \right. \\ \left. - L \operatorname{arcsinh} \frac{L}{|A|} - L \operatorname{arcsinh} \frac{L}{|A|} + 2 \left(\sqrt{L^2 + \Delta^2} + \sqrt{L^2 + \Delta^2} - |A| - \sqrt{L^2 + L^2 + \Delta^2} \right) \right], \Delta = y - y'.$$

Здесь мы имеем представление об L, L', W . Только в первом случае, что

11) отсюда с учетом преобраз. Фурье, а именно $\| \hat{a}_j(\omega) \|, V_d = L \omega l$.

неперог + wires $l \rightarrow \infty$: $\frac{1}{l} (\sqrt{l^2 + \Delta^2} + \dots) \rightarrow 0$. $\sqrt{l^2 + \Delta^2} - \sqrt{l^2 + l^2 + \Delta^2} = (l + \frac{\Delta^2}{2l}) - (l + \frac{\Delta^2 + l^2}{2l}) = -\frac{l^2}{2l}$

$$\begin{aligned} \text{arcsinh } x &\approx \ln 2x \quad \text{as } x \rightarrow \infty \\ \frac{e}{\sqrt{d}} \left(\text{arcsinh} \frac{e}{\sqrt{d}} - \text{arcsinh} \frac{e}{|a|} \right) &= \frac{e}{\sqrt{d}} \left[\ln \frac{2e}{\sqrt{d}} - \ln \frac{2e}{|a|} \right] = \frac{e}{\sqrt{d}} \ln \frac{|a|}{\sqrt{L^2 + \Delta^2}} = \\ &= \ln \frac{|a|}{\sqrt{L^2 + \Delta^2}} \quad \text{— отнесенное значение к } y_{\text{max}}^{\text{max}}, \text{ two conduct. PT wires at } 27^\circ \text{C} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{egon } x1: \sqrt{e^2 + \Delta^2} - \sqrt{L^2 + e^2 + \Delta^2} &= \sqrt{e^2 + \Delta^2} \left[1 - \sqrt{1 + \frac{L^2}{e^2 + \Delta^2}} \right] = \sqrt{e^2 + \Delta^2} \left[1 - \left(1 + \frac{L^2}{2(e^2 + \Delta^2)} \right) \right] = \\ &= -\frac{L^2}{2\sqrt{e^2 + \Delta^2}}; \quad \operatorname{arosh} \frac{L}{\sqrt{e^2 + \Delta^2}} - \operatorname{arosh} \frac{L}{|A|} = \ln \frac{\sqrt{L^2 + e^2 + \Delta^2} + L}{\sqrt{e^2 + \Delta^2}} - \ln \frac{\sqrt{L^2 + \Delta^2} + L}{|A|} = \\ &= \ln \left[\frac{(\sqrt{L^2 + e^2 + \Delta^2} + L)}{\sqrt{L^2 + \Delta^2} + L} \cdot \frac{|A|}{\sqrt{e^2 + \Delta^2}} \right] = \ln \frac{|A|}{\sqrt{e^2 + \Delta^2}} + \ln \frac{\sqrt{e^2 + \Delta^2} + L}{|A| + L} + O(L^2) \end{aligned}$$

arosh $\frac{L}{\rho l}$ - packag. no $\frac{L}{\rho l}$ neuza. Ko arosh $\frac{L}{\sqrt{l^2 + \Delta^2}} = \frac{L}{\sqrt{l^2 + \Delta^2}} + O\left(\frac{L^3}{(-)^{3/2}}\right)$

$$\ln \operatorname{arcsinh} \frac{L}{\sqrt{L^2 + \Delta^2}} + 2(\sqrt{L^2 + \Delta^2} - \sqrt{L^2 + L^2 + \Delta^2}) = \frac{L^2}{\sqrt{L^2 + \Delta^2}} + 2\left(-\frac{L^2}{2\sqrt{L^2 + \Delta^2}}\right) = 0 + O(L^4)$$

$$y_{m00}' = -\delta_{mm'} - \frac{2}{j\epsilon_m V_d} \int_0^W dy dy' \cos q_m y \cos q_m y' \left[l \operatorname{arcsinh} \frac{l}{\sqrt{L^2 + \Delta^2}} - l \operatorname{arcsinh} \frac{l}{|A|} - l \operatorname{arcsinh} \frac{l}{|A|} + 2(\sqrt{L^2 + \Delta^2} - |A|) \right], \Delta = y - y'.$$

$$y_{m00}' = -\delta_{mm'} - \frac{2}{\pi \sqrt{\epsilon_m \epsilon_{m'}}} \frac{1}{p} \int_0^1 dx dx' \cos(\pi m x) \cos(\pi m' x') \left[\operatorname{arcsinh} \frac{u}{\sqrt{p^2 + (x-x')^2}} - \operatorname{arcsinh} \frac{u}{|x-x'|} - \frac{p}{u} \operatorname{arcsinh} \frac{p}{|x-x'|} + \frac{2(\sqrt{p^2 + (x-x')^2} - |x-x'|)}{u} \right] \text{ when } p \ll 1 \text{ c term. } \frac{1}{g_0 p^2}$$

$$\begin{aligned} \operatorname{arcsinh} \frac{L}{\sqrt{L^2 + \Delta^2}} - \operatorname{arcsinh} \frac{L}{|\Delta|} &= \ln \frac{L + \sqrt{L^2 + L^2 + \Delta^2}}{\sqrt{L^2 + \Delta^2}} - \ln \frac{L + \sqrt{L^2 + \Delta^2}}{|\Delta|} = \\ &= \ln \left(\frac{L + \sqrt{L^2 + L^2 + \Delta^2}}{\sqrt{L^2 + \Delta^2}} \cdot \frac{|\Delta|}{L + \sqrt{L^2 + \Delta^2}} \right) = \ln \left(\frac{L + \sqrt{L^2 + L^2 + \Delta^2}}{L + \sqrt{L^2 + \Delta^2}} \right) + \ln \frac{|\Delta|}{\sqrt{L^2 + \Delta^2}} = \\ &= \ln \frac{|\Delta|}{\sqrt{L^2 + \Delta^2}} + \frac{1}{2} \frac{L^2}{(L + \sqrt{L^2 + \Delta^2}) \sqrt{L^2 + \Delta^2}} \quad \text{поскольку } g_{zz}(y, y'). \end{aligned}$$

Date. 17. 01.

$$y_{m00}' = -\delta_{mm'} - \frac{2}{\pi \sqrt{\epsilon_m \epsilon_{m'}}} \int_0^1 dx dx' \cos(\pi m x) \cos(\pi m' x')$$

$$= \left[\ln \frac{|x-x'|}{\sqrt{p^2 + (x-x')^2}} - \frac{p}{u} \operatorname{arcsch} \frac{p}{|x-x'|} + \frac{1}{2} \frac{p^2}{(u + \sqrt{u^2 + (x-x')^2}) \sqrt{u^2 + (x-x')^2}} + \frac{2}{u} \sqrt{p^2 + (x-x')^2} \right]$$

$$\operatorname{arcsch} \frac{p}{|x-x'|} = \ln \frac{p + \sqrt{p^2 + \Delta^2}}{\Delta} \approx \ln \frac{p + |\Delta|}{|\Delta|} + O(p^2) \quad \text{When } u \rightarrow \infty \text{ many terms are zero}$$

$u = l/w, \quad p = b/w \ll 1.$

Сравнение с экв. Rectangular

17/I Power matrix. elements $\sum_{m00}' y_{m00}'$ no other in paper
 or 15/I. Note $\sum_{m00}'$ and compare $\sum_{m00}'$ or 10/I in previous case.
 Note. No plane (10/I) y_{m00}' is shown, some other

1.1.15 1) Die 1x1.75 μm gap c $p=0.035, u=1.75$ not in gap. SW

$$\rightarrow \omega_0 = 0.277; \omega_1 = 0.359; \omega_2 = 0.388; \omega_3 = 0.418; \omega_4 = 0.444; \omega_5 = 0.47$$

Эти частоты много больше с экв. BLS частотам or 14/I.

2) Die 1x1.2 μm gap (unimorphous material) SW частоты:
 $(p=35/1200, w=1/1.2)$

$$\rightarrow \omega_0 = 0.247; \omega_1 = 0.295; \omega_2 = 0.333; \omega_3 = 0.365; \omega_4 = 0.393; \omega_5 = 0.42$$

$$\text{then } f_0 = 0.213, f_1 = 0.276, f_2 = 0.322, f_3 = 0.369; f_4 = 0.402$$

Оба набора частот совпадают в квар. приближении и
 frequencies (in 10/I) $H_{m00}' \approx \frac{1}{\omega_m} \langle H_d^x \rangle \delta_{mm'}$. Or we can
 frequencies more accurately, because $\int dy dy' g_{xx}(yy') \sim \langle H_d^x \rangle$. This is higher to give
 more $|H_{m00}'|$ and ω near ω_{m00} with $m > 0$.

Но для 1x1.2 gap больше и тем больше. А для 1x1.75
 gap ω_m и тем больше, so frequency H_{m00}' .

SW

Квантование ω - не в квар. приближении

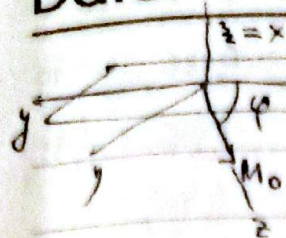
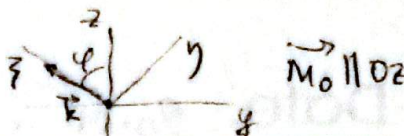
19/I Квантование ω - не в квар. приближении с большим количеством в модели. By the way, this is not
 the same as power matrix Rectangular det?

Решение (46) - Квант. - Cr. 86 gap with $\theta = \pi/2, \varphi \neq 0$ (M_{01102})

$$F_{nn} = -P_{nn} \cos^2 \varphi + \frac{\omega_m}{\omega_d} P_{nn} (1 - P_{nn}) \sin^2 \varphi + 1$$

Date.

Здесь канонический $\vec{k} \parallel \vec{M}_0$ и направление ω - направление распространения



ω - направление $\vec{k}$ в плоскости xy

$$\sin \varphi = -\frac{k_y}{k}, \quad \cos \varphi = \frac{k_z}{k}, \quad \text{тогда}$$

$$F_{nn} = 1 + \frac{\omega_M}{\omega_H} P_{nn} (1 - P_{nn}) \frac{k_y^2}{k^2} - P_{nn} \frac{k_z^2}{k^2}$$

$$k_x = \alpha_n = \frac{n\pi}{L}, \quad \text{Рассм. } n=0. \quad P_{00} = 1 - \frac{1}{kL} (1 - e^{-kL}) = f(kL) = P(k)$$

$$F(k_y, k_z) = 1 + \frac{\omega_M}{\omega_H} f(kL) [1 - f(kL)] \frac{k_y^2}{k^2} - f(kL) \frac{k_z^2}{k^2}, \quad k^2 = k_y^2 + k_z^2, \quad F_{00} = F(\vec{k})$$

В формулу подставляем, которую ищем для ω_{mn}

$$\text{Дан. SW} \quad \text{расста } \omega_{mn}^2 = [\omega_H + \omega_M F(k_y, k_z)] \omega_H$$

$$k_y = \frac{m\pi}{w}, \quad k_z = \frac{n\pi}{l} \quad (\text{здесь ось } Oz \parallel \vec{M}_0 \text{ совб. осей } ox)$$

Т.е. дан. Рассчитать кантованные ω - ищем в eq. ω_M :

$$\omega_{mn}^2 = \omega_H [\omega_H + F_{mn}], \quad F_{mn} = 1 + \frac{1}{\omega_H} f(kL) [1 - f(kL)] \frac{k_y^2}{k^2} - f(kL) \frac{k_z^2}{k^2}$$

$$k_y^{(m)} = \frac{m\pi}{w}, \quad k_z^{(n)} = \frac{n\pi}{l}$$

В формуле расста $\vec{k} = (k_y, 0)$, т.к. $\vec{BLS} \parallel \vec{M}_0$, $(\vec{M}_0 \parallel Oz)$.

Т.е. ищем ω_{mn} с $n=0$ будем рассматривать.

$$F_{mn} = 1 + \frac{1}{\omega_H} f(t) [1 - f(t)] \frac{(m\pi p)^2}{t^2} - f(t) \frac{(\frac{n\pi p}{u})^2}{t^2}, \quad t^2 = (kL)^2 = \pi^2 p^2 \left[\frac{m^2}{u^2} + \frac{n^2}{u^2} \right]$$

$$p = L/w, \quad u = l/w$$

$$F_{mn} = 1 + \frac{1}{\omega_H} f(t_{mn}) [1 - f(t_{mn})] \frac{m^2}{(m^2 + \frac{n^2}{u^2})} - f(t_{mn}) \frac{n^2 \frac{1}{u^2}}{(m^2 + \frac{n^2}{u^2})}$$

$$F_{00} = 1 \rightarrow \omega_0^2 = \omega_H [\omega_H + 1] - \text{расста квант } \omega - \text{ищем, } \omega_0 = 0,250 \quad (H = 600 \text{ Oe})$$

$$n=0. \quad F_{m0} = 1 + \frac{1}{\omega_H} f(t_{m0}) [1 - f(t_{m0})], \quad t_{m0} = \pi p m.$$

→ Найдем набор ω_{m0} (1x1.75 μm гол) (n=0)

m=0	1	2	3	4	5
0,250	0,336	0,393	0,434	0,466	0,490

Тогда как там же дан. Рассста ω_{mn} (1x1.75 гол) Непрерывно

0,272	0,352	0,388	0,418	0,444	0,464
-------	-------	-------	-------	-------	-------

Набор ω_{m1} (n=1)	0,246	0,323	0,397	0,431	0,463	0,488
---------------------------	-------	-------	-------	-------	-------	-------

Набор ω_{m2} (n=2)	0,243	0,302	0,372	0,421	0,456	0,483
---------------------------	-------	-------	-------	-------	-------	-------

Набор ω_{m3} (n=3)	0,239	0,285	0,354	0,407	0,445	0,474
---------------------------	-------	-------	-------	-------	-------	-------

BLS экв. Рассста f_m	0,173	0,249	0,319	0,392	0,472
------------------------	-------	-------	-------	-------	-------

Зависимость кв. расста ω - ищем ω_{m0} от m более криво, чем ω_{m1} ω_{m2} ω_{m3} ω_{m4} ω_{m5} ω_{m6} ω_{m7} ω_{m8} ω_{m9} ω_{m10} ω_{m11} ω_{m12} ω_{m13} ω_{m14} ω_{m15} ω_{m16} ω_{m17} ω_{m18} ω_{m19} ω_{m20} ω_{m21} ω_{m22} ω_{m23} ω_{m24} ω_{m25} ω_{m26} ω_{m27} ω_{m28} ω_{m29} ω_{m30} ω_{m31} ω_{m32} ω_{m33} ω_{m34} ω_{m35} ω_{m36} ω_{m37} ω_{m38} ω_{m39} ω_{m40} ω_{m41} ω_{m42} ω_{m43} ω_{m44} ω_{m45} ω_{m46} ω_{m47} ω_{m48} ω_{m49} ω_{m50} ω_{m51} ω_{m52} ω_{m53} ω_{m54} ω_{m55} ω_{m56} ω_{m57} ω_{m58} ω_{m59} ω_{m60} ω_{m61} ω_{m62} ω_{m63} ω_{m64} ω_{m65} ω_{m66} ω_{m67} ω_{m68} ω_{m69} ω_{m70} ω_{m71} ω_{m72} ω_{m73} ω_{m74} ω_{m75} ω_{m76} ω_{m77} ω_{m78} ω_{m79} ω_{m80} ω_{m81} ω_{m82} ω_{m83} ω_{m84} ω_{m85} ω_{m86} ω_{m87} ω_{m88} ω_{m89} ω_{m90} ω_{m91} ω_{m92} ω_{m93} ω_{m94} ω_{m95} ω_{m96} ω_{m97} ω_{m98} ω_{m99} ω_{m100} ω_{m101} ω_{m102} ω_{m103} ω_{m104} ω_{m105} ω_{m106} ω_{m107} ω_{m108} ω_{m109} ω_{m110} ω_{m111} ω_{m112} ω_{m113} ω_{m114} ω_{m115} ω_{m116} ω_{m117} ω_{m118} ω_{m119} ω_{m120} ω_{m121} ω_{m122} ω_{m123} ω_{m124} ω_{m125} ω_{m126} ω_{m127} ω_{m128} ω_{m129} ω_{m130} ω_{m131} ω_{m132} ω_{m133} ω_{m134} ω_{m135} ω_{m136} ω_{m137} ω_{m138} ω_{m139} ω_{m140} ω_{m141} ω_{m142} ω_{m143} ω_{m144} ω_{m145} ω_{m146} ω_{m147} ω_{m148} ω_{m149} ω_{m150} ω_{m151} ω_{m152} ω_{m153} ω_{m154} ω_{m155} ω_{m156} ω_{m157} ω_{m158} ω_{m159} ω_{m160} ω_{m161} ω_{m162} ω_{m163} ω_{m164} ω_{m165} ω_{m166} ω_{m167} ω_{m168} ω_{m169} ω_{m170} ω_{m171} ω_{m172} ω_{m173} ω_{m174} ω_{m175} ω_{m176} ω_{m177} ω_{m178} ω_{m179} ω_{m180} ω_{m181} ω_{m182} ω_{m183} ω_{m184} ω_{m185} ω_{m186} ω_{m187} ω_{m188} ω_{m189} ω_{m190} ω_{m191} ω_{m192} ω_{m193} ω_{m194} ω_{m195} ω_{m196} ω_{m197} ω_{m198} ω_{m199} ω_{m200} ω_{m201} ω_{m202} ω_{m203} ω_{m204} ω_{m205} ω_{m206} ω_{m207} ω_{m208} ω_{m209} ω_{m210} ω_{m211} ω_{m212} ω_{m213} ω_{m214} ω_{m215} ω_{m216} ω_{m217} ω_{m218} ω_{m219} ω_{m220} ω_{m221} ω_{m222} ω_{m223} ω_{m224} ω_{m225} ω_{m226} ω_{m227} ω_{m228} ω_{m229} ω_{m230} ω_{m231} ω_{m232} ω_{m233} ω_{m234} ω_{m235} ω_{m236} ω_{m237} ω_{m238} ω_{m239} ω_{m240} ω_{m241} ω_{m242} ω_{m243} ω_{m244} ω_{m245} ω_{m246} ω_{m247} ω_{m248} ω_{m249} ω_{m250} ω_{m251} ω_{m252} ω_{m253} ω_{m254} ω_{m255} ω_{m256} ω_{m257} ω_{m258} ω_{m259} ω_{m260} ω_{m261} ω_{m262} ω_{m263} ω_{m264} ω_{m265} ω_{m266} ω_{m267} ω_{m268} ω_{m269} ω_{m270} ω_{m271} ω_{m272} ω_{m273} ω_{m274} ω_{m275} ω_{m276} ω_{m277} ω_{m278} ω_{m279} ω_{m280} ω_{m281} ω_{m282} ω_{m283} ω_{m284} ω_{m285} ω_{m286} ω_{m287} ω_{m288} ω_{m289} ω_{m290} ω_{m291} ω_{m292} ω_{m293} ω_{m294} ω_{m295} ω_{m296} ω_{m297} ω_{m298} ω_{m299} ω_{m300} ω_{m301} ω_{m302} ω_{m303} ω_{m304} ω_{m305} ω_{m306} ω_{m307} ω_{m308} ω_{m309} ω_{m310} ω_{m311} ω_{m312} ω_{m313} ω_{m314} ω_{m315} ω_{m316} ω_{m317} ω_{m318} ω_{m319} ω_{m320} ω_{m321} ω_{m322} ω_{m323} ω_{m324} ω_{m325} ω_{m326} ω_{m327} ω_{m328} ω_{m329} ω_{m330} ω_{m331} ω_{m332} ω_{m333} ω_{m334} ω_{m335} ω_{m336} ω_{m337} ω_{m338} ω_{m339} ω_{m340} ω_{m341} ω_{m342} ω_{m343} ω_{m344} ω_{m345} ω_{m346} ω_{m347} ω_{m348} ω_{m349} ω_{m350} ω_{m351} ω_{m352} ω_{m353} ω_{m354} ω_{m355} ω_{m356} ω_{m357} ω_{m358} ω_{m359} ω_{m360} ω_{m361} ω_{m362} ω_{m363} ω_{m364} ω_{m365} ω_{m366} ω_{m367} ω_{m368} ω_{m369} ω_{m370} ω_{m371} ω_{m372} ω_{m373} ω_{m374} ω_{m375} ω_{m376} ω_{m377} ω_{m378} ω_{m379} ω_{m380} ω_{m381} ω_{m382} ω_{m383} ω_{m384} ω_{m385} ω_{m386} ω_{m387} ω_{m388} ω_{m389} ω_{m390} ω_{m391} ω_{m392} ω_{m393} ω_{m394} ω_{m395} ω_{m396} ω_{m397} ω_{m398} ω_{m399} ω_{m400} ω_{m401} ω_{m402} ω_{m403} ω_{m404} ω_{m405} ω_{m406} ω_{m407} ω_{m408} ω_{m409} ω_{m410} ω_{m411} ω_{m412} ω_{m413} ω_{m414} ω_{m415} ω_{m416} ω_{m417} ω_{m418} ω_{m419} ω_{m420} ω_{m421} ω_{m422} ω_{m423} ω_{m424} ω_{m425} ω_{m426} ω_{m427} ω_{m428} ω_{m429} ω_{m430} ω_{m431} ω_{m432} ω_{m433} ω_{m434} ω_{m435} ω_{m436} ω_{m437} ω_{m438} ω_{m439} ω_{m440} ω_{m441} ω_{m442} ω_{m443} ω_{m444} ω_{m445} ω_{m446} ω_{m447} ω_{m448} ω_{m449} ω_{m450} ω_{m451} ω_{m452} ω_{m453} ω_{m454} ω_{m455} ω_{m456} ω_{m457} ω_{m458} ω_{m459} ω_{m460} ω_{m461} ω_{m462} ω_{m463} ω_{m464} ω_{m465} ω_{m466} ω_{m467} ω_{m468} ω_{m469} ω_{m470} ω_{m471} ω_{m472} ω_{m473} ω_{m474} ω_{m475} ω_{m476} ω_{m477} ω_{m478} ω_{m479} ω_{m480} ω_{m481} ω_{m482} ω_{m483} ω_{m484} ω_{m485} ω_{m486} ω_{m487} ω_{m488} ω_{m489} ω_{m490} ω_{m491} ω_{m492} ω_{m493} ω_{m494} ω_{m495} ω_{m496} ω_{m497} ω_{m498} ω_{m499} ω_{m500} ω_{m501} ω_{m502} ω_{m503} ω_{m504} ω_{m505} ω_{m506} ω_{m507} ω_{m508} ω_{m509} ω_{m510} ω_{m511} ω_{m512} ω_{m513} ω_{m514} ω_{m515} ω_{m516} ω_{m517} ω_{m518} ω_{m519} ω_{m520} ω_{m521} ω_{m522} ω_{m523} ω_{m524} ω_{m525} ω_{m526} ω_{m527} ω_{m528} ω_{m529} ω_{m530} ω_{m531} ω_{m532} ω_{m533} ω_{m534} ω_{m535} ω_{m536} ω_{m537} ω_{m538} ω_{m539} ω_{m540} ω_{m541} ω_{m542} ω_{m543} ω_{m544} ω_{m545} ω_{m546} ω_{m547} ω_{m548} ω_{m549} ω_{m550} ω_{m551} ω_{m552} ω_{m553} ω_{m554} ω_{m555} ω_{m556} ω_{m557} ω_{m558} ω_{m559} ω_{m560} ω_{m561} ω_{m562} ω_{m563} ω_{m564} ω_{m565} ω_{m566} ω_{m567} ω_{m568} ω_{m569} ω_{m570} ω_{m571} ω_{m572} ω_{m573} ω_{m574} ω_{m575} ω_{m576} ω_{m577} ω_{m578} ω_{m579} ω_{m580} ω_{m581} ω_{m582} ω_{m583} ω_{m584} ω_{m585} ω_{m586} ω_{m587} ω_{m588} ω_{m589} ω_{m590} ω_{m591} ω_{m592} ω_{m593} ω_{m594} ω_{m595} ω_{m596} ω_{m597} ω_{m598} ω_{m599} ω_{m600} ω_{m601} ω_{m602} ω_{m603} ω_{m604} ω_{m605} ω_{m606} ω_{m607} ω_{m608} ω_{m609} ω_{m610} ω_{m611} ω_{m612} ω_{m613} ω_{m614} ω_{m615} ω_{m616} ω_{m617} ω_{m618} ω_{m619} ω_{m620} ω_{m621} ω_{m622} ω_{m623} ω_{m624} ω_{m625} ω_{m626} ω_{m627} ω_{m628} ω_{m629} ω_{m630} ω_{m631} ω_{m632} ω_{m633} ω_{m634} ω_{m635} ω_{m636} ω_{m637} ω_{m638} ω_{m639} ω_{m640} ω_{m641} ω_{m642} ω_{m643} ω_{m644} ω_{m645} ω_{m646} ω_{m647} ω_{m648} ω_{m649} ω_{m650} ω_{m651} ω_{m652} ω_{m653} ω_{m654} ω_{m655} ω_{m656} ω_{m657} ω_{m658} ω_{m659} ω_{m660} ω_{m661} ω_{m662} ω_{m663} ω_{m664} ω_{m665} ω_{m666} ω_{m667} ω_{m668} ω_{m669} ω_{m670} ω_{m671} ω_{m672} ω_{m673} ω_{m674} ω_{m675} ω_{m676} ω_{m677} ω_{m678} ω_{m679} ω_{m680} ω_{m681} ω_{m682} ω_{m683} ω_{m684} ω_{m685} ω_{m686} ω_{m687} ω_{m688} ω_{m689} ω_{m690} ω_{m691} ω_{m692} ω_{m693} ω_{m694} ω_{m695} ω_{m696} ω_{m697} ω_{m698} ω_{m699} ω_{m700} ω_{m701} ω_{m702} ω_{m703} ω_{m704} ω_{m705} ω_{m706} ω_{m707} ω_{m708} ω_{m709} ω_{m710} ω_{m711} ω_{m712} ω_{m713} ω_{m714} ω_{m715} ω_{m716} ω_{m717} ω_{m718} ω_{m719} ω_{m720} ω_{m721} ω_{m722} ω_{m723} ω_{m724} ω_{m725} ω_{m726} ω_{m727} ω_{m728} ω_{m729} ω_{m730} ω_{m731} ω_{m732} ω_{m733} ω_{m734} ω_{m735} ω_{m736} ω_{m737} ω_{m738} ω_{m739} ω_{m740} ω_{m741} ω_{m742} ω_{m743} ω_{m744} ω_{m745} ω_{m746} ω_{m747} ω_{m748} ω_{m749} ω_{m750} ω_{m751} ω_{m752} ω_{m753} ω_{m754} ω_{m755} ω_{m756} ω_{m757} ω_{m758} ω_{m759} ω_{m760} ω_{m761} ω_{m762} ω_{m763} ω_{m764} ω_{m765} ω_{m766} ω_{m767} ω_{m768} ω_{m769} ω_{m770} ω_{m771} ω_{m772} ω_{m773} ω_{m774} ω_{m775} ω_{m776} ω_{m777} ω_{m778} ω_{m779} ω_{m780} ω_{m781} ω_{m782} ω_{m783} ω_{m784} ω_{m785} ω_{m786} ω_{m787} ω_{m788} ω_{m789} ω_{m790} ω_{m791} ω_{m792} ω_{m793} ω_{m794} ω_{m795} ω_{m79

Date. 20.01

	m=0	1	2	3	4	5
Две 1x1,2mm набор ω_{m0} : ω_{m0}	0,150	0,324	0,376	0,415	0,446	0,474
Формы густ. ω_{m1} : ω_{m1}	0,217	0,295	0,333	0,364	0,392	0,417
BLS экв. ω_{m2} : ω_{m2}	0,213	0,276	0,322	0,369	0,402	0,437
Набор ω_{m1} (n=1) :	0,244	0,294	0,356	0,402	0,437	0,474
Набор ω_{m2} (n=2) :	0,238	0,267	0,323	0,374	0,414	0,454
Набор ω_{m3} (n=3) :	0,232	0,252	0,296	0,344	0,386	0,429

Семинар по эк. Kongo с выносом из Tadjana (ex Shina). Ресторан.

20/1 Разбор новых частей по гостям и спискам Сивина и
уменьшению наших графиков и DE к списку BLS экв.

I Разбавление теории SW в минимуме верна
при $\beta = \frac{L}{R} \rightarrow 0$ и/или $H/M_s \gg 1$. В экв. BLS для приближения
не выполняются и а бы вынужден использовать:

a) $\vec{M}_0(z) \rightarrow \langle \vec{M}_0(z) \rangle_z = M_s \vec{n}$ — это справедливо при $H > 100 \text{ G}$,
b) $\vec{H}_d(z) \rightarrow \langle \vec{H}_d(z) \rangle_z = \langle H_d^y \rangle \vec{n}$ — это тоже более точно и
более корректно для минимума SW-мод (ФМР в частоте)
при β не очень малом. УД верно и б) не нужно если б) $\left(\frac{H_d^y}{\omega} \right)^2 \ll 1$

II Две условия, где или wires (при $L \rightarrow \infty$) Система
УД анализируется 26-27/199. Малая mw-компонента $\vec{m}$
вектора $\vec{H}$ д.с. поля (как и для минимума).

Две wires $\vec{M}_0(z) = M_s \vec{n}$ справедливо и сбалансированное поведение
Система УД меняется при $\left(\frac{H_d^y}{\omega} \right)^2 \ll 1$ и $\left(\frac{H_y H_z}{\omega H} \right) \ll 1$.
Но если $\langle \dots \rangle_z$ представлено в УД, то $\langle H_d^y \rangle_z = 0$ и
основное условие $\left(\frac{H_d^y}{\omega} \right)^2 \ll 1$. Важно в частоте SW.

21/1 Рассм. предел $\frac{L}{w}, \frac{L}{r} \rightarrow 0$ для rectangular dots.

$$\begin{aligned} \text{Масштаб. эк 6/1} \quad \sum_{m=0}^{\infty} \frac{1}{m!} &= \frac{32}{\pi^2 \epsilon_m V_d} \int_0^{\infty} dk_x dk_y \frac{k^2}{k} (e^{-kL} - 1) \frac{1}{(k_y + q_m)^2} \pi w \delta(k_y - q_m) \frac{1}{2} \\ &= \frac{8}{\epsilon_m L} \int_0^{\infty} dk_x \delta(k_x) \int_0^{\infty} dk_y (e^{-k_y L} - 1) k_y \frac{1}{(2q_m)^2} \delta(k_y - q_m) = \\ &= \frac{1}{\epsilon_m L} \frac{(e^{-q_m L} - 1)}{q_m} \int_0^{\infty} dk_y \delta(k_y - q_m) = (e^{-q_m L} - 1)/(q_m L) \text{ при } m \neq 0 \text{ в случае } \dots \end{aligned}$$

Date. 21. 01.

Проген $\frac{L}{w}, \frac{L}{l} \ll 1$ густ. rectam. dot

$$W_{m, m=0} : \hat{Z}_{000} = \frac{32}{\pi^2 2 \cdot V_d} \int_0^\infty dk_x \delta(k_x) \pi \frac{l}{2} \int_0^\infty dk_y \frac{k_y^2}{k} (e^{-kL} - 1) \times$$

$$\times \frac{\sin^2 k_y \frac{w}{2}}{k_y} = \frac{32}{2\pi^2 w l L} \frac{\pi l}{2} \frac{1}{2} \int_0^\infty dk_x \delta(k_x) \int_0^\infty dk_y \frac{(e^{-k_y L} - 1)}{k_y} \pi \frac{w}{2} \delta(k_y) =$$

$$= \frac{2}{L} \frac{(-k_y L)}{k_y} \int_0^\infty dk_y \delta(k_y) = (-1) \int_0^\infty dk_y \delta(k_y) = -1.$$

T.e. b. w. p. g. e. $\frac{L}{w} \rightarrow 0, \frac{L}{l} \rightarrow 0$: $\hat{Z}_{m00} = \frac{(e^{-q_m L} - 1)}{q_m L}$ rectangular dot

$$Y_{m00} = -\frac{32}{\pi^2 \epsilon_m w l} \int_0^\infty dk_x \delta(k_x) \pi \frac{l}{2} \int_0^\infty dk_y \frac{k_y^2}{k^2} \frac{f(kL)}{(k_y + q_m)^2} \pi \frac{w}{2} \delta(k_y - q_m) =$$

$$= -\frac{4}{\epsilon_m} \frac{q_m^2}{4 q_m^2} f(q_m L) \int_0^\infty dk_y \delta(k_y - q_m) = -f(q_m L) \quad \text{w/ } m \neq 0, \quad \frac{L}{w}, \frac{L}{l} \rightarrow 0.$$

$$Y_{000} = -\frac{32}{2\pi^2 w l} \int_0^\infty dk_x \delta(k_x) \pi \frac{l}{2} \int_0^\infty dk_y \frac{k_y^2}{k^2} f(kL) \frac{\sin^2 k_y \frac{w}{2}}{k_y^2} =$$

$$= -\frac{4}{\pi w} \int_0^\infty dk_y f(k_y L) \pi \frac{w}{2} \delta(k_y) = -2f(0) \int_0^\infty dk_y \delta(k_y) = -f(0) = 0$$

T.e. b. w. p. g. e. $\frac{L}{w} \rightarrow 0, \frac{L}{l} \rightarrow 0$: $Y_{m00} = -f(q_m L)$ $\forall m$.

Te me $\hat{Z}_{m00}, Y_{m00}$ u. i. d. b. m. n. e. m. y. z. e. n. n. g. u. s. w. i. r. e. s. u. p. $\frac{L}{w} \rightarrow 0$.

Kyga me g. e. m. e. g. u. s. t. d. o. t. s. $X_{m00} \sim g_{xx}(y, y') \sim H_d^x$

T. k. $Y_{m00} + \hat{Z}_{m00} = -f(q_m L) + \frac{1}{q_m L} (e^{-q_m L} - 1) = -1$, to $X_{m00} = 0$ b

c. u. y. o. d. n. e. $X_e^e + Y_e^e + Z_e^e = -\delta_{ee}$. C. e. t. g. u. n. n. o. t. e.

$$\rightarrow g_{xx}(y, y') = \frac{4}{Ll} \left[L \operatorname{arcsch} \frac{L}{\sqrt{l^2 + \Delta^2}} - L \operatorname{arcsch} \frac{L}{|\Delta|} + \sqrt{l^2 + \Delta^2} - |\Delta| + \sqrt{L^2 + \Delta^2} - \sqrt{L^2 + l^2 + \Delta^2} \right]$$

W. p. o. b. l. e. m. 3. 0. 0.

$$X_{m00} = -1 - Y_{m00} - Z_{m00} = | \text{на осн. 15/I} | = -1 + 1 +$$

$$+ \frac{2}{\pi \epsilon_m p} \int_0^1 dx dx' \cos \pi m x \cos \pi m x' \left[\ln \frac{A}{\sqrt{p^2 + \Delta^2}} - \frac{p}{u} \operatorname{arcsch} \frac{p}{|\Delta|} + \frac{1}{2} \frac{p^2}{(u + \sqrt{u^2 + \Delta^2}) \sqrt{u^2 + \Delta^2}} + \right.$$

$$+ \left. \frac{2}{u} (\sqrt{p^2 + \Delta^2} - |\Delta|) \right] - \frac{1}{\pi \epsilon_m p} \int_0^1 dx dx' \cos(\cdot) \cos(\cdot) \left[\ln \frac{A^2}{p^2 + \Delta^2} + \frac{2}{u} (\sqrt{p^2 + \Delta^2} - |\Delta|) - \right.$$

$$- \left. \frac{p^2}{u(u + \sqrt{u^2 + \Delta^2})} \right] = \frac{1}{\pi \epsilon_m p} \int_0^1 dx dx' \cos \pi m x \cos \pi m x' \left[-\frac{2p}{u} \operatorname{arcsch} \frac{p}{|\Delta|} + \frac{p^2}{(u + \sqrt{u^2 + \Delta^2}) \sqrt{u^2 + \Delta^2}} + \right.$$

$$+ \left. \frac{2}{u} (\sqrt{p^2 + \Delta^2} - |\Delta|) + \frac{p^2}{u(u + \sqrt{u^2 + \Delta^2})} \right] \sim \text{б. у. g. u. s. o. } p \ln p \quad \text{w/ } p \rightarrow 0.$$

З. g. e. $\Delta = x - x'$.

Date. 23. 01.

Функция Гамильтона в том, что Y_{m00}, Z_{m00} зависят от ψ и θ (в пределе $\frac{L}{w} \rightarrow 0, \frac{L}{b} \rightarrow 0$), а $X_{m00} \approx H_{m00}$ берем только, т.е. ± 0 .

Следует, что wires имеют H_d - константа для $m=0$, но $H_d = 0$ для $m \neq 0$ т.е. $m=0$ (или) тогда описывается по формуле Кирхгофа, а для остальных H_d вычисляются и применяются ДЭ - формулы для H_d . В формуле для ω - нулю, но с квантованием l_m .

В том же случае для $m=0$: всего $Y_m + Z_m + H_m = -1$ для $m \neq 0$ вычисляются $Y_m + Z_m = -1$, т.е. $H_m \sim (H_d^x) = 0$.

Для wires $H_d^x = 0$ всегда, поэтому для wires проблема состоит в том Y_{000}, Z_{000} (константы от $\frac{L}{w} \rightarrow 0$ предела, $Z_0 = -1, Y_0 = 0$ генерирует преобразование координат (ФМР) между.

Для rectan. dots ФМР такого напряжения совм. с экв. тоном для $1 \times 1,2$ гора. Для $1 \times 1,75$ ФМР такого заметно больше экв.

m	0	1	2	3	4	5
$Z_{m00} + Y_{m00}$						
для rectan. dots $1 \times 1,2 \mu m$	-0,953	-0,961	-0,966	-0,969	-0,972	-0,974
$1 \times 1,75 \mu m$	-0,973	-0,979	-0,981	-0,983	-0,985	-0,986

$$H_{000} = -\frac{1}{4\pi} \langle N_{xx} \rangle = -0,047 \text{ для } 1 \times 1,2 \text{ гора.}$$

$$H_{000} = -0,027 \text{ для } 1 \times 1,75 \mu m \text{ гора.}$$

Видно, что $|H_{m00}|$ падает как $\frac{1}{m^2}$, так и с уменьш. $\frac{L}{w}$

$$H_{m00} \sim \int d^2 \vec{p} \cos q_m y \cdot \cos q_m y' \int d^2 \vec{p}' g_{xx}(\vec{p}, \vec{p}') \quad \left. \begin{array}{l} \text{оба} \sim g_{xx}, \text{ но} \\ \text{размещаются.} \end{array} \right\}$$

$$X_{m00} \sim \int d^2 \vec{p} d^2 \vec{p}' \cos q_m y \cdot \cos q_m y' g_{xx}(\vec{p}, \vec{p}')$$

23/I Находим объект экв. FMR в Bryant'93 для wires

1) У нас есть для wires, где $H_d^x \rightarrow 0$ (т.е. квази-одномерные мембраны), важна компонента g_x вдоль оси wire. У для rectan. dots g_x тоже важна.

$$g_x^{(m)} = \frac{n\pi}{L} - \text{квантованная.}$$

2) Ресурс энергии $4D$ от $27/\pi$ на сферической H_d^y, H_d^z и не $\langle \dots \rangle$ для $n=0$. 3) Проверка $\frac{\partial^2}{\partial x^2} \psi = 0$?

1) СФ генерирует $U_{mno}(\vec{r}) = M_s \cos q_m^y y \cdot \cos q_n^x x$ и макс. $3n/5$

$$\hat{Z}_{mno} = \frac{1}{4\pi A_{mno}} \int d^3 \vec{r} \int d^3 \vec{r}' U_{mno}(\vec{r}) U_{mno}(\vec{r}') \hat{G}_{zz}(\vec{r}, \vec{r}') =$$

Yves $k_x \neq 0$ que rectangular dots

Date.

$$= \frac{L}{4\pi A_{mno}} \int_0^l dx dx' \int_0^w dy dy' g_{zz}(\vec{p}, \vec{p}') = \frac{LM_s^2}{4\pi A_{mno}} \int_0^l dx dx' \int_0^w dy dy' \left(-\frac{1}{\pi}\right) \int d^2 \vec{k} \cdot$$

$$\times \left(\frac{1-e^{-kl}}{kl}\right) \cos k_x(x-x') \cos k_y(y-y') \cos q_{m'y} \cos q_{m'y'} \cos q_{n'x} \cos q_{n'x'}$$

$$\text{Ho } \int_0^w dy dy' \cos k_y(y-y') \cos q_{m'y} \cos q_{m'y'} = [1+(-1)^{m+m'}] \frac{k_y^2 [1-(-1)^m \cos k_y w]}{(k_y^2 - q_m^2)(k_y^2 - q_{m'}^2)} =$$

$$= \frac{k_y^2}{(-1)(-1)} [1+(-1)^{m+m'}] (-1)^{\frac{m-m'}{2}} 2 \sin(k_y - q_m) \frac{w}{2} \cdot \sin(k_y - q_{m'}) \frac{w}{2} =$$

$$= 4(-1)^{\frac{m-m'}{2}} k_y^2 \frac{\sin(k_y - q_m) \frac{w}{2} \sin(k_y - q_{m'}) \frac{w}{2}}{(k_y^2 - q_m^2)(k_y^2 - q_{m'}^2)} \quad \text{que } m, m' \text{ oğnen zəmnən, } m+m' = 0$$

$$\text{Analogu } \int_0^l dx dx' \cos k_x(x-x') \cos q_{n'x} \cos q_{n'x'} = 4(-1)^{\frac{n-n'}{2}} k_x^2 \frac{\sin(k_x - q_n) \frac{l}{2} \sin(k_x - q_{n'}) \frac{l}{2}}{(k_x^2 - q_n^2)(k_x^2 - q_{n'}^2)} \quad \text{que } n, n' \text{ oğnen zəmnən, } n+n' = 0$$

$$\sum_{mno}^{mno} = -\frac{LM_s^2}{4\pi^2 A_{mno}} \int d^2 \vec{k} \left(\frac{1-e^{-kl}}{kl}\right) 16(-1)^{\frac{n-n'}{2}} (-1)^{\frac{m-m'}{2}} k_x^2 \frac{\sin(k_x - q_n) \frac{l}{2} \sin(k_x - q_{n'}) \frac{l}{2}}{(k_x^2 - q_n^2)(k_x^2 - q_{n'}^2)} \times$$

$$\times k_y^2 \frac{\sin(k_y - q_m) \frac{w}{2} \sin(k_y - q_{m'}) \frac{w}{2}}{(k_y^2 - q_m^2)(k_y^2 - q_{m'}^2)} = -4M_s^2 \frac{(-1)^{\frac{m-m'}{2}} (-1)^{\frac{n-n'}{2}}}{\pi^2 A_{mno}} \times$$

$$\times \int_{-\infty}^{\infty} dk_x \int_{-\infty}^{\infty} dk_y \left(\frac{1-e^{-kl}}{k}\right) k_x^2 \frac{\sin(k_x - q_n) \frac{l}{2} \sin(k_x - q_{n'}) \frac{l}{2}}{(k_x^2 - q_n^2)(k_x^2 - q_{n'}^2)} k_y^2 \frac{\sin(k_y - q_m) \frac{w}{2} \sin(k_y - q_{m'}) \frac{w}{2}}{(k_y^2 - q_m^2)(k_y^2 - q_{m'}^2)}$$

$$\sum_{mno}^{mno} = -\frac{16(-1)^{\frac{m-m'}{2}} (-1)^{\frac{n-n'}{2}}}{\pi^2 \epsilon_m \epsilon_n V_d} \int_{-\infty}^{\infty} dk_x \int_{-\infty}^{\infty} dk_y k_x^2 k_y^2 \frac{\sin(k_x - q_n) \frac{l}{2} \sin(k_x - q_{n'}) \frac{l}{2}}{(k_x^2 - q_n^2)(k_x^2 - q_{n'}^2)} \frac{\sin(k_y - q_m) \frac{w}{2} \sin(k_y - q_{m'}) \frac{w}{2}}{(k_y^2 - q_m^2)(k_y^2 - q_{m'}^2)}$$

(no ədəd bəzənəne que rectangular dot, nəpəroqənece u/n n=n'=0 β pəz. 6/1.

$$\sum_{mno}^{mno} = -\frac{16}{\pi^2 \epsilon_m \epsilon_n V_d} \int_{-\infty}^{\infty} dk_x dk_y k_x^2 k_y^2 \frac{\sin^2(k_x - q_n) \frac{l}{2}}{(k_x^2 - q_n^2)^2} \frac{\sin^2(k_y - q_m) \frac{w}{2}}{(k_y^2 - q_m^2)^2} \left(\frac{1-e^{-kl}}{k}\right)$$

$$\frac{\sin^2(k_x - q_n) \frac{l}{2}}{(k_x^2 - q_n^2)^2} \xrightarrow{l \rightarrow \infty} \frac{\pi l}{2} \delta(k_x - q_n) - \text{wəgen wires } \frac{l}{L} \gg 1 \left(\frac{l}{L} \gg \frac{w}{L}\right).$$

$$\sum_{mno}^{mno} = -\frac{8 \cdot 2}{\pi \epsilon_m \epsilon_n w L} \int_{-\infty}^{\infty} dk_y \left(\frac{1-e^{-kl}}{k}\right) k_y^2 \frac{\sin^2(k_y - q_m) \frac{w}{2}}{(k_y^2 - q_m^2)^2} \int_{-\infty}^{\infty} dk_x \frac{k_x^2}{(k_x^2 + q_n^2)^2} \delta(k_x - q_n) =$$

$$= -\frac{2 \cdot 2}{\pi \epsilon_m \epsilon_n w L} \int_{-\infty}^{\infty} dk_y \left(1-e^{-|k_y|L}\right) |k_y| \frac{\sin^2(k_y - q_m) \frac{w}{2}}{(k_y^2 - q_m^2)^2} \quad \text{que } n \neq 0.$$

Date.

$$I_n = \int_{-\infty}^{\infty} dk_x F(k_x) \frac{k_x^2 \sin^2(k_x - q_n) \frac{\ell}{2}}{(k_x^2 - q_n^2)^2}, \quad I_0 = \int_{-\infty}^{\infty} dk_x F(k_x) \frac{\sin^2 k_x \frac{\ell}{2}}{k_x^2} = \int_{-\infty}^{\infty} dk_x F(k_x)$$

$$= \pi \frac{\ell}{2} \int_{-\infty}^{\infty} dk_x F(k_x) \delta(k_x) = \frac{\pi \ell}{2} F(0)$$

$$I_{n \neq 0} = \int_{-\infty}^{\infty} dk_x F(k_x) \frac{k_x^2 \sin^2(k_x - q_n) \frac{\ell}{2}}{(k_x + q_n)^2 (k_x - q_n)^2} = 2 \int_0^{\infty} dk_x \frac{k_x^2}{(k_x + q_n)^2} \frac{\pi \ell}{2} \delta(k_x - q_n) F(k_x) = \frac{1}{4} \pi \ell F$$

(нужно учесть $k_x^2 + q_n^2$)
 или ℓ -конвергенция, беря $\sin^2(k_x - q_n) \frac{\ell}{2} \sim \sin^2(k_x + q_n) \frac{\ell}{2}$ - эквивалентность из-за $\sin^2$

$$\sin^2(k_x + q_n) \frac{\ell}{2} = \sin^2(k_x - q_n + 2q_n) \frac{\ell}{2} = \left[\sin(k_x - q_n) \frac{\ell}{2} \cos q_n \ell + \cos(k_x - q_n) \frac{\ell}{2} \sin q_n \ell \right]^2$$

$$= \left[\sin(k_x - q_n) \frac{\ell}{2} \cdot (-1)^n \right]^2 = \sin^2(k_x - q_n) \frac{\ell}{2}$$

T.e. $I_n = \int_{-\infty}^{\infty} dk_x F(k_x) \frac{k_x^2 \sin^2(k_x - q_n) \frac{\ell}{2}}{(k_x^2 - q_n^2)^2} = \frac{\pi}{4} \epsilon_n \ell F(q_n)$

$$\sum_{mno}^{\wedge} = - \frac{16}{\pi^2 \epsilon_m \epsilon_n V_d} \int_{-\infty}^{\infty} dk_y \frac{k_y^2 \sin^2(k_y - q_m) \frac{w}{2}}{(k_y^2 - q_m^2)^2} \left(\frac{1 - e^{-\sqrt{q_n^2 + k_y^2} L}}{\sqrt{q_n^2 + k_y^2}} \right) \frac{\pi}{4} \ell \epsilon_n =$$

$$= - \frac{4}{\pi \epsilon_m w L} \int_{-\infty}^{\infty} dk_y \frac{k_y^2 \sin^2(k_y - q_m) \frac{w}{2}}{(k_y^2 - q_m^2)^2} \left(\frac{1 - e^{-L \sqrt{q_n^2 + k_y^2}}}{\sqrt{q_n^2 + k_y^2}} \right) \frac{F(q_n)}{F(q_m)}$$

- при $n=0$ $\sum_{mno}^{\wedge}$ goes to 0, c $\sum_{mno}^{\wedge}$ wires as 3/I.

Если q_n очень мала $\frac{w}{L} \gg 1$, то $I_m = \int_{-\infty}^{\infty} dk_y \frac{k_y^2 F(k_y) \sin^2(k_y - q_m) \frac{w}{2}}{(k_y^2 - q_m^2)^2} = \frac{\pi}{4} w \epsilon_m F(q_m)$

то q_m $\sum_{mno}^{\wedge} = \frac{e^{-\sqrt{q_n^2 + q_m^2} L} - 1}{\sqrt{q_n^2 + q_m^2} L} = f(q_{mn} L) - 1$

$\sum_{mno}^{\wedge} < 0$. При $n \neq 0$ уменьшаем $|\sum_{mno}^{\wedge}|$. One wires $y_{mno}^{\wedge} + \sum_{mno}^{\wedge} = -e$. $y_{mno}^{\wedge} = -f(q_{mn} L)$. $q_{mn} = \sqrt{q_n^2 + q_m^2}$

Далее, $\omega_{mn}^2 = [H - y_{mno}^{\wedge}][H - \sum_{mno}^{\wedge}] = [w_n + f(q_{mn} L)][w_n + 1 - f(q_{mn} L)]$

wires: - при $n \neq 0$ только уменьшим расстояние wires, которое com. 4/I и где $n=0$ будем (нечетное эквив. БЛ) где другие. расстояние.

Если w очень мала $\frac{w}{L} \gg 1$, то ω будет q_n с $n \neq 0$ уменьш. ω_{mn} .

T.e. где wires при $q_x^{(n)} = q_n \neq 0$ только уменьшим q_n . расстояние (нечетное) и только уменьшим. расстояние не уменьш. Но zero range уменьшение ω_{mn} - другие. расстояние между $y_{mno}^{\wedge}$ и $\sum_{mno}^{\wedge}$ com. с эквив. БЛ.

$$q_{mn} = \pi \sqrt{\frac{m^2}{w^2} + \frac{n^2}{\ell^2}} = \frac{\pi m}{w} \sqrt{1 + \frac{n^2 w^2}{m^2 \ell^2}} = \frac{\pi m}{w} \left[1 + \frac{1}{2} \frac{n^2 w^2}{m^2 \ell^2} \right] \text{ при } m \neq 0$$

$$\frac{w}{\ell} = \frac{1}{220}, \quad q_{mn} = q_m + \Delta q_{mn}, \quad \Delta q_{mn} = \frac{\pi}{2w} \frac{n^2}{m} \left(\frac{w}{\ell} \right)^2, \quad q_{mn} = q_m \left[1 + \frac{n^2}{m^2} \left(\frac{w}{\ell} \right)^2 \right]$$

Rectang. betz.
Yres $q_x = \frac{n\pi}{l}$

Но при $m=0$ ^{можно считать} $\lambda_{\text{диффракц.}} = \lambda_{\text{де Бройля}}$. $l_{\text{он}} = \frac{\pi n}{e}$, что дает

→ Для сильных и нег оснований. Вывести $q_x \neq 0$ и на дискр. частоты ω можно пренебречь

Das rechteck. Gitter: $\hat{Z}_{mno} = f(q_{mnl}) - 1$, $y_{mno} = -f(q_{mnl})$ (zuerst in q no q).

Этот аналогичен по g_x (в смысле) только за счет того что $g_{xx} \sim g_{xx}(\text{кар, на рис. 1})$

$$Z_{mno}^{mno} = -\frac{1}{4\pi} \lambda_z = 1 - f(k_L), \quad Y_{mno}^{mno} = -\frac{1}{4\pi} \lambda_y = f(k_L) \frac{k_y^2}{k_z}, \quad (\text{only } \vec{H} \parallel \vec{H}_{0x})$$

⇒ Сбн. из р. Вязант'93 с ф. Канн.-Сн.'86 с $k_x \neq 0, k_y \neq 0$? 24/1
($k_y \perp H_x, \sigma_z$ -картина)

Дана экв $k_x=0$ ($\vec{k} \perp \vec{H}$), $F_B = -1 + \frac{1}{\omega_H} \int (1-f)$, тогда как y

$$\begin{aligned} \text{range } \omega_B^2 &= \left[\omega_H + f \frac{k_y^2}{k^2} \right] \left[\omega_H + 1 - f \right] = \omega_H^2 + \omega_H \left[f \frac{k_y^2}{k^2} + 1 - f \right] + \frac{k_y^2}{k^2} f(1-f) = \\ &= \omega_H \left[\omega_H + 1 - \frac{k_x^2}{k^2} f + \frac{1}{\omega_H} \frac{k_y^2}{k^2} f(1-f) \right], \quad \left(F_B = 1 - \frac{k_x^2}{k^2} f + \frac{1}{\omega_H} \frac{k_y^2}{k^2} f(1-f) \right) \end{aligned}$$

Т.е. ф. (16) Врунт'93 имеет $\lambda_2 \rightarrow -\lambda_2$ соответс с ф. Канни. С. '86 где ∞ -мемки с $\mathbb{Z}$ в пространстве.

A new ω_{nn}^2 - proposed in p. 100 Bryant '93
 or inverse w/ $\frac{1}{\omega} \ll 1$ same Hamiltonian form of energy

Date.

Due rectan. dots nuzhe $y_{mno}^{mno} = -1 - \hat{z}_{mno}^{mno}$ wak gwe wires,
 Coqz euz euz $x_{mno}^{mno} \neq 0$. Anazornno nuzhe. $\hat{z}_{mno}^{mno}$ or 23/I, nuzhe.

$$y_{mno}^{mno} = - \frac{16(-1)^{\frac{m-m'}{2}}(-1)^{\frac{n-n'}{2}}}{\pi^2 \epsilon_m \epsilon_n V_d} \int_{-\infty}^{\infty} dk_x \int_{-\infty}^{\infty} dk_y \frac{k_y^2}{k^2} f(kL) \frac{\sin(k_x - q_n) \frac{L}{2} \sin(k_x - q_{n'}) \frac{L}{2}}{(k_x^2 - q_n^2)(k_x^2 - q_{n'}^2)} \frac{\sin(k_y - q_m) \frac{W}{2} \sin(k_y - q_{m'}) \frac{W}{2}}{(k_y^2 - q_m^2)(k_y^2 - q_{m'}^2)}$$

Coqz Coqz nuzhe gwe rectan. dots, nuzhe nuzhe nuzhe $n=n'=0$ B
 p. y_{mno}^{mno} or 10/I.

Hezonno zamezno coqz nuzhe $\hat{z}_{mno}^{mno}$, y_{mno}^{mno} (Coqz nuzhe gwe gwe)

$$\hat{z}_{mno}^{mno} = \int_{-\infty}^{\infty} dk_x \int_{-\infty}^{\infty} dk_y [1 - f(kL)] F_{mn}^{mn}(k_x, k_y), \quad y_{mno}^{mno} = \int_{-\infty}^{\infty} dk_x dk_y \frac{k_y^2}{k^2} f(kL) F_{mno}^{mno}(k_x, k_y)$$

2ge $F_{mn}^{mn}(k_x, k_y) = - \frac{16(-1)^{\frac{m-m'}{2}}(-1)^{\frac{n-n'}{2}}}{\pi^2 \epsilon_m \epsilon_n wL} k_x^2 k_y^2 \frac{\sin(k_x - q_n) \frac{L}{2} \sin(k_x - q_{n'}) \frac{L}{2}}{(k_x^2 - q_n^2)(k_x^2 - q_{n'}^2)} \frac{\sin(k_y - q_m) \frac{W}{2} \sin(k_y - q_{m'}) \frac{W}{2}}{(k_y^2 - q_m^2)(k_y^2 - q_{m'}^2)}$

Orabuzno $x_{mno}^{mno} = \int_{-\infty}^{\infty} dk_x dk_y \frac{k_x^2}{k^2} f(kL) F_{mn}^{mn}(k_x, k_y) \quad x_e^{e'} + y_e^{e'} + z_e^{e'} =$

$$= \int d^2 k F_e^{e'}(\vec{k}) \left[1 - f(kL) + \frac{k_y^2}{k^2} f(kL) + \frac{k_x^2}{k^2} f(kL) \right] = \int d^2 k F_e^{e'}(\vec{k}) = -1 \delta_{ee'}$$

$\int d^2 k F_e^{e'}(\vec{k}) = -\delta_{ee'}$ ne orabuzno, no coqz nuzhe $\int d^2 p g_{ij}(\vec{p}, \vec{p}') = -4\pi \delta(\vec{p} - \vec{p}')$

$$F_{mn}^{mn}(\vec{k}) = - \frac{16}{\pi^2 \epsilon_m \epsilon_n wL} k_x^2 k_y^2 \frac{\sin^2(k_x - q_n) \frac{L}{2}}{(k_x^2 - q_n^2)^2} \frac{\sin^2(k_y - q_m) \frac{W}{2}}{(k_y^2 - q_m^2)^2}$$

$\rightarrow F_{mn}^{mn}(\vec{k}) = - \frac{16}{\pi^2 \epsilon_m \epsilon_n wL} \left[\frac{k_x^2}{(k_x + q_n)^2} \frac{k_y^2}{(k_y + q_m)^2} \right] \frac{\pi L}{2} \delta(k_x - q_n) \frac{\pi W}{2} \delta(k_y - q_m) \frac{\epsilon_m \epsilon_n}{2} =$

$$= -\delta(k_x - q_n) \delta(k_y - q_m), \text{ r.k. } \left(\frac{k_x^2 \sin^2(k_x - q_n) \frac{L}{2}}{(k_x^2 - q_n^2)^2} \approx \frac{\pi L}{4} \epsilon_n \delta(k_x - q_n) \right)$$

$\frac{L}{L} \gg 1$ Coqz 23/I. Paqz nuzhe nuzhe nuzhe $\frac{L}{L} \rightarrow \infty$.

$\int d^2 k F_e^{e'}(\vec{k}) = -\delta_{ee'}$ qaz $\frac{4(-1)^{\frac{n-n'}{2}}}{\pi L \epsilon_n} \int_{-\infty}^{\infty} dk_x k_x^2 \frac{\sin(k_x - q_n) \frac{L}{2} \sin(k_x - q_{n'}) \frac{L}{2}}{(k_x^2 - q_n^2)(k_x^2 - q_{n'}^2)} = \delta_{nn'}$

$y_{mno}^{mno} = \int d^2 k \frac{k_y^2}{k^2} F_{mn}^{mn}(\vec{k}) f = \int d^2 k \frac{k_y^2}{k^2} f(kL) (-1) \delta(k_x - q_n) \delta(k_y - q_m) =$

$$= - \frac{q_m^2}{q_n^2} f(q_m L) \text{ B or nuzhe or wires.}$$

$\omega_{mn}^2 = [\omega_n + H_{mno}^{mno} + \frac{q_m^2}{q_n^2} f(qL)] [\omega_n + H_{mno}^{mno} + 1 - f(qL)]$ $q = q_{mn} = \sqrt{q_m^2 + q_n^2}$

Orabuzno, nuzhe nuzhe $H_{mno}^{mno} = 0$ nuzhe q. Karuz - Ca: 86 c kuz nuzhe nuzhe
 B. Coqz nuzhe B. nuzhe nuzhe

Date.

Rectang. dots

$$f(qL) \approx \frac{1}{2} qL \text{ when } qL \ll 1. \quad 2L = \pi \sqrt{\frac{n^2 L^2}{l^2} + \frac{m^2 L^2}{w^2}} = \pi \rho \sqrt{\frac{n^2}{u^2} + m^2}, \quad \rho = \frac{L}{w}, \quad u = \frac{l}{w}.$$

no probl. c parameter $(\frac{l}{w} \gg 1, \frac{l}{L} \gg 1)$ or 19/1 ω_{mn} more normalized ne to zero
 for $n \neq 0$, no a factor $H_{mno} < 0$.

if frequency, two an. mag. give rectan. dots e.g. $m=0, n=0$ ($l_{mn}=0$)

$$\omega_{00}^2 = [\omega_H + H_{000}^{000}] [\omega_H + 1 + H_{000}^{000}], \quad H_{000}^{000} = -\frac{1}{4\pi} \langle N_{xx} \rangle$$

For 1×1.75 gase. poly. $\omega_{00} = 0.181$ - экан. $f_0 = 0.173$ (!).

For 1×1.2 gase. : $\omega_{00} = 0.112$ - очень мала, берем $f_0 = 0.213$.

Среднее значение на 1×1.75 gase. Условно зьем ф. разост. ω_{mn} и f_{mn} по сравнению H_{mno} . Для начала найдем $H_{mno} = H_{000}^{000} \forall m, n$.

	$m=0$	1	2	3	4	5	6
ω_{m0}	0.181	0.245	0.287	0.318	0.341	0.359	0.372
f_m	0.173	0.249		0.319		0.392	0.472
ω_{m1}	0.179	0.236	0.283	0.315	0.339	0.357	0.371

Видно, что набор ω_{m0} значительно лучше совмес. с экан. BLS, чем набор ω_{m0} от 19/1 где ω - мала.

$$g_{xx}(\vec{p}, \vec{p}') = -\frac{1}{\pi} \int d^2 \vec{k} \frac{k_x^2}{k^2} f(kL) e^{i\vec{k}(\vec{p}-\vec{p}')}.$$

$$H_{mno}^{mno} = \frac{L}{4\pi M_s A_{mno}} \int d^2 \vec{p} u_{mno}(\vec{p}) u_{mno}^*(\vec{p}) H_d^x(\vec{p})$$

$$\rightarrow H_d^x(\vec{p}) = \int d^2 \vec{p}' g_{xx}(\vec{p}, \vec{p}') M_s^x = M_s \int d^2 \vec{p}' g_{xx}(\vec{p}, \vec{p}')$$

$$\int d^2 \vec{p}' e^{-i\vec{k}\vec{p}'} = \int dx' \int dy' e^{-ik_x x'} e^{-ik_y y'} = \frac{4}{k_x k_y} e^{-ik_x \frac{L}{2}} e^{-ik_y \frac{w}{2}} \text{sink}_x \frac{L}{2} \text{sink}_y \frac{w}{2}$$

$$H_{mno}^{mno} = \frac{L \cdot M_s^2}{4\pi M_s A_{mno}} \int d^2 \vec{p} \cos q_{m1} y \cos q_{m2} y \cos q_{n1} x \cos q_{n2} x \times$$

$$\times M_s \int d^2 \vec{p}' \left(-\frac{1}{\pi}\right) \int d^2 \vec{k} \frac{k_x^2}{k^2} f(kL) e^{i\vec{k}(\vec{p}-\vec{p}')} = \frac{LM_s^2}{4\pi M_s A_{mno} \pi} (-M_s) 4 \int d^2 \vec{p} \times$$

$$\times \cos q_{m1} y \cos q_{m2} y \cos q_{n1} x \cos q_{n2} x \int d^2 \vec{k} \frac{k_x^2}{k^2} f(kL) e^{i\vec{k}\vec{p}} e^{-i(k_x L + k_y w)/2} \frac{\text{sink}_x \frac{L}{2}}{k_x} \frac{\text{sink}_y \frac{w}{2}}{k_y}$$

$$\int dx \cos q_{n1} x \cos q_{n2} x e^{ik_x x} = \frac{1}{2} \int dx [\cos(q_{n1} + q_{n2})x + \cos(q_{n1} - q_{n2})x] e^{ik_x x} =$$

$$= \frac{1}{2} \frac{1}{2} \int dx [e^{i(q_{n1} + q_{n2})x} + e^{-i(q_{n1} + q_{n2})x} + e^{i(q_{n1} - q_{n2})x} + e^{-i(q_{n1} - q_{n2})x}] e^{ik_x x} =$$

Date.

Матем. ф. грав. н.с. 11^х 2019

$$\begin{aligned}
 &= \frac{1}{4} \left[\frac{1}{i(k_x + q_n + q_{n'})} e^{i(k_x + q_n + q_{n'})x} + (\text{т.с. с. узн. знамен.}) \right]_0^l = \\
 &= \frac{1}{4} \left[\frac{1}{i(k_x + q_n + q_{n'})} (e^{i(k_x + q_n + q_{n'})l} - 1) + (\text{т.с. с. узн. знамен.}) \right] = \\
 &= \frac{1}{4} \cdot 2 \left[\frac{e^{i(k_x + q_n + q_{n'})\frac{l}{2}} \sin(k_x + q_n + q_{n'})\frac{l}{2}}{(k_x + q_n + q_{n'})} + e^{i(k_x - q_n - q_{n'})\frac{l}{2}} \frac{\sin(k_x - q_n - q_{n'})\frac{l}{2}}{(k_x - q_n - q_{n'})} \right. \\
 &\quad \left. + e^{i(k_x + q_n - q_{n'})\frac{l}{2}} \frac{\sin(k_x + q_n - q_{n'})\frac{l}{2}}{(k_x + q_n - q_{n'})} + e^{i(k_x - q_n + q_{n'})\frac{l}{2}} \frac{\sin(k_x - q_n + q_{n'})\frac{l}{2}}{(k_x - q_n + q_{n'})} \right. \\
 &= \frac{1}{2} e^{ik_x \frac{l}{2}} \left[e^{i(q_n + q_{n'})\frac{l}{2}} \frac{\sin(k_x + q_n + q_{n'})\frac{l}{2}}{(k_x + q_n + q_{n'})} + e^{-i(q_n + q_{n'})\frac{l}{2}} \frac{\sin(k_x - q_n - q_{n'})\frac{l}{2}}{(k_x - q_n - q_{n'})} + \dots \right] \\
 &\quad + \dots \Big], \quad e^{-i(q_n + q_{n'})\frac{l}{2}} \frac{\sin(k_x - q_n - q_{n'})\frac{l}{2}}{(k_x - q_n - q_{n'})} = e^{i(q_n + q_{n'})\frac{l}{2}} e^{-i(q_n + q_{n'})l} x \\
 &\quad \times \sin[(k_x + q_n + q_{n'})l - n\pi - n'\pi] = e^{i(q_n + q_{n'})\frac{l}{2}} (-1)^n (-1)^{n'} x \\
 &\quad \times \sin(k_x + q_n + q_{n'})\frac{l}{2} (-1)^n (-1)^{n'} = e^{i(q_n + q_{n'})\frac{l}{2}} \sin(k_x + q_n + q_{n'})\frac{l}{2} \\
 &\int_0^l dx \cos q_n x \cos q_{n'} x e^{ik_x x} = \frac{1}{2} e^{i(k_x + q_n + q_{n'})\frac{l}{2}} \sin(k_x + q_n + q_{n'})\frac{l}{2} \left[\frac{1}{k_x + q_n + q_{n'}} + \frac{1}{k_x - q_n - q_{n'}} + \frac{1}{k_x + q_n - q_{n'}} + \frac{1}{k_x - q_n + q_{n'}} \right] = \frac{1}{2} e^{i(\cdot)\frac{l}{2}} \sin(\cdot)\frac{l}{2} \cdot 2k_x \left[\frac{1}{k_x^2 - (q_n + q_{n'})^2} + \frac{1}{k_x^2 - (q_n - q_{n'})^2} \right] = 2e^{i(k_x + q_n + q_{n'})\frac{l}{2}} \sin(k_x + q_n + q_{n'})\frac{l}{2} \frac{k_x (k_x^2 - q_n^2 - q_{n'}^2)}{[k_x^2 - (q_n + q_{n'})^2][k_x^2 - (q_n - q_{n'})^2]} \\
 &\text{выбер } n = n': \int_0^l dx \cos^2 q_n x e^{ik_x x} = 2e^{ik_x \frac{l}{2}} (-1)^n \sin k_x \frac{l}{2} (-1)^n x \times \frac{k_x (k_x^2 - 2q_n^2)}{[k_x^2 - (2q_n)^2] k_x} = \frac{1}{2} e^{ik_x \frac{l}{2}} \sin k_x \frac{l}{2} \left[\frac{1}{k_x + 2q_n} + \frac{1}{k_x - 2q_n} + \frac{2}{k_x} \right] = \\
 &= e^{ik_x \frac{l}{2}} \sin k_x \frac{l}{2} \left[\frac{k_x}{k_x^2 - 4q_n^2} + \frac{1}{k_x} \right], \text{ выведе все на одну д.ч.} \\
 &J_n = \int_0^l dx \cos^2 q_n x e^{ik_x x} = e^{ik_x \frac{l}{2}} \left[(-1)^n k_x \frac{\sin(k_x - 2q_n)\frac{l}{2}}{(k_x^2 - 4q_n^2)} + \frac{\sin k_x \frac{l}{2}}{k_x} \right] \\
 &J_n = e^{i(\cdot)} \left[(-1)^n \frac{k_x}{k_x + 2q_n} \frac{\sin(k_x - 2q_n)\frac{l}{2}}{(k_x - 2q_n)} + \frac{\sin k_x \frac{l}{2}}{k_x} \right] = e^{i(\cdot)} \left[(-1)^n \frac{k_x}{k_x + 2q_n} \pi \delta(k_x - 2q_n) + \pi \delta(k_x) \right] = \left[e^{ik_x \frac{l}{2}} (-1)^n \frac{1}{2} \delta(k_x - 2q_n) + \delta(k_x) \right] \pi = \pi \left[\frac{1}{2} \delta(k_x - 2q_n) + \delta(k_x) \right]
 \end{aligned}$$

Date.

тогда $J_n = \frac{1}{2} \left[e^{ik_x \frac{l}{2}} (-1)^n \frac{\sin(k_x + 2q_n) \frac{l}{2}}{(k_x + 2q_n)} + e^{ik_x \frac{l}{2}} (-1)^n \frac{\sin(k_x - 2q_n) \frac{l}{2}}{(k_x - 2q_n)} + 2e^{ik_x \frac{l}{2}} \frac{\sin k_x \frac{l}{2}}{k_x} \right]$, $J_n = \frac{\pi}{2} \left[\delta(k_x + 2q_n) + \delta(k_x - 2q_n) + 2\delta(k_x) \right]$

$H_{mno} = - \frac{M_s^2 L}{\pi^2 A_{mno}} \int d^2 k \frac{k_x^2}{k^2} f(kL) e^{-ik_x \frac{l}{2}} e^{-iky \frac{w}{2}} \frac{\sin k_x \frac{l}{2}}{k_x} \frac{\sin k_y \frac{w}{2}}{k_y} \times$
 $\times \int dx \cos^2 q_n x e^{ik_x x} \int dy \cos^2 q_m y e^{iky y} = - \frac{4}{\pi^2 \epsilon_m \epsilon_n w l} \int d^2 k \frac{k_x^2}{k^2} f(kL) \times$
 $\times e^{-ik_x \frac{l}{2}} e^{-iky \frac{w}{2}} \frac{\sin k_x \frac{l}{2}}{k_x} \frac{\sin k_y \frac{w}{2}}{k_y} J_n(k_x) J_m(k_y)$, и поскольку $\delta(k_x)$ генерирует $\int d^2 L^2 (\dots)$.

$\frac{\sin k_x \frac{l}{2}}{k_x} = \pi \delta(k_x)$ и при $\frac{l}{2} \rightarrow \infty$.

$H_{mno} = - \frac{4}{\pi^2 \epsilon_m \epsilon_n w l} \int d^2 k \frac{k_x^2}{k^2} f(kL) e^{-i(k_x l + k_y w) \frac{1}{2}} \pi \delta(k_x) \pi \delta(k_y) J_n(k_x) J_m(k_y) =$
 $= - \frac{4}{\epsilon_m \epsilon_n w l} f(0) J_n(0) J_m(0) = 0$, т.к. $f(0) = 0$. Унара

$H_{mno} = - \frac{4}{\pi^2 \epsilon_m \epsilon_n w l} \int d^2 k \frac{k_x^2}{k^2} f(kL) e^{-i(k_x l + k_y w) \frac{1}{2}} \frac{\sin k_x \frac{l}{2}}{k_x} \frac{\sin k_y \frac{w}{2}}{k_y} \times$
 $\times \frac{\pi^2}{4} \left[\delta(k_x + 2q_n) + \delta(k_x - 2q_n) + 2\delta(k_x) \right] \left[\delta(k_y + 2q_m) + \delta(k_y - 2q_m) + 2\delta(k_y) \right] = 0$

Значит $k_x = 0, k_y \neq 0$ — брэгга не генер, значит $k_x = 0, k_y = 0$ брэгг не генер, значит $k_x \neq 0, k_y \neq 0$ не генер брэгга из-за $\sin q_n l = 0, \sin q_m w = 0$.
 Значит $k_y = 0, k_x = \pm 2q_n$ — так же брэгга не генер. А значит $k_y = 0, k_x = 0$ — брэгг не генер брэгг, т.к. $f(0) = 0$.

т.е. в пределе $\frac{w}{L} \gg 1, \frac{l}{L} \gg 1$ т.е. брэгг в $H_{mno} = 0$, хотя $f(0) = 0$.

$Y_{mno}, \hat{Z}_{mno}$ еще не определены, $Y_{mno} \neq 0$.

Матрица $\omega_{mn}^2 = [\omega_n + H_{mno} - Y_{mno}] [\omega_n + H_{mno} - \hat{Z}_{mno}]$ и при $w, l \gg L$ с $H_{mno} \neq 0$ не имеет смысла, т.к. H_{mno} не зависит параметра, т.е. Y_{mno} в общем и так не определены.

$H_{mno} = - \frac{4}{\pi^2 \epsilon_m \epsilon_n w l} \int d^2 k \frac{k_x^2}{k^2} f(kL) e^{-i(k_x l + k_y w) \frac{1}{2}} \frac{\sin k_x \frac{l}{2}}{k_x} \frac{\sin k_y \frac{w}{2}}{k_y} J_n(k_x) J_m(k_y)$

где $J_n(k_x) = \int dx \cos^2 q_n x e^{ik_x x}$, $J_m(k_y) = \int dy \cos^2 q_m y e^{iky y}$. где H_{mno} где $w, l \gg L$.

Угол $H_{mno} \neq 0$ в пределе $\frac{w}{L} \gg 1, \frac{l}{L} \gg 1$, когда $\hat{Z}_{mno}, Y_{mno}$ зависят от w, l , т.е. H_{mno} зависит от w, l , где H_{mno} зависит от w, l , где H_{mno} зависит от w, l .

Date. 25.01.

Wires, *aluminum wires, copper wires*

7/1 a part. $I(\omega) = \int dx f(x) e^{i\omega x}$ when $\omega \rightarrow \infty$.

Porque mesmo nos casos. *quando há um ponto de descontinuidade.*

$I(\alpha) = \int_a^b f(t) e^{i\alpha h(t)} dt$ que $\alpha \gg 1$ *monotonic*

$$1) I(\alpha) = \frac{i}{\alpha} \left[\frac{f(a)e^{i\alpha h(a)}}{h'(a)} - \frac{f(b)e^{i\alpha h(b)}}{h'(b)} \right] + O(1/\alpha^2), \quad h'(t) \neq 0.$$

Em $h'(a) = 0$, $t=a$ - caso. *quando há um max ou min $h(t)$.* $\rightarrow$

$$I(\alpha) = \frac{\sqrt{2\pi}}{\sqrt{2\alpha|h''(a)|}} f(a) e^{i\alpha h(a) + i\frac{\pi}{4} \text{sign} h''(a)}$$

2) Em caso contrário *quando $c: a < c < b$, $h'(c) = 0$*

$$I(\alpha) = \frac{\sqrt{2\pi}}{\sqrt{2\alpha|h''(c)|}} f(c) e^{i\alpha h(c) + i\frac{\pi}{4} \text{sign} h''(c)}$$

$$I(\omega) = \int dx f(x) e^{i\omega x} = \left| h(x)=x, h'(x)=1, \right| = \frac{i}{\omega} \left[f(0)e^{i\omega \cdot 0} - f(1)e^{i\omega} \right] + O(1/\omega^2)$$

$$= \frac{i}{\omega} [f(0) - f(1)e^{i\omega}]$$

$$F_m(\omega) = \int dx \cos(\pi m x) e^{i\omega x} = \frac{i}{\omega} [1 - (-1)^m e^{i\omega}] + O(1/\omega^2)$$

no mesmo *casos* *para o mesmo ω a mesma expressão 7/1, $\omega = \frac{w}{L}t - w' \cos$.*

$$I_{mm'} = \text{Re} \int_0^1 dx dx' \cos(\pi m x) \cos(\pi m' x') e^{i\omega(x-x')} = \text{Re} F_m(\omega) F_{m'}^*(\omega) =$$

$$= \frac{2}{\omega^2} [1 - (-1)^m \cos \omega], \quad m, m' \text{ - qualquer inteiro, } [\text{quando } I_{mm'} = 0]$$

$$I_{mm'}(\omega) = \int_0^1 dx dx' \cos(\pi m x) \cos(\pi m' x') \cos \omega(x-x') = [1 + (-1)^{m+m'}] \frac{[1 - (-1)^m \cos \omega] \omega^2}{(\omega^2 - \pi^2 m^2)(\omega^2 - \pi^2 m'^2)}$$

$$= \frac{2\omega^2}{(\omega^2 - \pi^2 m^2)(\omega^2 - \pi^2 m'^2)} [1 - (-1)^m \cos \omega] = 4(-1)^{\frac{m-m'}{2}} \frac{\sin(\omega - m\pi) \sin \frac{1}{2}(\omega - m'\pi)}{(\omega^2 - \pi^2 m^2)(\omega^2 - \pi^2 m'^2)}$$

Dono, *com $\omega = \frac{w}{L}t \gg \pi m, \pi m'$, $\rightarrow$ mesmo* $I_{mm'} \approx \frac{2}{\omega^2} [1 - (-1)^m \cos \omega]$

Reverence $\frac{w}{L}$ que *wires-BLS-Dem.* $\frac{w}{L} = 90 \neq \omega$.

No caso $\omega = \frac{w}{L}t$, *que $t \in [0, \infty]$. Portanto $\omega \rightarrow \infty$ representa $t \rightarrow \infty$.*

No mesmo *casos* *para o mesmo ω a mesma expressão 7/1, $\omega = \frac{w}{L}t - w' \cos$.*

$$Z_{moo} \sim \int_0^1 dx dx' \cos(\pi m x) \cos(\pi m x') \ln \frac{(x-x')^2}{(x-x')^2 + \rho^2}$$

$$\int_0^1 dx \cos(\pi m x) f(x) = \text{Re} \int_0^1 dx f(x) e^{i\pi m x} = \text{Re} \frac{i}{(\pi m)} [f(0) - f(1)e^{i\pi m}] + O(1/m^2)$$

$$\int_0^1 dx' \cos(\pi m x') \int_0^1 dx \cos(\pi m x) f(x, x') = \text{Re} \frac{f(x, x')}{\pi m} = f(x, x') \frac{\sin \pi m}{\pi m}$$

Date.

$$f(x, x') = \ln \frac{(x-x')^2}{(x-x')^2 + p^2}, \quad \frac{\partial f}{\partial x} = \frac{2}{\Delta} \frac{p^2}{p^2 + \Delta^2} \quad \text{суммарно}$$

и суммарно $\frac{p^2}{p^2 + \Delta^2} \xrightarrow{p \rightarrow 0} \frac{p}{\Delta^2 + p^2} = p \pi \delta(x-x'), \quad \delta(x) = \lim_{\Delta \rightarrow 0} \frac{1}{\pi} \frac{d}{dx} \frac{1}{\Delta^2 + x^2}$

$$\frac{1}{\Delta^2 + p^2} \approx \frac{\pi}{p} \delta(x-x'), \quad \ln \frac{\Delta^2}{\Delta^2 + p^2} = \ln \left[\frac{\Delta^2 \pi}{p} \delta(\Delta) \right] - \text{суммарно}$$

Суммарно $\frac{\partial f}{\partial x}$ не возмущает форму, следовательно $\frac{\partial f}{\partial x} \left(\frac{1}{\pi m} \right)$.

Уже $m \gg 1$ в осн. буге:

$$\frac{I_{m00}}{L} = \left(\frac{M_s^2 L}{4\pi A_{m00}} \right) \int d^2 \vec{p} d^2 \vec{p}' \cos q_{m y} \cos q_{m y'} g_{22}(\vec{p} \vec{p}') =$$

$$= \left(\cdot \right) \int_0^w dx dx' \int_0^w dy dy' \cos q_{m y} \cos q_{m y'} \frac{1}{\pi} \int d^2 \vec{k} \left(\frac{e^{-kL}}{kL} \right) \cos k_x (x-x') \cos k_y (y-y')$$

$$\lim_{m \rightarrow \infty} \int_0^w dy \cos q_{m y} \cos k_y (y-y') = w \int_0^1 dx \cos(\pi m x) F(x, x') = |F(x, x') = \cos k_y w (x-x')| =$$

$$= w \operatorname{Re} \int_0^1 dx F(x, x') e^{i \pi m x} = w \operatorname{Re} \frac{i}{\pi m} [F(0, x') - F(1, x') e^{i \pi m}] = 0 + O\left(\frac{1}{m^2}\right)$$

$$\Rightarrow h(x) = x, \quad h'(x) = 1, \quad \alpha = \pi m.$$

$$I(\alpha) = w \operatorname{Re} \int_0^1 dx e^{i \alpha x} F(x, x') = w \operatorname{Re} \left[\frac{1}{i \alpha} F(x, x') e^{i \alpha x} \Big|_0^1 - \frac{1}{i \alpha} \int_0^1 F'(x, x') e^{i \alpha x} dx \right]$$

$$= w \operatorname{Re} \left[-\frac{1}{i \alpha} \cdot \frac{i}{\alpha} (F'_x(0, x') - F'_x(1, x') e^{i \pi m}) \right] = -\frac{w}{\alpha^2} [F'_x(0, x') - (-1)^m F'_x(1, x')] \quad \text{Imag} = 0$$

$$J_m = \int_0^w dy dy' \cos q_{m y} \cos q_{m y'} \cos k_y (y-y') = w^2 \int_0^1 dx' \int_0^1 dx \cos(\pi m x') \cos(\pi m x) F(x, x') =$$

$$= w \int_0^1 dx' \cos(\pi m x') \left(-\frac{w}{\alpha^2} \right) [F'_x(0, x') - (-1)^m F'_x(1, x')] =$$

$$= -\frac{w^2}{\alpha^2} \operatorname{Re} \int_0^1 dx' e^{i(\pi m x')} [F'_x(0, x') - (-1)^m F'_x(1, x')] = -\frac{w^2}{\alpha^2} \frac{(-1)}{\alpha^2} \times$$

$$\times [f'_{x'}(x'=0) - (-1)^m f'_{x'}(x'=1)] = \frac{w^2}{\alpha^4} [F''_{xx'}(0,0) - (-1)^m F''_{xx'}(1,0) -$$

$$- (-1)^m [F''_{xx'}(0,1) - (-1)^m F''_{xx'}(1,1)]] = \frac{w^2}{\alpha^4} [F''_{xx'}(0,0) + F''_{xx'}(1,1) -$$

$$- (-1)^m [F''_{xx'}(1,0) + F''_{xx'}(0,1)]] \quad , \quad F(x, x') = \cos k_y w (x-x')$$

$$F''_{xx'}(x, x') = -\frac{\partial^2}{\partial x \partial x'} \cos k_y w (x-x') = -k_y^2 w^2 \cos k_y w (x-x')$$

$$J_m = \frac{w^2}{\alpha^4} (-k_y^2 w^2) \cdot 2 \cdot [1 - (-1)^m \cos k_y w] = \frac{k_y^2 w^2}{(\pi m)^4} 2 [1 - (-1)^m \cos k_y w] =$$

$$= w^2 I_{mm}(w) \quad \text{но это выражение некорректно, т.к.}$$

но $\int dy (\dots)$ раскроем.

Date. 26. 01.

M. coupled dots, hom. dots - H_c(ϕ_H)

→ Намека на связь сего с M(H) взаимодействие
 готов на EMMA с Jacobson, Main Викинг - МФД H(ϕ_H) hom. dots
 Вернемся к расчету для МФД от 30/12 - 3/12 992.

$\tau = \frac{2\pi R}{T} = \pi \frac{D}{D+d}$, $\tau = 2,86$ соответствует 1/1.1 переска и минимиз. готов
 как у Hillebrandt, L/R = 0.2.

При H=0 min W_m дает AF(ϕ) фазы из APL'99.

При H>0 взаимодействие УФ δ-, ε- фазы и F-фаза где

Аналогичные миним. потерь усложняются F- и δ- фазы есть

$$h_c(\varphi_H) = \begin{cases} 4|B| [|\cos 2\varphi_H| - \lambda_c] & , \lambda_c = \frac{|a+a_d|}{|B|}, h_c \geq 0, \lambda = \cos 2\varphi_H \\ 0, & |\cos 2\varphi_H| < \lambda_c \end{cases}$$

a, a_d и b как в статье APL'99. $h = 2M_s H \tau$, $\tau = \frac{V_d}{V_{gr}}$

т.к. работаем в 4-х готовом упрощении, то $\tau = \frac{1}{4} \tau_0 = \frac{1}{4} \frac{\pi R^2}{T^2}$

$$h_c(\varphi_H, \frac{d}{R}) = 4|B(d)| [|\cos 2\varphi_H| - \lambda_c(d)]$$

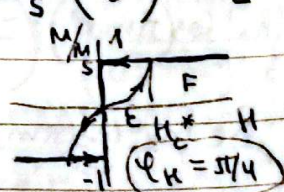
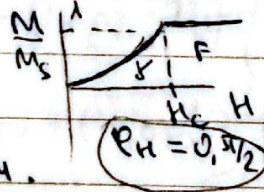
1/1.1 переска соответ. $d/R = \frac{(1-1)\mu_m}{1\mu_m/2} = 0,2$ - сильное взаимодействие

1) Можно написать $h_c(\varphi_H = 0, \pi/2; d/R) = 4|B(d)| [1 - \lambda_c(d)]$
 - как взаим. нагнет с d/R где δ-F-переход. Аналогично где ε-F-переход

2) $\tau = 2,86$ и 1/1.1 переска - написать $h_c(\varphi_H, d/R = 0,2)$.

$$\frac{H_c(\varphi_H, d)}{M_s} = \frac{h}{2M_s \tau} = \frac{1}{2M_s^2 \tau^2} \cdot 16\pi \cdot 4|B| [|\lambda| - \lambda_c] = \frac{1}{M_s^2} \left(\frac{32\pi}{\tau^2} \right) |B| [|\lambda| - \lambda_c]$$

В MCA2-file a, a_d, b eq. $(\frac{M_s^2}{4\pi})$.



- из крив M(H) видно, что 0/H - ϕ_H = π/4.

При τ = 2,86: a(2,86) = -0,308; a_d(2,86) = -0,152; b(2,86) = -0,52

$$\lambda_c(2,86) = \frac{a+a_d}{b} = \frac{0,308+0,152}{0,521} = 0,883. \text{ Уточнение } \tau = \pi/1.1 = 2,856.$$

$$\frac{1}{M_s} H_c(\varphi_H, \tau=2,86) = \frac{8}{\tau^2} |B(2,86)| [|\cos 2\varphi_H| - 0,883], \text{ где } B \text{ бер. } (\frac{M_s}{4\pi})$$

$\frac{1}{M_s} H_c(\varphi_H = 0, \pi/2) = 0,0604$, что совм. с расчетом 3/11 992.

Arg, ϕ _H	1,57	1,56	1,55	1,50	1,45	1,40	1,37	1,35	1,34	1,33
$\frac{1}{M_s} H_c(\varphi_H)$	0,0604	0,0602	0,0594	0,0547	0,0450	0,0303	0,0191	0,0108	0,0063	0,0017

Date.

Wires (homogeneous)

$$1 + (-1)^{m+m'} \sin^2 kw = \frac{q_m q_{m'}}{(k^2 - q_m^2)(k^2 - q_{m'}^2)} \left[1 + (-1)^{m+m'} - \{(-1)^m + (-1)^{m'}\} \cos kw \right]$$

$$\int_0^w dy dy' \sin q_m y \sin q_{m'} y' \cos k(y-y') = \frac{q_m q_{m'} [1 + (-1)^{m+m'}]}{(k^2 - q_m^2)(k^2 - q_{m'}^2)} [1 - (-1)^m \cos kw]$$

тогда при $c = 30/\pi$, то выражение $\int dy dy' (\dots) \neq 0$ только если $m, m' = \text{нечетные}$.
 то $\frac{1 - (-1)^m \cos kw}{(c \cdot 10/\pi)} = (-1)^{\frac{m-m'}{2}} \cdot 2 \sin(k - q_m) \frac{w}{2} \sin(k - q_{m'}) \frac{w}{2}$, поэтому

$$I_{mm'} = \int dy dy' \sin q_m y \sin q_{m'} y' \cos k(y-y') = (-1)^{\frac{m-m'}{2}} 4 q_m q_{m'} \cdot \frac{\sin(k - q_m) \frac{w}{2} \cdot \sin(k - q_{m'}) \frac{w}{2}}{(k^2 - q_m^2)(k^2 - q_{m'}^2)}$$

$$\lim_{w \rightarrow \infty} \frac{\sin Q \frac{w}{2}}{Q} = \pi \delta(Q) \text{ или } \lim_{w \rightarrow \infty} \frac{\sin^2 Q \frac{w}{2}}{Q^2} = \pi \frac{w}{2} \delta(Q)$$

$$\text{поэтому } I_{mm}(k) \xrightarrow[w \rightarrow \infty]{L} (-1)^{\frac{m-m}{2}} 4 q_m^2 \frac{Q^2}{(k + q_m)^2} \pi \frac{w}{2} \delta(k - q_m) = \pi \frac{w}{2} \delta(k - q_m)$$

$$\hat{\Sigma}_{m00} = \frac{4}{\pi \epsilon_m w L} \int_{-\infty}^{\infty} dk_y \left(\frac{e^{-|k_y|L} - 1}{|k_y|} \right) (\dots), \text{ где } u_m(z) = M_s \sin q_m y$$

$$\hat{\Sigma}_{m00} = \frac{M_s^2 L}{4\pi A_{m00}} \int d^2 \vec{p} d^2 \vec{p}' g_{zz}(\vec{p}, \vec{p}') \sin q_m y \sin q_{m'} y' =$$

$$= \frac{M_s^2 L}{4\pi \frac{1}{8} V_d \epsilon_m \cdot 4 M_s^2 (\frac{1}{\pi})} \int dx dx' \int dy dy' \int d^2 \vec{k} \left(\frac{e^{-kL} - 1}{kL} \right) \cos k_x(x-x') \cos k_y(y-y') \sin q_m y \sin q_{m'} y'$$

$$\int dx dx' \cos k_x(x-x') = 4 \frac{\sin^2 k_x \frac{L}{2}}{k_x^2} = (\text{два провода}) = 4 \cdot \pi \frac{L}{2} \delta(k_x) = 2\pi L \delta(k_x)$$

$$\hat{\Sigma}_{m00} = \frac{M_s^2 L \cdot 8}{4\pi V_d \epsilon_m \cdot 4 M_s^2 \pi L} \frac{1}{\pi L} \cdot 2\pi L \int dy dy' \int d^2 \vec{k} \left(\frac{e^{-kL} - 1}{k} \right) \delta(k_x) \cos k_y(y-y') \sin q_m y \sin q_{m'} y'$$

$$= \frac{1}{\pi \epsilon_m w L} \int_{-\infty}^{\infty} dk_y \left(\frac{e^{-|k_y|L} - 1}{|k_y|} \right) \int_0^w dy dy' \cos k_y(y-y') \sin q_m y \cdot \sin q_{m'} y' =$$

$$= \frac{2}{\pi \epsilon_m w L} \int_0^{\infty} dk_y \frac{(e^{-k_y L} - 1)}{k_y} I_{mm}(k_y), \quad \hat{\Sigma}_{m00} = \frac{2}{\pi \epsilon_m w L} \int_0^{\infty} dk_y \frac{(e^{-k_y L} - 1)}{k_y} \pi \frac{w}{2} \delta(k_y - q_m) =$$

$$= \frac{1}{\epsilon_m} \frac{e^{-q_m L} - 1}{2mL} = \frac{e^{-q_m L}}{2mL}$$

$$\hat{\Sigma}_{m00} = \frac{4 q_m^2}{\pi \epsilon_m w L} \int_{-\infty}^{\infty} dk_y \left(\frac{e^{-|k_y|L} - 1}{|k_y|} \right) \frac{\sin^2(k_y - q_m) \frac{w}{2}}{(k_y^2 - q_m^2)^2} - \beta \sin q_m y \text{ и } \beta \cos q_m y$$

$$\text{Получим (3/5) } \hat{\Sigma}_{m00} = \frac{4}{\pi \epsilon_m w L} \int_{-\infty}^{\infty} dk_y |k_y| (e^{-|k_y|L} - 1) \frac{\sin^2(k_y - q_m)}{(k_y^2 - q_m^2)^2} - \beta \cos q_m y$$

$$\Rightarrow \text{обах выражениях при } \frac{w}{L} \gg 1: \hat{\Sigma}_{m00} = \frac{e^{-q_m L} - 1}{2mL} \cdot \frac{2 \sin^2(k_y - q_m) \frac{w}{2}}{(k_y^2 - q_m^2)^2} \delta(k_y - q_m)$$

Date. . 01 .

Но тогда берем $\vec{m}(y=q\omega) = 0$ " m'' - нечет. для $\sin y$ - иrogeno...
 Какое $\hat{Z}_{m00}$ и ω_m - почему так в sin-иrogeno... где wires?
 m' нечет только если y - четное
 или. (ср. сн. четная $y = \frac{1}{2}$ зона).

m	1	3	5	7	9	11
$\hat{Z}_{m00}$	-0,987	-0,946	-0,922	-0,892	-0,863	-0,835
$\sin \hat{Z}_{m00}$	0,254	0,320	0,351	0,385		
ω_m	0,236	0,266	0,297	0,319	0,339	- экв. wires
f_m						

$$\sin \hat{Z}_{m00} = \frac{4(m\pi)^2}{\pi p} \int_{-\infty}^{\infty} dt \frac{(e^{-|t|} - 1)}{|t|} \frac{\sin^2(t - \pi m)_2}{(t^2 - \pi^2 m^2)^2} = \frac{2}{\pi p} \int_0^{\infty} dt \frac{(e^{-t} - 1)}{t} \times$$

$$\times \int_0^1 dx dx' \sin(\pi m x) \sin(\pi m x') \cos t(x - x') - \text{аналогично } \cos - \hat{Z}_e \text{ от } 4/I.$$

Вместо $\hat{Z}_{m00}$ нечет не чет. от $\hat{Z}_{m00} = \frac{e^{-2mL}}{2mL}$ где m - нечет. m . $\sin$ wires

m	0	1	2	3	4	5
$\sin \hat{Z}_m$	0	-0,987	-0,970	-0,953	-0,937	-0,922
$\sin \omega_m$		0,254	0,284	0,310	0,332	0,351
ω_m^{∞}	0,227	0,261	0,290	0,315	0,337	0,356
$\hat{Z}_{m00}$	-1	-0,983	-0,966	-0,949	-0,933	-0,918

$$\sin \hat{Z}_m \approx \hat{Z}_m (\infty - \text{нечет.})$$

f_m экв. BLS-wires
 $\omega_m^S \approx \omega_m^{\infty}$

Видно, что $\sin \omega_m$ растет много быстрее ω_m и $\hat{Z}_{m00}$.
 эквивалентно, чем ω_m^{∞} (с-нечет). Но и ω_m , чем $\hat{Z}_{m00}$ - растет от $4,7/I$.
 Проблема сн. может остаться, $m=0$ где $\sin y$ - нечет. не имеет смысла.
 Поэтому я отбросил $\sin \omega_1$ - гасит. $f_0 = 0,236$ экв.

→ Условие между $\sin \omega_m$ очень близко к эквивалентности.
 Номер все не $\sin \omega_1$ совб. экв. $f_0 = 0,236$. $0 \leq y \leq \omega_1$

→ Если требование $\vec{m}(z)$ - такая относ. четность y зона, т.е. $\cos y_m(y - \frac{w}{2})$,
 то $\cos$ будет $\sin y_m y$ или m - нечет. и $\cos y_m y$ или m - чет. Тогда

m	0-cs	1-sin	2-cs	3-sin	4-cs	5-sin
ω_m	0,268	0,254	0,323	0,310	0,357	0,351
f_m	0,236	0,266	0,297	0,319	0,339	

Средн. $\sin - \cos$ - баланс
 где wires с экв.

Растет $\sin \omega_1 < \cos \omega_1$

Если номер 0 ($\cos \sim \cos y_m(y - \frac{w}{2})$) берем, то f_0 совб. $\sin \omega_1$ тогда,
 а $\cos \omega_0$ тогда (при-нога) совб. f_1 . $\sin \omega_1$ и ω_3 можно индифференцировать.

Date. 31. 01.

Рассмотрим CP для прямоуго. dots (бесконечных проводов).

1) Требуется $\left(\frac{\partial \vec{m}}{\partial n}\right)_{y=0,w} = 0$, то есть $\Phi \sim \cos q_m y$, m -члене $y \in [0, w]$

2) Требуется $(\vec{m}_n)_{y=0,w} = 0$, то есть $\Phi \sim \sin q_m y$, m -члене

3) Требуется значение CP отн. центра гора $y = \frac{w}{2}$, тогда $\Phi \sim \begin{cases} \sin q_m y, & m \text{ нечетное} \\ \cos q_m y, & m \text{ четное} \end{cases}$

В каждом случае можно $\vec{m} = f(z)$, $\vec{m} \sim \begin{cases} \cos q_m z \\ \sin q_m z \end{cases}$. Тогда угловое $\cos q_m z$ - тогда $S=0$, $S=1$ при $q_m z = 0, \pi$ соответственно w - длина y -за области

Видно $q_1 = \frac{\pi}{w} = \frac{\pi}{1.8 \cdot 10^{-4} \text{ cm}} = 1.7 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-1} \approx 0.2 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-1}$

Угловое $\Phi \cos q_m y$ $I_m^C(q) \sim \frac{q^2}{(q+q_m)^2} \frac{\sin^2(q-q_m)w}{(q-q_m)^2} \frac{1}{w^2}$

Угловое $\Phi \sin q_m y$ $I_m^S(q) \sim \frac{q^2}{(q+q_m)^2} \frac{\sin^2(q-q_m)w}{(q-q_m)^2} \frac{1}{w^2}$

Если (для проводов):

a) $I_{m=0}^C(q) = \frac{\sin^2 q}{q^2}$ - при $q=0$ $I_{m=0}^C(0) = 1$,

но $I_{m \neq 0}^{\text{exp}}(q)$ имеет нуль при $q=0$, а при $q \approx 0.2 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-1} \approx q_1$ (для $w=1.8 \cdot 10^{-4} \text{ cm}$)

б) $I_{m \neq 0}^{\text{exp}}(q)$ имеет $I_{m \neq 0}^{\text{exp}}(q=0) \neq 0$, тогда как все $I_{m \neq 0}^{C,S}(q=0) = 0$.

- угловое Φ при $q=0$ не имеет.

в) $I_{m \neq 0}^{\text{exp}}$ и $I_{m \neq 0}^{\text{exp}}$ имеют экстремумы, тогда как $(I_{m=0}^C)_{\text{max}} = 1$, а

$(I_{m=1}^C)_{\text{max}} = \left\{ \frac{q^2/w^2}{(q+q_m)^2} \frac{\sin^2(q-q_m)w}{(q-q_m)^2} \right\}_{\text{max}} = |q=q_m| = 1/4$

Во всех случаях а), б), в) требуется вопрос интерпретации данных PRB'99

exp. данных $\cos q_m y$ - представление с $m=0, 1, 2, \dots$

Альтернатива: перв. exp. $\sin q_m y$ с $m=1$, а вторич. exp. $\Phi \cos q_m y$ с $m=0$.

а) exp. $I_{m \neq 0}^{\text{exp}}$ при $q=0.12$ - в пользу альтернативы, но

нужно объяснить $I_{m \neq 0}^{\text{exp}}(q=0) \neq 0$ (см. 13/17)

б) $I_{m \neq 0}^{\text{exp}}(q=0) \neq 0$ объясняется, а при $I_{m \neq 0}^{\text{exp}}(q)$ при $q=0.3 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-1}$, а не $q=0$

можно объяснить наличием $m=0$ с $m=2, 4$.

в) $(I_{m=0}^C)_{\text{max}} = 1$ и $(I_{m=1}^S)_{\text{max}} = 1/4$ - это тоже. Но последнее

можно считать наличием $m=0$, то есть угловое $I_{m=0}^C$ имеет

Т.е. альтернативное объяснение не хуже стандартного с $\cos q_m y$, $m=0, 1, 2, \dots$

Date. 01. 02.

Rectang. dots Singly-Same.

В полюсе аномального $\cos \omega_0 \approx f_1$, но и при $\sin \omega_1 > f_0$ и
 тогда выполняются $(\vec{m}_n)_{p=R} = 0$ и для основной моды излучат. дотав (а.т.т.).

$y \in [0, w]$, $\sin y$ - pinning when $y = 0, w$.
 Maximum $\sin y$ at $\sin y$ just detang. dots. $(\pi/2)$
 Populasi juga $\sum_{m=0}^{m'00}$, $y_{m=0}^{m'00}$ akan hanyut dari IS/I & $\cos y$ - signa

В первом приближении по $\frac{w}{L} \gg 1, \frac{l}{L} \gg 1$ разогнать в обеих
длинах волны совпадают, давая как и для wires, дипр. представление.
В 2-м приближении в $\cos - \frac{\pi l}{L}, \frac{\pi w}{L}$ достаточно для перехода к
 $\sin - \frac{\pi l}{L}, \frac{\pi w}{L}$ заменить под знаком $\int dk_y \quad k_y^2 \rightarrow q_m^2$. Это явл. следствием

$$I_{mm'}^{c}(k_y) = \int_0^w dy dy' \cos q_m y \cos q_{m'} y' \cos k_y (y-y') = 4(-1)^{\frac{m-m'}{2}} k_y^2 \frac{\sin(k_y - q_m) \frac{w}{2}}{(k_y^2 - q_m^2)} \frac{\sin(k_y - q_{m'}) \frac{w}{2}}{(k_y^2 - q_{m'}^2)}$$

В координатной плоскости найдем значения $\sin \frac{\pi}{6}$, $\sin \frac{5\pi}{6}$ по формуле в паре 15/1 $\cos(\pi x) \rightarrow \sin(\pi x)$. $m \neq 0$ и т.д.

$$E_n = \frac{1}{\pi p} \int_0^1 dx dx' \sin(\pi m x) \sin(\pi m x') \left[\ln \frac{(x-x')^2}{p^2 + (x-x')^2} + \dots \right]$$

$$\sin y_{\text{moo}} = -1 - \frac{2}{\pi p} \int_0^1 dx dx' \sin(\pi m x) \sin(\pi m x') \left[\ln \frac{|x-x'|}{\sqrt{p^2 + (x-x')^2}} - \text{гармо нах (7/1)} \right]$$

Due to the presence of H_{m00}^{m00} boundary conditions p. H_{m00}^{m00} or $2\pi/I$, where $n=0$ and $\cos q_m y \rightarrow \sin q_m y$ to $\Im m(k_y)$. $\Im_{n=0} = \int_0^L dx e^{ik_x x} = \frac{2}{k_x} e^{ik_x L/2} \sin k_x \frac{L}{2}$

$$H_{m00}^{m00} = -\frac{4}{\pi^2 \epsilon_m w \ell} \int d^2 \vec{k} \frac{k_z^2}{k^2} f(k) e^{i k_y \frac{w}{2}} \frac{\sin^2 k_x \frac{\ell}{2}}{k_z^2} \frac{\sin k_y \frac{w}{2}}{k_y} J_m(k_d)$$

Здесь берем нормализацию по L, w, L .
$$J_m^{c,s}(k_y) = \int_0^L dy e^{ik_y y} \begin{pmatrix} \cos^2 q_m y \\ \sin^2 q_m y \end{pmatrix} \cdot \begin{matrix} c \\ s \end{matrix}$$

[illegible]

$$H_d^x(\vec{p}) = \int d^2 \vec{p}' g_{xx}(\vec{p} \vec{p}') M_s^x \rightarrow H_{moo}^{moo} = \frac{L}{4\pi A_{moo} M_s} \int d^2 \vec{p} u_{moo}(\vec{p}) u_{moo}^*(\vec{p}) H_d^x(\vec{p})$$

$$= \left(\frac{L M_s^2}{4\pi M_s A_{moo}} \right) \int_0^{\pi} dx \int_0^{\pi} dx' \int_0^{\pi} dy \int_0^{\pi} dy' \begin{pmatrix} \cos 2m_y \cdot \cos 2m'_y \\ \sin 2m_y \cdot \sin 2m'_y \end{pmatrix} M_s g_{xx}(\vec{p}, \vec{p}')$$

Рассуждения. Тормозная ...

Date.

$$g_{xx}(y, y') = \frac{1}{L} \int_0^L dy' g_{xx}(\vec{r}, \vec{r}') \sim \text{no dependence}$$

$$H_{m00}^{m'00} = \left(\frac{L \epsilon M_s^2}{4\pi A_{m00}} \right) \int_0^L dy dy' \begin{pmatrix} \cos q_m y & \cos q_{m'} y' \\ \sin q_m y & \sin q_{m'} y' \end{pmatrix} g_{xx}(y, y')$$

$$H_{m00}^{m'00} = \frac{1}{2\pi \epsilon_m w} \int_0^w dy dy' \begin{pmatrix} \cos q_m y & \cos q_{m'} y' \\ \sin q_m y & \sin q_{m'} y' \end{pmatrix} g_{xx}(y, y')$$

$$g_{xx}(y, y') = \frac{4}{L} \left[L \operatorname{arcsch} \frac{L}{\sqrt{\epsilon^2 + \Delta^2}} - L \operatorname{arcsch} \frac{L}{|\Delta|} + \sqrt{\epsilon^2 + \Delta^2} - |\Delta| + \sqrt{L^2 + \Delta^2} - \sqrt{\epsilon^2 + L^2 + \Delta^2} \right]$$

(corr. 15/12-21/12)

Рассуждения: для расчета $\cos q_m y$ -части $m=0$, т.е. $\langle N_{xx} \rangle$ параметра.

Рассуждения SW-расстояния $\sin q_m y$ -части для $1 \times 1,75 \mu\text{m}$ (аналогично 17/12 к cos-части). Заменим $H_{m00}^{m'00} \rightarrow \frac{1}{2} H_{000}^{000} = \frac{1}{4\pi M_s} \langle H_d^x \rangle$ и т.д. $m=0$ в $\sin q_m y$ -части не имеет смысла.

$$g_{xx}(y, y') = \frac{4}{L} \left[\frac{P}{u} \operatorname{arcsch} \frac{P}{\sqrt{u^2 + \Delta^2}} - \frac{P}{u} \operatorname{arcsch} \frac{P}{|\Delta|} + \sqrt{1 + \frac{\Delta^2}{u^2}} - \frac{|\Delta|}{u} + \sqrt{\frac{P^2}{u^2} + \frac{\Delta^2}{u^2}} - \sqrt{1 + \frac{P^2}{u^2} + \frac{\Delta^2}{u^2}} \right]$$

$$P = \frac{L}{u}, u = \frac{L}{w}$$

$$g_{xx}(y, y') = \frac{4}{L \cdot u} \left[p \operatorname{arcsch} \frac{P}{\sqrt{u^2 + \Delta^2}} - p \operatorname{arcsch} \frac{P}{|\Delta|} + \sqrt{u^2 + \Delta^2} - |\Delta| + \sqrt{p^2 + \Delta^2} - \sqrt{u^2 + p^2 + \Delta^2} \right]$$

напр. Тормозная ...

m	0	1	2	3	4	5
ω_m^c (17/12)	0,277	0,352	0,388	0,418	0,444	0,464
ω_m^s (0,250)	0,246	0,332	0,386	0,426	0,455	
f_m	0,173	0,249	0,319	0,392	0,472	-

Связи $\omega_1^c \approx f_1$, $\omega_3^s \approx f_3$ - хорошие. Но как обстоят дела с $f_0 = 0,173$? ω_0^c, ω_2^c - много сов. с f_0, f_2 . Кемато $\omega_2^s \approx f_2$.

Необходимо учесть: наблюдения $\omega_0^c, \omega_2^c, \omega_4^c$ помнят ω_0^c , но не ω_4^c , поэтому ω_4^c совпадает с экстр. БЛС.

Еще замечания - для расчета, выше 24/12. Но теперь H_{m00} с учетом $\sin q_m y$ (или $\cos q_m y$) - часть.

m	0	1	2	3	4	5	6
$H_m^c H_0^c \omega_m^c$	0,181	0,245	0,287	0,318	0,341	0,359	0,372
ω_m^c	0,175	0,258	0,311	0,356	0,405	0,416	0,434
ω_m^s (0,250)	0,234	0,299	0,347	0,383	0,410	0,429	0,453
f_m	0,173	0,249	0,319	0,392	0,472		

наблюдения ω_m^c от 12/12

Date. 02.02.

Вспомогат. $\cos(\omega_m)$ функции. расчеты выполняю с помощью калькулятора. Формулы расчета в том, что y_m, z_m имеют в пределах $\frac{1}{2} \rightarrow 0, \frac{1}{2} \rightarrow 0$ (в квар. базе), а y_{moo} формул. тоже

Еще можно отразиться от разности по p в термине расчете $\omega_m (17/I)$ и ω_m^3 поправ. значения $\sum_{moo}$ и y_{moo} . Везде МСАД ω_m и с термине поправ. значениями от 15/I. Для газа поправки к ω_m^3 . Но все равно $f_0 = 0,173$ и $\omega_0^3 = 0,277$ или $\omega_1^3 = 0,246$ не меняются.

Вспомогат. к расчету МПД $H - \epsilon_n$ $\cos$ dots $2/\pi$
Каждо δ расщеп. предел $H \rightarrow 0$ исходя из φ -части $AF(\varphi)$ и δ -части $AF(\beta)$ второй YF .

Для δ $H \rightarrow 0$ расчет от $3/\pi$ 992 . и возм. надо учитывать, δ α n . $\cos$ dots $AF(\varphi)$, а не $AF(\beta)$.

$F(H) = W_m(\varphi_n) - M \cdot H$, $W_m(AF(\varphi))$ возмущение $\varphi_n = \varphi_n^0 + \delta_n$
 $\varphi_n^0(\varphi)$ - есть наклоненные $AF(\varphi) - AF(\beta)$: $\varphi_1^0 = \varphi, \varphi_2^0 = -\varphi, \varphi_3^0 = \pi + \varphi, \varphi_4^0 = \pi - \varphi$
 $AF(\beta)$: $\varphi_1^0 = \pi + \beta, \varphi_2^0 = -\beta; \varphi_3^0 = \beta; \varphi_4^0 = \pi - \beta$.

От δ δ_n (которые могут быть и не малы) переходим к δ : $\begin{cases} 2\delta_1 = \delta_1 + \delta_3 \\ 2\delta_2 = \delta_1 - \delta_3 \\ 2\delta_3 = \delta_2 + \delta_4 \\ 2\delta_4 = \delta_2 - \delta_4 \end{cases} 2/\pi$
Расчет с $\cos$ dots $AF(\varphi)$ был сделан $2/\pi$ 992 .

При малых H : $F(\delta_n \ll 1, \varphi) = F(0) - \frac{h^2}{8} \frac{[a' + (a-a') \cos 2\varphi \cos 2\varphi_n - a \cos^2 2\varphi]}{[a'^2 - a^2 \cos^2 2\varphi]}$
 $a' = a - b > 0, k_u = 4(a + a' - b) > 0$.

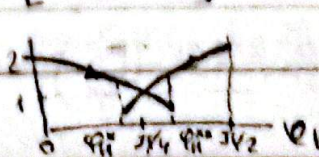
$F(\delta_n \ll 1, \varphi = 0, \frac{\pi}{2}) = F(0) - \frac{h^2}{8} \frac{[a' + (a-a') \cos 2\varphi_n \cdot (-1)^{0,1} - a]}{(a'^2 - a^2)} =$
 $= F(0) - \frac{h^2}{2k_u} [1 - (-1)^{0,1} \cos 2\varphi_n]$. $\min$ тогда $F(\delta_n, \varphi)$ где $\varphi = 0, \frac{\pi}{2}$.

Вспомогат. φ_{min} зависит от φ_n через δ (см. $2/\pi$) : φ_{min}
Можно считать $\varphi_{min} = \begin{cases} \pi/2, & \varphi_n < \pi/4 \\ 0, & \varphi_n > \pi/4 \end{cases}$

$F(\delta_n \ll 1, \varphi_{min}) = F(0) - \frac{h^2}{2k_u} [1 - \cos 2\varphi_{min} \cos 2\varphi_n] = F(0) - \frac{h^2}{2k_u} [1 + |\cos 2\varphi_n|]$

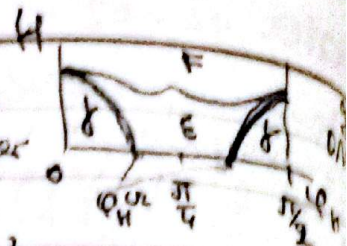
$\gamma = - \frac{\partial^2 F}{\partial H^2} = - \frac{\partial^2 F}{\partial h^2} \left(\frac{\partial h}{\partial H} \right)^2 = \left(\frac{\partial h}{\partial H} \right)^2 \frac{1 + |\cos 2\varphi_n|}{k_u}$, $\frac{\partial h}{\partial H} = 2M_s \delta, \delta = \frac{V_d}{V_{gr}}$.

$\gamma(\varphi_n) = \frac{4M_s^2 \delta^2}{k_u} [1 + |\cos 2\varphi_n|] = \gamma_0 [1 + |\cos 2\varphi_n|]$ $\rightarrow$ 

Тогда $\gamma(\varphi_n) = \gamma_0 [1 - \cos 2\varphi_{min} \cos 2\varphi_n]$ $\rightarrow$  $\gamma(\varphi_n = 0, \pi/2) > \gamma(\pi/4)$.

Date. 04. 02.

Hom. dat.



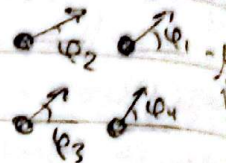
$J(\varphi_H)$ - начальная фаза ОЛН $\varphi_H = 0, \pi/2 \parallel [01]$, т.е. УФ- δ фазы не возникает и не возникает

с волном H. $\cos 2\varphi_H^* = \frac{2|a|a'}{a^2+a'^2}$ с $h_c(\varphi_H) = 0$, с $\varphi_H^{\text{ср}}$, отсюда $\cos 2\varphi_H^{\text{ср}} = \frac{a^2+a'^2}{a^2+a'^2}$, нулево обнулено не имеет.

$\Rightarrow$ 2) Верхняя линия МФД H- φ_H есть линия нарезки устоячив. E-УФ. Согласно 3/IV где δ -УФ $\mu \approx \varphi_H$, а где E-УФ $\mu \approx \pi/2$

$\mu = \frac{1}{2}(\varphi_1 + \varphi_2)$, $\nu = \frac{1}{2}(\varphi_1 - \varphi_2)$, предположим $\varphi_1 = \varphi_4$, $\varphi_2 = \varphi_3$ сн. 1

δ -УФ переходит вблизи в $F(\varphi_H)$ или после H



E-УФ возникает: $\mu \approx \pi/2$, т.е. $\varphi_1 + \varphi_2 \approx \pi$, $\nu \approx \varphi_1 - \pi/2$,

откуда $\cos \nu = \sin \varphi_1 \approx \frac{h \sin \varphi_H}{k_u(\pi/2)}$, φ_H в окрестности $\pi/2$ ($\pi/4 \leq \varphi_H \leq 3\pi/4$)

φ_H где E-УФ стремится к φ_H $\varphi_2 = \pi - \varphi_1$ с разными

свойств, но так φ_H не достигается, т.к. δ -фаза не имеет устоячив.

Между $F(\varphi_H)$ и E-УФ наблюдается ФП-I.

$W(\text{E-УФ}) = W(F(\varphi_H)) - k_u(\mu) - \frac{h^2}{k_u(\mu)} \cos^2(\mu - \varphi_H)$, $k_u(\mu) = 4(a+a_2+b)$

сн. 5/II

$W(E) - W(F(\varphi_H)) = -k_u(\mu) \left[1 + \frac{h^2}{k_u^2(\mu)} \cos^2(\mu - \varphi_H) \right]$ - зависит от $k_u(\mu)$

$k_u(\pi/2) = 4(a+a_2-b) > 0$. Возможно ли $k_u(\mu^*) = 0$, т.е. $\cos 2\mu^* = \frac{a+a_2}{b}$

Возможно ли наложение μ до $\varphi_H^{\text{ср}} = 76^\circ$ (сн. 26/с). Везде нет. $(1,33 \text{ рад})$

μ принимает значения $> 1,5$. Если так, то $k_u(\mu) > 0$ и больше.

E-УФ возникает $F(\varphi_H)$ в области своей устоячивости, E-фаза - это УФ антирефлекса, т.к. $\varphi_1 + \varphi_2 \approx \pi$ и $\varphi_{1,2}$ - небольшие. $W_\delta = W_E$ как и при $\delta \rightarrow 0$ как 27/IV.

3/II Граничные условия на границе. Стереотип.

4/II Даными сн. hom. dat: 1) расчет $H_c(d/R)$ и 2) расчет K_u - устоячив. расчет Саввини 2000.

1) Согласно 26/II $\frac{H_c(\varphi_H, \delta)}{M_s} = \frac{1}{M_s^2} \left(\frac{32\pi}{\tau^2} \right) |b| \left[|\cos 2\varphi_H| - \lambda_c(d) \right]$,

$\varphi_H = 0, \pi/2, \vec{H} \parallel [0,1] \rightarrow \frac{1}{M_s} H_c(\frac{\pi}{2}, d) = \frac{1}{M_s^2} \left(\frac{32\pi}{\tau^2} \right) |b| [1 - \lambda_c(d)] = \frac{1}{M_s^2} \left(\frac{32\pi}{\tau^2} \right) |a|$

В МСАД-file a, a_2, b в $\text{д.} \left(\frac{M_s^2}{4\pi} \right)$, тогда $\frac{H_c(M_s, d)}{M_s} = \frac{8}{\tau^2} [a + a_2 - b]$ $= \frac{1}{M_s^2} \frac{2}{\tau} [a + a_2 - b]$

Date.

↓ 1/1.1 p.m. K_{контр. нолост} φ_к = 0, π/2; L/R = 0,2

λ/R	0	0,01	0,05	0,10	0,15	0,20	0,25	0,30	0,40	0,5	0,7	1,0
H _к	0,101	0,087	0,076	0,067	0,060	0,054	0,048	0,040	0,034	0,025	0,017	
M _с	3,142	3,065	2,932	2,922	2,856	2,793	2,732	2,618	2,513	2,327	2,094	

2) Eine 10/1000 ^{982.} Sine wellenlänge λ wird eingestrahlt. λ ist gegeben. λ ist gegeben. λ ist gegeben.

$$K_u = (2\pi)^3 \left(\frac{R}{S}\right)^2 M_s^2 \sum_{\vec{k}} f(kL) \frac{k_y^2 - k_x^2}{k^2} \frac{J_1^2(kR)}{k^2}, \quad S = T_1 T_2 - \text{нормировка}$$

$$K_u = (2\pi)^3 \left(\frac{R}{S}\right)^2 M_s^2 \sum_{\vec{k}} f(kL) \frac{J_1^2(kR)}{k^2} \cos 2\varphi_k \quad \text{— это обозначение к "k-orientation" —}$$

$$W_m(\varphi_0) = \text{const} + K_u \sin^2 \varphi_0, \quad \varphi_0 - \text{направление } \vec{M} \text{ — значение в бугре } F(\varphi_0) - \text{фаза.}$$

$$T_1 = 2R + d_1, \quad T_2 = 2R + d_2. \quad \text{допускается } W_m \text{ на eq. система не имеет } \vec{M} \text{ —}$$

$$\frac{K_u}{M_s^2} = - (2\pi)^3 \left(\frac{R}{S}\right)^2 \sum_{\vec{k}} f(kL) \frac{J_1^2(kR)}{k^2} \cos 2\varphi_k, \quad k_x = \frac{2\pi n_1}{T_1}, \quad k_y = \frac{2\pi n_2}{T_2}$$

Die große Cowburn J. Phys. D — 2000: $D = 60 \text{ nm}$, $L = 7 \text{ nm}$,

$T_2 = 180 \text{ nm} = \text{const}$, T_1 — уменьшается от 180 nm до 90 nm.

$$\lambda = \frac{T_1}{T_2} = \frac{2R}{T_2} + \frac{d_1}{T_2}, \quad \ell = 2\pi \frac{L}{T_2}, \quad kL = 2\pi L \sqrt{\frac{n_1^2}{T_1^2} + \frac{n_2^2}{T_2^2}} = \frac{2\pi L}{T_2} \sqrt{\lambda^2 n_1^2 + n_2^2}$$

$$\frac{1}{M_s^2} K_u(d_1) = - (2\pi)^3 \frac{R^2}{T_1^2 T_2^2} \sum_{\vec{k}} f\left(\ell \sqrt{\frac{n_1^2}{\lambda^2} + n_2^2}\right) \frac{J_1^2\left(\frac{2\pi R}{T_2} \sqrt{\frac{n_1^2}{\lambda^2} + n_2^2}\right)}{\left(\frac{2\pi}{T_2}\right)^2 \left(\frac{n_1^2}{\lambda^2} + n_2^2\right)} \left(\frac{n_1^2}{\lambda^2} - n_2^2\right)$$

$$= - (2\pi) \frac{R^2}{T_1^2} \sum_{\vec{k}} f\left(\ell \sqrt{\frac{n_1^2}{\lambda^2} + n_2^2}\right) \frac{J_1^2\left(2\pi \tau \sqrt{\frac{n_1^2}{\lambda^2} + n_2^2}\right)}{\left(n_1^2/\lambda^2 + n_2^2\right)^2} \left(\frac{n_1^2}{\lambda^2} - n_2^2\right)$$

$$\frac{1}{2\pi M_s^2} K_u(d_1) = \frac{R^2}{T_2^2} \sum_{n_1, n_2} f\left(\ell \sqrt{\frac{n_1^2}{\lambda^2} + n_2^2}\right) \frac{J_1^2\left(2\pi \tau \sqrt{\frac{n_1^2}{\lambda^2} + n_2^2}\right)}{\left(\lambda^2 n_2^2 + n_1^2\right)^2} \left(\lambda^2 n_2^2 - n_1^2\right)$$

Обозначим как 2/81 987. : $\frac{K_u}{2\pi M_s^2} = k_u, \quad \tau = \frac{R}{T_2}, \quad n_1, n_2 - \text{целые}$

$$k_u(\lambda) = \tau^2 \sum_{n_1, n_2} f\left(\ell \sqrt{\frac{n_1^2}{\lambda^2} + n_2^2}\right) \frac{J_1^2\left(2\pi \tau \sqrt{\frac{n_1^2}{\lambda^2} + n_2^2}\right)}{\left(\lambda^2 n_2^2 + n_1^2\right)^2} \left(\lambda^2 n_2^2 - n_1^2\right)$$

$$\lambda = \frac{T_1}{T_2} \leq 1 - \text{характеризует степень неупругости рассеяния. } \lambda = \frac{2R}{T_2} + \frac{d_1}{T_2} = 2\tau + \tau \frac{d_1}{R}$$

$$\lambda = \tau \left(2 + \frac{d_1}{R}\right), \quad \tau = \frac{R}{T_2} = \frac{1}{2 + (d_2/R)} < 1/2$$

Date. 06.02.

В газе $\vec{M}(\vec{r}) = \vec{M}_0 + \vec{m}(\vec{r})$, $\vec{M}_0 = M_0 (\cos \varphi_0, \sin \varphi_0)$ и на газе действует $\vec{Q}$

Квадратичная форма $Q_{\alpha\beta} = \int_V d^3\vec{r} [3M_\alpha x_\beta + 3M_\beta x_\alpha - 2\delta_{\alpha\beta} (\vec{M} \cdot \vec{r})]$, $\vec{M} \rightarrow \vec{m}$

$Q_{xx} = \int_V d^3\vec{r} [6m_x x - 2(\vec{m} \cdot \vec{r})] = 2 \int_V d^3\vec{r} [-3\mu_y J_2(\alpha_2 \rho) \sin 2(\varphi - \varphi_0) \times$
 $\times \sin \varphi_0 \rho \cos \varphi - (m_x x + m_y y + m_z z)] = \left| \int_0^{2\pi} d\varphi \sin \varphi \cos \varphi = 0 \text{ и } m_x \text{ не зависит от } \varphi \right|$

$= -2 \int_V d^3\vec{r} [\mu_y J_2(\alpha_2 \rho) \sin 2(\varphi - \varphi_0) \cos \varphi_0 \rho \sin \varphi + \mu_z J_1(\alpha_1 \rho) \cos \frac{\pi z}{L} \cos(\varphi - \varphi_0) z] =$
 $= -2 \mu_z \int_0^L dz \int_0^R \rho d\rho \int_0^{2\pi} d\varphi J_1(\alpha_1 \rho) z \cos \frac{\pi z}{L} \cos(\varphi - \varphi_0) = 0$ из-за $\int_0^{2\pi} d\varphi \cos(\varphi - \varphi_0) = 0$

$Q_{xy} = 3 \int_V d^3\vec{r} [M_x y + M_y x] \sim \int d\varphi [A \sin 2(\varphi - \varphi_0) \sin \varphi + B \sin 2(\varphi - \varphi_0) \cos \varphi] = 0$

$Q_{xz} = 3 \int_V d^3\vec{r} [M_x z + M_z x] = 3 \mu_z \int dz \cos \frac{\pi z}{L} \int d\rho \rho \int d\varphi (...) = 0$
 из-за $\int_0^{2\pi} d\varphi m_x = 0$

$Q_{yy} = \int_V d^3\vec{r} [6m_y y - 2(\vec{m} \cdot \vec{r})] = 0$ из-за $\int_0^{2\pi} d\varphi (...) = 0$, $Q_{yx} = Q_{xy} = 0$

$Q_{yz} = 3 \int_V d^3\vec{r} [m_y z + m_z y] = 0$, $Q_{zz} = \int_V d^3\vec{r} [6m_z z - 2(\vec{m} \cdot \vec{r})] = 0$

$Q_{zy} = Q_{yz} = 0$, $Q_{zx} = Q_{xz} = 0$. Все компоненты $Q_{\alpha\beta} = 0$ (!) где

"flower" single-domain состояние газа. Иллюстрация: $m_{x,y} \sim \sin 2(\varphi - \varphi_0)$, $m_z \sim \cos(\frac{\pi z}{L}) \cos(\varphi - \varphi_0)$ — особая характеристика известного "flower" state.

В том случае, когда происходит взаимодействие "flower" state эквивалентно hom. газу, то необходимо знать значение hom. det — параметра.

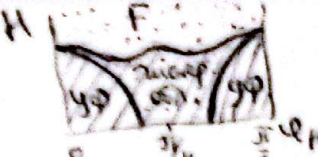
Тогда вместо $Q_{\alpha\beta}$ нужно считать неограниченный $M_\alpha(\vec{r})$ для double-domain или смешанного поля "flux".

или $4/\pi$ или среднему W где ϵ и $F(\varphi_n)$ — газ газовой нестационарности

Надо $W[\epsilon \text{ при } \text{параметризации}] = C' - k_u(\mu) - \frac{\hbar^2 \cos^2(\mu - \varphi_n)}{k_u(\mu)}$

$W[F(\varphi_n)] = C' - 2\hbar$, то газ $W(\epsilon) - W[F(\varphi_n)] = 2\hbar - k_u(\mu) - \frac{\hbar^2 \cos^2(\mu - \varphi_n)}{k_u(\mu)}$
 для произвольной энергии $\epsilon(\mu)$ и $F(\varphi_n)$ определяется

Date.



уравнение $2h - k_u - \frac{h^2}{k_u} \cos^2(\mu - \varphi_H) = 0$, $k_u = k_u(\mu) = \sqrt{a^2 + b^2 \cos^2 \mu}$
 $h^2 \cos^2 \Delta - 2k_u h + k_u^2 = 0$, $h_{1,2} = \frac{1}{2 \cos^2 \Delta} [2k_u \pm \sqrt{4k_u^2 - 4 \cos^2 \Delta k_u^2}]$

выберем корни/лучше $k_u(\mu) > 0$: $h_{1,2}(\mu, \varphi_H) = \frac{k_u(\mu)}{\cos^2(\mu - \varphi_H)} [1 \pm |\sin(\mu - \varphi_H)|]$

Уже $\varphi_H = \pi/2$, $\mu \rightarrow \pi/2$, $h_1 = h_2 = k_u(\pi/2)$, то изобоготро. W-излучение
 и тогда излучен. $\frac{\partial F}{\partial \mu} = 0$, $\frac{\partial^2 F}{\partial \mu^2} > 0$ - глобальный min $W(\mu)$.

$$\frac{\partial F}{\partial \mu} = 8b \sin 2\mu \left[1 - \frac{h^2}{k^2(\mu)} \cos^2(\mu - \varphi_H) \right] + \frac{h^2}{k(\mu)} \sin 2(\mu - \varphi_H) = 0$$

1) $\varphi_H = \pi/2$, $\frac{\partial F}{\partial \mu} = 8b \sin 2\mu \left[1 - \frac{h^2}{k^2} \sin^2 \mu \right] - \frac{h^2}{k} \sin 2\mu = \sin 2\mu [\dots] = 0$, $\mu = 0, \pi/2$
 min для $\mu = \pi/2$ и $\cos \nu = \frac{h}{k_u(\pi/2)}$ - f-луча, $W(f) = C' - k_u(\pi/2) - \frac{h^2}{k_u(\pi/2)}$
 f-луча излучается до $h_c = k_u(\pi/2)$ и $W(f-\epsilon) = W(f(\pi/2))$ на
 границе излучения, $W(f(\pi/2)) = C' - 2h$.

2) $\varphi_H = \pi/4$, $\frac{\partial W}{\partial \mu} = 8b \sin 2\mu \left[1 - \frac{h^2}{k^2(\mu)} \cdot \frac{1}{2} (1 + \sin 2\mu) \right] - \frac{h^2}{k(\mu)} \cos 2\mu = 0$,
 (граница $k(\mu) = \sqrt{a^2 + b^2 \cos^2 \mu}$) до гр. и пересек на излучен.

Wm uniform dot arrays

Снова рассмотрим уже рассмотренные. Излучен пересек границ OTB/I
 у нас $\vec{M}(\rho) = \vec{M}_0$ для (уже hom. data):

$$W_m = -\frac{1}{2S} \sum_{nn'} M_n^\alpha M_{n'}^\beta \int_{S_n} d^2 \vec{\rho} \int_{S_{n'}} d^2 \vec{\rho}' \left(-\frac{1}{\pi} \right) \int_{S_n} d^2 \vec{k} \frac{k_\alpha k_\beta}{k^2} f(kL) e^{i\vec{k}(\vec{\rho}-\vec{\rho}')} e^{i\vec{k}(\vec{R}_n-\vec{R}_{n'})}$$

$\vec{R}_n$ - узлы пересек, S_n - поверхность n-луча.

$$\int_{S_n} d^2 \vec{\rho} e^{i\vec{k} \cdot \vec{\rho}} = \frac{2\pi R}{k} J_1(kR)$$

$$W_m = -\frac{1}{2S} \left(-\frac{1}{\pi} \right) (2\pi R)^2 \sum_{nn'} M_n^\alpha M_{n'}^\beta \int_{S_n} d^2 \vec{k} f(kL) \frac{k_\alpha k_\beta}{k^2} \frac{J_1^2(kR)}{k^2} e^{i\vec{k}(\vec{R}_n-\vec{R}_{n'})} =$$

$$= \frac{2\pi R^2}{S} \sum_{nn'} M_n^\alpha M_{n'}^\beta \int_{S_n} d^2 \vec{k} \frac{k_\alpha k_\beta}{k^2} \frac{J_1^2(kR)}{k^2} e^{i\vec{k}(\vec{R}_n-\vec{R}_{n'})} f(kL)$$

то $\frac{1}{R \cdot z} = \frac{1}{2\pi} \int_{S_n} d^2 \vec{k} \frac{1}{k} e^{-k|z-z'|} e^{i\vec{k}(\vec{\rho}-\vec{\rho}')} \rightarrow$ и можно перейти к $L \rightarrow R$ (тогда $f(kL) \rightarrow 1$)

$$W_m = \frac{2\pi R^2}{S} \sum_{nn'} M_n^\alpha M_{n'}^\beta F_{\alpha\beta}(\vec{R}_n - \vec{R}_{n'})$$

$$F_{\alpha\beta}(\vec{R}_n - \vec{R}_{n'}) = + \frac{\partial^2}{\partial x_n^\alpha \partial x_{n'}^\beta} \int_{S_n} d^2 \vec{k} \frac{f(kL)}{k^2} \frac{J_1^2(kR)}{k^2} e^{i\vec{k}(\vec{R}_n-\vec{R}_{n'})} = \text{здесь можно } \int_{S_n} d^2 \vec{k} \dots$$

Date.

$$= \left| d(kL) = \frac{1}{2} kL, J_1(kR) = \frac{1}{2} kR \right| = + \frac{R^2 L}{8} \frac{\partial^2}{\partial x_n^\alpha \partial x_n^\beta} \int d^2 \vec{k} \frac{1}{k} e^{i \vec{k} (\vec{R}_n - \vec{R}_{n1})} =$$

$$= + \frac{1}{8} R^2 L \cdot 2\pi \frac{\partial^2}{\partial x_n^\alpha \partial x_n^\beta} \frac{1}{|\vec{R}_n - \vec{R}_{n1}|}$$

$$W_m (\text{toron. gun.}) = \frac{2\pi R^2}{S} \frac{2\pi R^2 L}{8} \sum_{nn1} M_n^\alpha M_n^\beta \frac{\partial^2}{\partial x_n^\alpha \partial x_n^\beta} \frac{1}{|\vec{R}_n - \vec{R}_{n1}|} =$$

$$= \left| \mu_n = M_n V_d = \pi R^2 L M_n \right|_{SL=V} = \frac{1}{2V} \sum_{nn1} M_n^\alpha M_n^\beta \frac{\partial^2}{\partial x_n^\alpha \partial x_n^\beta} \frac{1}{|\vec{R}_n - \vec{R}_{n1}|} =$$

$$= \left| \vec{R}_n - \vec{R}_{n1} = \vec{R}_{nn1} \right| = \frac{1}{2V} \sum_{nn1} M_n^\alpha M_n^\beta \left[\frac{\delta_{\alpha\beta}}{|\vec{R}_{nn1}|^3} - 3 \frac{R_{nn1}^\alpha R_{nn1}^\beta}{|\vec{R}_{nn1}|^5} \right] =$$

$$= \frac{1}{2V} \sum_{nn1} \left[\frac{\vec{M}_n \cdot \vec{M}_{n1}}{|\vec{R}_{nn1}|^3} - 3 \frac{(\vec{M}_n \cdot \vec{R}_{nn1})(\vec{M}_{n1} \cdot \vec{R}_{nn1})}{|\vec{R}_{nn1}|^5} \right] - \text{нравственно нежел.$$

$$F_{\alpha\beta}(\vec{p}) = \int d^2 \vec{k} f(kL) \frac{k_\alpha k_\beta}{k^2} \frac{J_1^2(kR)}{k^2} e^{i \vec{k} \vec{p}}$$

В формуле $W_m(x)$ аналогична APL'99, но вместо $\sum_{nn1}$ по $\vec{R}_n$ берем сред. по решетке как в APL, т.е. $\sum_{nn1}$ по берем сред. по решетке.
 $\vec{M}_n = f(n)$ и можно ввести разное конформное представление $\vec{M}_n$ для $\vec{R}_n$.

Для упрощения F-конформного $\vec{M}_n = \vec{M}$:

$$W_m^{(F)} = 2\pi \frac{R^2}{S} M^\alpha M^\beta \sum_{nn1} F_{\alpha\beta}(\vec{R}_n - \vec{R}_{n1}) = \left| \sum_{nn1} e^{i \vec{k} (\vec{R}_n - \vec{R}_{n1})} \right| = \left| \sum_n e^{i \vec{k} \vec{R}_n} \right|^2 = F(\vec{k})$$

$$= 2\pi \frac{R^2}{S} M^\alpha M^\beta \int d^2 \vec{k} \frac{k_\alpha k_\beta}{k^2} f(kL) \frac{J_1^2(kR)}{k^2} F(\vec{k})$$

$$F(-\vec{k}) = \left| \sum_n e^{-i \vec{k} \vec{R}_n} \right|^2 = \left| \sum_n e^{i \vec{k} \vec{R}_n} \right|^2 = F(\vec{k}) \text{ если } \vec{R}_n \text{ и } -\vec{R}_n \text{ в решетке}$$

как в узлах реш. решетки - square, honeycomb и т.д. Далее
 В случае решетки $\int d^2 \vec{k} \Phi(\vec{k}) \neq 0$ только если $d=\beta$ и $F(\pm k_x, \pm k_y) = F(k_x, k_y)$

$$W_m(F) = 2\pi \frac{R^2}{S} (M^\alpha)^2 \int d^2 \vec{k} \frac{k_\alpha^2}{k^2} f(kL) \frac{J_1^2(kR)}{k^2} F(\vec{k}) \sim (\vec{M} \cdot \vec{k})^2 - \text{и упрощенно}$$

Для упрощения разложения надо $F_{\alpha\beta}(\vec{p})$ разложить по $\frac{L}{R}, \frac{R}{S} \ll 1$.

Такой метод расчета W_m может быть полезен и для
 резонанс. состоя с $M_d(\vec{r})$ (бухто, например), и в мик. волн.
 Тогда квант $M_d(\vec{r}, \vec{H})$ изомп. газа, можно найти W_m
 для решетки.

см. 8/III 2001,

Date. 07.02.

7-9/II Намечены задачи по SW cylinder, and rectangular dots
 для ЕММА, с непрерывной и дискретной вариантами проф. б.с. PRB.

Задача по цилиндру, проф. б.с. SW:

1) В с. SW - JMMH ищется решение диспер. уравнения $V_{m,n}$ (и $H_{m,n}$)
 SW: 2) В с. SW - JAP ищется решение диспер. уравнения $V_{m,n}$ криво
 FMR - тогда $m=0, n=1$, где которой непрерыв. уравнения.

$(H_{mn}^{(y)})$ H_d^y ищется, но ищется $H_d(x) \rightarrow \langle H_d(x) \rangle_V$
 Это эквивалентно $H_{mn}^{(y)} = \delta_{mn} \delta_{01} H_{01}^{(y)}$

3) В с. ЕММА - SW надо использовать непрерыв. уравнения.
 $V_{m,n}$ и непрерыв. уравнения от $\langle H_d(x) \rangle$ - ищется решение
 и при условии $(\frac{dV}{dx})_{x=R} = 0$ и использовать $m_p(p=R) = 0$

10/II Вернемся к непрерывному решению SW - цилиндру. Тогда
 12/II ищется решение диспер. уравнения, что эквивалентно. Будем считать

что V_{mn} $m_p(p=R) = 0$, т.е. использовать d_{mn} из $J_m(d_{mn}) = 0$,
 а не β_{mn} из ур. $J'_m(\beta_{mn}) = 0$. $H_{mn}^{(y)} = H_{01}^{(y)} = \langle H_d^y \rangle_V$ ищется решение.
 Для $0, m_{mn}$ - зная. ищется. Найдем:

ищется
 групп.
 непрерыв.
 решение
 P, Q
 $\omega_{01} = 0,208; \omega_{02} = 0,289; \omega_{03} = 0,335; \omega_{04} = 0,357; \omega_{05} = 0,385$
 $\omega_{21} = 0,281; \omega_{22} = 0,332; \omega_{11} = \begin{cases} 0,253 \\ 0,304 \end{cases}; \omega_{12} = \begin{cases} 0,313 \\ 0,377 \end{cases}; \omega_{13} = \begin{cases} 0,350 \\ 0,420 \end{cases}$

Для 1/2 - периода ищется. тогда ω_{mn} BLS: $f_0 = 0,206; f_1 = 0,239; f_2 = 0,349; f_3 = 0,420$
 Намечены - то угадываем f_0 ! но с f_1 еще не знаем.

Тогда $(4/\pi R)$ $H_d^y(r, \varphi) = -(2\pi M_s R) \int_0^R dk f(kL) J_1(kR) [J_0(kr) + \cos 2\varphi J_2(kr)]$
 $\langle H_d^y \rangle_V = \frac{1}{\pi R^2} \int_0^R \int_0^{2\pi} H_d^y(r, \varphi) r dr d\varphi = - (2\pi M_s R) \int_0^R dk f(kL) J_1(kR) [2\pi J_0(kr) + 0]$
 $= - \frac{2\pi M_s R}{\pi R^2} 2\pi R \int_0^R dk f(kL) J_1^2(kR) = - (4\pi M_s) \int_0^R dk f(kL) J_1^2(kR)$, т.е. $\int_0^R dk J_1^2(kR) = \frac{R}{2}$
 $\langle H_d^y \rangle_V = - \omega_m \int_0^R dk f(kL) J_1^2(kR) = - \omega_m F(\beta)$, где ω_m ищется
 В с.с. JAP - SW.

ищется

f_{mn}	$\omega_{01} = 0,231$	$\omega_{02} = 0,287$	$\omega_{03} = 0,297$	$\omega_{11} = 0,327$	$\omega_{12} = 0,329$	$\omega_{13} = 0,377$
ω_{mn}	$\omega_{01} = 0,208$	$\omega_{02} = 0,289$	$\omega_{21} = 0,281$	$\omega_{11} = 0,304$	$\omega_{12} = 0,335$	$\omega_{13} = 0,352$
f_{mn}	$f_0 = 0,206$	$f_1 = 0,239$	$\langle H_d^y \rangle_V$ - зная			

$f_2 = 0,349$

$$H_d^{(p)} \sim \sin 2\varphi \quad \text{и} \quad H_{mn}^{(p)} \sim \int d\varphi \cos m\varphi \cos n'\varphi (\sin 2\varphi) = 0$$

SW. Θ $\text{map. n. H}_d^{(p)}$

Date.

Важно: это хоровое поле. $\omega_{01}^{\text{дир}} = f_0$, $f_1 = \omega_{01}^{\text{прел}}$

$$H_{mn}^{(p)} = \frac{1}{\omega_m A_{mn}} \int d^2 \vec{\rho} H_d^{(p)}(\rho, \varphi) m_{mn}(\rho, \varphi) m_{m'n'}^*(\rho, \varphi), \quad \text{если } m_{mn}^{(p)}(\vec{\rho}) \text{ не зависит от } d=1,2.$$

$m_{mn}(\vec{\rho}) = M_S J_m(\alpha_{mn}\rho) \cos m\varphi$ (или $e^{im\varphi}$, $\sin m\varphi$).
 где $\langle H_d^{(p)} \rangle_{V_d}$ существенно зависит от того, что $\beta_{mn} J_m(\beta_{mn}) = 0$, $\beta_{mn} = \frac{\beta_{mn}}{R}$,
 т.е. $J_0(\beta_{01} \frac{R}{R}) = 1$ и т.д. $\beta_{01} = 0$. Тогда вообще $\langle H_d^{(p)} \rangle_{V_d}$ зависит от "free" фазы.

$$H_{mn}^{(p)} = \frac{M_S^2}{\omega_m A_{mn}} \int d^2 \vec{\rho} \left(-\frac{1}{2}\right) \omega_m R \int dk f(kL) J_1(kR) [J_0(k\rho) + \cos 2\varphi J_2(k\rho)]$$

Здесь φ равен
но m - целое

$$\begin{aligned} & \times J_m(\alpha_{mn}\rho) J_{m'}(\alpha_{m'n'}\rho) \cos m\varphi \cos m'\varphi \\ & \int d\varphi \cos 2\varphi \cos m\varphi \cos m'\varphi = \frac{1}{2} \int d\varphi \cos 2\varphi [\cos(m-m')\varphi + \cos(m+m')\varphi] = \frac{1}{2} \int d\varphi \cos m\varphi \cos m'\varphi = \pi \delta_{mm'} \end{aligned}$$

$$H_{mn}^{(p)} = -\frac{1}{2} \frac{M_S^2 R}{A_{mn}} \int dk f(kL) J_1(kR) \int d\rho \rho \left[J_0(k\rho) \pi \delta_{mm'} + J_2(k\rho) \frac{\pi}{2} (\delta_{|m-m'|,2} + \delta_{m+m',2}) \right] J_m(\alpha_{mn}\rho) J_{m'}(\alpha_{m'n'}\rho)$$

$$\delta_{m+m',2} = \delta_{mm'} \delta_{m1} + \delta_{m0} \delta_{m'2} + \delta_{m2} \delta_{m'0}$$

$$H_{mn}^{(p)} = -\frac{\pi}{2} \frac{M_S^2 R}{A_{mn}} \int dk f(kL) J_1(kR) \int d\rho \rho \left[J_0(k\rho) \epsilon_m + \frac{1}{2} J_2(k\rho) \delta_{m1} \right] J_m^2(\alpha_{mn}\rho)$$

$$H_{mn}^{(p)} = -\frac{1}{2RA_{mn}\epsilon_m} \int dk f(kL) J_1(kR) \int d\rho \rho \left[\epsilon_m J_0(k\rho) + \frac{1}{2} \delta_{m1} J_2(k\rho) \right] J_m^2(\alpha_{mn}\rho)$$

cosine sign.

до кон. с 11/VIII и 19/VIII.

Важно: $H_{01}^{(p)} = -\frac{1}{2RA_{01}} \int dk f(kL) J_1(kR) \int d\rho \rho J_0(k\rho) J_0^2(\alpha_{01}\rho)$

Due $\beta_{01}=0$: $H_{01}^{(p)} = -\frac{1}{2R \cdot \frac{1}{2}} \int dk f(kL) J_1(kR) \frac{R}{k} J_1(kR) = -\int dk \frac{f(kL)}{k} J_1^2(kR) = -F(\beta)$

Due $\alpha_{01} \neq 0$ (нечет.) $H_{01}^{(p)} = -\frac{1}{J_1^2(\alpha_{01})} \int dt f(\beta t) J_1(t) \int_0^1 dx x J_0(tx) J_0^2(\alpha_{01}x) = \text{нечет}$

Поскольку $\hat{H}_{mn}^{(p)} \sim H_d^{(p)} \sim \int d\varphi \cos m\varphi \cos n'\varphi \sin 2\varphi = 0$, где φ - фазы

Зависимости $H_{mn}^{(p)}$ от m, n , т.е. от $\vec{\rho} \rightarrow \langle \vec{\rho} \rangle_{V_d}$ выражаются как разрывными и "free" и "не free" записями.

Но зависимость $H_d^{(p)} \sim \langle H_d^{(p)} \rangle$ тоже выражается, где осн. моды, но к/моды, моды.

где $H_{01}^{(p)} = -0.025$, тогда как "free" $H_{01}^{(p)} = -F(\beta) = -\frac{\langle M_{33} \rangle}{4\pi} = -0.052$,
 (используя это $H_{01}^{(p)}$, иприменив осн. моды $\omega_{01} = 0.208$.)

Date. 11. 02.

SW-1

Но где $f_{100} = \omega_{100}$ нулевого уровня $f_{100} = \omega_{100}$ не монотонно, зато $f_{100} = \omega_{100} = 0,231$ означает то же. Значит $f_{100} = \omega_{100}$

$$f_{100} = \omega_{100} = 0,233; \omega_{02} = 0,299; \omega_{03} = 0,342; \omega_{04} = 0,372; \omega_{05} = 0,392$$

$$\omega_{21} = 0,271; \omega_{22} = 0,336; \omega_{23} = 0,366; \omega_{24} = 0,390; \omega_{25} = 0,414$$

$$\omega_{31} = 0,281; \omega_{32} = 0,334; \omega_{33} = 0,366; \omega_{34} = 0,390; \omega_{35} = 0,414$$

cosine	1/2	1/3	1/4	1/5	1/6	1/7	1/8
ω_{10}	$\omega_{11} = 0,208$	$\omega_{12} = 0,233$	$\omega_{13} = 0,259$	$\omega_{14} = 0,281$	$\omega_{15} = 0,306$	$\omega_{16} = 0,336$	$\omega_{17} = 0,366$
f_{10}	$f_{11} = 0,206$	$f_{12} = 0,233$	$f_{13} = 0,259$	$f_{14} = 0,281$	$f_{15} = 0,306$	$f_{16} = 0,336$	$f_{17} = 0,366$

Важно, что f_{100} и ω_{100} имеют нули f_{10} и f_{11} - с ними взаимодействуют по разному. Взаимодействие не имеет (1,1) тогда f_{100} совпадает с f_{11} . f_{12} - взаимодействие трех уровней. Трехуровневое взаимодействие не наблюдается по двум уровням среднего взаимодействия (0,2) и (2,1)?

11/11. Матрица элементов $H_{mn}^{(1)}$ в $e^{im\varphi}$ и $\sin m\varphi$ - базисах (уравнение) $\int d\varphi \cos 2\varphi e^{im\varphi} e^{-in\varphi} = \frac{1}{2} \int d\varphi [e^{i2\varphi} + e^{-i2\varphi}] e^{i(m-n)\varphi} = \pi [\delta_{m-n,2} + \delta_{m-n,-2}]$ и не генерируются $m = m'$ и $n = n'$ $J_2(k\rho)$.

$$\int d\varphi \cos 2\varphi \sin m\varphi \sin n\varphi = \frac{\pi}{2} [\delta_{m-n,2} - \delta_{m+n,2}] = \frac{(-\pi)}{2} \delta_{m+n,2} + (\text{регуляризация})$$

$$H_{mn}^{(1)}(e^{im\varphi}) = -\frac{1}{2} \frac{M_0^2 R}{A_{mn}} \int dk f(kL) J_1(kR) \int d\rho \rho [J_0(k\rho) 2\pi \delta_{mm'} + J_2(k\rho) \pi \delta_{m-m',2}] J_m(x_{mn}\rho) J_{m'}(x_{m'n'}\rho)$$

$$H_{mn}^{(1)}(e^{im\varphi}) = -\frac{1}{2} \frac{1}{RA_{mn}} \int dk f J_1(kR) \int_0^R d\rho \rho J_0(k\rho) J_m^2(x_{mn}\rho)$$

$$H_{mn}^{(1)} \begin{pmatrix} \cos m\varphi \\ \sin m\varphi \end{pmatrix} = -\frac{1}{2RA_{mn}} \int dk f(kL) J_1(kR) \int_0^R d\rho \rho [J_0(k\rho) \pm \frac{1}{2} \delta_{m,2} J_2(k\rho)] J_m^2(x_{mn}\rho)$$

В соответствии с параграфом 19/VIII.

$$C_{m-1} = (0, \frac{1}{2}, -\frac{1}{2}) \text{ где } e^{im\varphi}, \cos m\varphi, \sin m\varphi \text{ - базисы.}$$

$$H_{mn}^{(1)} = -\frac{1}{2RA_{mn}} \int dk f(kL) J_1(kR) \int_0^R d\rho \rho [J_0(k\rho) + (C_{m-1}) J_2(k\rho)] J_m^2(x_{mn}\rho)$$

где C_{m-1} - коэффициент в уравнении базиса.

$$H_{mn}^{(1)} \rightarrow \langle H_{mn}^{(1)} \rangle, \text{ где } H_{mn}^{(1)} = H_{01}^{(1)}(p_{mn} \text{ баз.}) = \langle H_{mn}^{(1)} \rangle = -\delta_{mn} \delta_{mn'} \int \frac{dk}{k} f(k) J_1^2(kR)$$

Вместо с $H_{mn}^{(1)}$ в p_{mn} (баз.) базиса a и C_{m-1} где SW - базиса с $\Phi_{mn}(\varphi) = \cos m\varphi$.

Date. 12. 02.

SW - cylinder

Состояние цилиндрической волны (16-21/III, 27-29/III).

Общее гр. на $C\Phi(x)$ есть: $\lambda^2 m_d(\vec{p}) = \int d^2 \vec{p}' g_{d\beta}(\vec{p}, \vec{p}') m_\beta(\vec{p}')$, $\vec{p}, \vec{p}' \in V_d$.

Равенство выполняется $d = \beta = z$:

$$\lambda^2 S_{\mu}^z(\vec{p}) = \int d^2 \vec{p}' g_{\mu}^z(\vec{p}, \vec{p}') S_{\mu}^z(\vec{p}')$$

вектор $C3$ $\lambda^2 = 4\pi \frac{(e^{-\alpha_{\mu} L} - 1)}{\alpha_{\mu} L}$

и $C\Phi$ $S_{\mu}^z(\vec{p}) \sim J_{\mu}(\alpha_{\mu} R)$ (21/III).

Возможны α_{μ} и β_{μ} $\alpha_{\mu} = \beta_{\mu} v/R$, $J_{\mu}'(\beta_{\mu}) = 0$, что дает $\left(\frac{\partial m_z}{\partial \beta}\right)_{\beta=R} = 0$.

и $m_z = (\vec{m})_z$.

$$\lambda^2 m_p(\vec{p}) = \int d^2 \vec{p}' [g_{pp}(\vec{p}, \vec{p}') m_p(\vec{p}') + g_{p\varphi}(\vec{p}, \vec{p}') m_\varphi(\vec{p}')] - \text{сумма}$$

$$\lambda^2 m_\varphi(\vec{p}) = \int d^2 \vec{p}' [g_{\varphi p}(\vec{p}, \vec{p}') m_p(\vec{p}') + g_{\varphi\varphi}(\vec{p}, \vec{p}') m_\varphi(\vec{p}')] - \text{сумма}$$

интергр. гр. θ от m_z $C\Phi$ m_z .

Значения μ и φ .

$$h_d^p + 4\pi m_p = h_d(p=R+0), \quad h_d^\varphi(p=R-0) = h_d^\varphi(p=R+0)$$

$$h_d^p(\vec{p}) = \int_{V_d} d^2 \vec{p}' [g_{pp}(\vec{p}, \vec{p}') m_p(\vec{p}') + g_{p\varphi}(\vec{p}, \vec{p}') m_\varphi(\vec{p}')] = \lambda^p m_p(\vec{p}), \vec{p} \in V_d.$$

$$h_d^p(\vec{p}) = \begin{cases} \lambda^p m_p(\vec{p}), & \vec{p} \in V_d \\ \text{сумма от } \mu, \vec{p} \notin V_d \end{cases} \text{ и } \mu \text{ и } \varphi \rightarrow (\lambda^p + 4\pi) m_p(p=R-0) = \int_{V_d} d^2 \vec{p}' [g_{pp}(R+0, \vec{p}') m_p(\vec{p}') + g_{p\varphi}(R+0, \vec{p}') m_\varphi(\vec{p}')] +$$

$$g_{d\beta}(\vec{p}, \vec{p}') = \frac{1}{2\pi} \sum_{\mu} g_{\mu}^{\alpha\beta}(p, p') e^{i\mu(\varphi - \varphi')}$$

$$m_d(\vec{p}) = \sum_{\mu} m_{\mu}^{\alpha}(p) e^{i\mu\varphi}$$

$$g_{\mu}^{pp}(p, p') = (2\pi) \left(-\frac{1}{2}\right) \int_0^\infty dk \frac{f(kL)}{k} k [J_{\mu-1}(kp) - J_{\mu+1}(kp)] [J_{\mu-1}(kp') - J_{\mu+1}(kp')]$$

$$g_{\mu}^{p\varphi}(p, p') = (2\pi) \frac{i}{p'} \mu \int_0^\infty dk \frac{f(kL)}{k} k [J_{\mu-1}(kp) - J_{\mu+1}(kp)] J_{\mu}(kp')$$

$$g_{\mu}^{\varphi p}(\vec{p}, \vec{p}') = g_{\mu}^{p\varphi}(\vec{p}', \vec{p}) \rightarrow g_{\mu}^{\varphi\alpha}(p, p') = g_{-\mu}^{\alpha\beta}(p', p) = g_{\mu}^{\alpha\beta}(p', p)$$

$$g_{\mu}^{\varphi\varphi}(p, p') = 2\pi \frac{(-i)}{p} \mu \int_0^\infty dk \frac{f(kL)}{k} k [J_{\mu-1}(kp') - J_{\mu+1}(kp')] J_{\mu}(kp)$$

$$g_{\mu}^{\varphi\varphi}(\vec{p}, \vec{p}') = -\frac{2}{pp'} \sum_{\mu} \mu^2 e^{i\mu(\varphi - \varphi')} \int_0^\infty dk \frac{f(kL)}{k} J_{\mu}(kp) J_{\mu}(kp') \rightarrow g_{\mu}^{\varphi\varphi}(p, p')$$

$$g_{\mu}^{\varphi\varphi}(p, p') = (2\pi) \frac{(-2)}{pp'} \mu^2 \int_0^\infty dk \frac{f(kL)}{k} J_{\mu}(kp) J_{\mu}(kp')$$

Для $\mu=0$ (основной моды) $\mu=0$ и $g_{\mu=0}^{p\varphi} = g_{\mu=0}^{\varphi p} = g_{\mu=0}^{\varphi\varphi} = 0$, $g_{\mu=0}^{pp} \neq 0$

$$g_0^{pp}(p, p') = (2\pi) \left(-\frac{1}{2}\right) \int_0^\infty dk k f(kL) [-2J_1(kp)] [-2J_1(kp')] = -4\pi \int_0^\infty dk k f(kL) J_1(kp) J_1(kp')$$

и g_0^{pp} можно переписать как 21/III и сгенер. $g_{\mu}^{pp}(p, p')$.

$$\mu \text{ и } \varphi \rightarrow (\lambda^p + 4\pi) \sum_{\mu} m_{\mu}^p(p) e^{i\mu\varphi} = \int_{\frac{1}{2\pi}} d^2 \vec{p}' \left[\sum_{\mu} g_{\mu}^{pp}(p, p') e^{i\mu(\varphi - \varphi')} \sum_{\mu} m_{\mu}^p(p') e^{i\mu\varphi'} + \right.$$

$$+ \sum_{\mu} g_{\mu}^{\varphi}(\beta, \beta') e^{i\mu(\varphi - \varphi')} \cdot \sum_{\mu'} m_{\mu'}^{\varphi}(\beta') e^{i\mu' \varphi'} \Big], \quad \int_0^{2\pi} d\varphi' e^{i(\mu - \mu')\varphi'} = 2\pi \delta_{\mu, \mu'}$$

$$(\lambda^f + 4\pi) m_{\mu}^f(p) = \int_0^R dg' g' [g_{\mu}^{ff}(g, g') m_{\mu}^f(g') + g_{\mu}^{f\varphi}(g, g') m_{\mu}^{\varphi}(g')]]$$

$$g_0^{ps}(ps') = -4\pi \int dk k f(kL) J_1(kp) J_1(kp') = (-4\pi) 2\pi \sum_p \frac{1}{\alpha_{10} A_{10}} \alpha_{10} f(\alpha_{10} L) \cdot J_1(\alpha_{10} p) J_1(\alpha_{10} p') = -4\pi \sum_p \frac{f(\alpha_{10} L)}{a_{10}} J_1(\alpha_{10} p) J_1(\alpha_{10} p')$$

Nur ein Gleichgewicht $m_0^p(p) = J_0(x_{0,p}, p) = ?$

мысли $I_{\text{дв}}' = \int_{\text{дв}} J_1(x_{10}p) J_0(x_{00}p)$, интегр. н.р. $y_{\text{ср}} = 0$

- Это уравнение имеет в вакууме решение $0=0$, если $\chi_{\mu\nu} = d_{\mu\nu}$, $J_{\mu} = 0$.

Но: 1) $\Phi \Gamma$ вне численного gap $(\vec{p}, \vec{p}')$ при $p > R$ имеет группу
 2) гомоморфизм $\text{Id}(\dots) \rightarrow \sum_{\vec{p}} F(\vec{x}, \vec{p})$ не доказана.

уравнения $m_q(\vec{\beta}) = -t_{g\varphi} \cdot m_p(\vec{\beta})$
и $m_y = 0$

Date.

$$J_0^{(p,p')} = -4\pi \int d\mathbf{k} k J_1(kL) J_1(kR) J_1(kR'), \quad p \in \mathbb{R} \quad (\lambda_p m_p^p(\varphi) = \int d\mathbf{p}' \mathbf{p}' g^{pp'}(\mathbf{p}, \mathbf{p}') m_p^p(\mathbf{p}'))$$

if under certain conditions we have $\lambda_p m_p^p(\varphi) = \int d\mathbf{p}' \mathbf{p}' g^{pp'}(\mathbf{p}, \mathbf{p}') m_p^p(\mathbf{p}')$ or $21/\pi$,
 so also $J_0^{(p,p')} = \frac{4\pi}{L} \int d\mathbf{k} (e^{ikL} - 1) J_1(kL) J_1(kR) J_1(kR') = \dots$

$$yD: \hat{N} \vec{m}(\mathbf{p}) = i\omega \hat{T} \vec{m} - H_d \hat{I} \vec{m} + M_s \int d\mathbf{p}' \hat{G}(\mathbf{p}, \mathbf{p}') \vec{m}(\mathbf{p}')$$

$$\frac{1}{M_s} (\hat{N} - i\omega \hat{T} + H_d \hat{I}) \vec{m}(\mathbf{p}) = \int d\mathbf{p}' \hat{G}(\mathbf{p}, \mathbf{p}') \vec{m}(\mathbf{p}')$$

$$\hat{G} \vec{m} = \begin{pmatrix} G_{xx} & 0 \\ 0 & G_{zz} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} m_p \\ m_z \end{pmatrix}, \quad G_{xx} \frac{m_p(\mathbf{p}')}{\cos\varphi} = \left[\sin\varphi (G_{\varphi p} \cos\varphi' - G_{\varphi p'} \sin\varphi') + \right.$$

$$\left. + \cos\varphi (G_{\varphi p} \sin\varphi' - G_{\varphi p'} \cos\varphi') \right] \frac{m_p}{\cos\varphi} = (\dots), \quad \text{where } \int d\mathbf{p}' \hat{G}(\mathbf{p}, \mathbf{p}') \vec{m}(\mathbf{p}') =$$

$$yD: (\hat{N} - i\omega \hat{T} + H_d \hat{I} - M_s \hat{\Lambda}) \vec{m}(\mathbf{p}) = 0, \quad \hat{\Lambda} = \begin{pmatrix} \lambda_x & 0 \\ 0 & \lambda_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \lambda_x & 0 \\ 0 & \lambda_z \end{pmatrix} \begin{pmatrix} m_p \\ m_z \end{pmatrix}$$

$$\det[\hat{N} - i\omega \hat{T} + H_d \hat{I} - M_s \hat{\Lambda}] = \det \begin{bmatrix} D + H_d - M_s \lambda_x & i\omega \\ -i\omega & D + H_d - M_s \lambda_z \end{bmatrix} =$$

$$= \left| \begin{matrix} D + H_d - M_s \lambda_x & i\omega \\ -i\omega & D + H_d - M_s \lambda_z \end{matrix} \right| = (D + H_d - M_s \lambda_x)(D + H_d - M_s \lambda_z) - \omega^2 = 0,$$

$$\omega^2 = (D + H_d - M_s \lambda_x)(D + H_d - M_s \lambda_z)$$

so combining it with the previous expression in yD (46) we get '93.

21. A game theory can $\lambda_z = 4\pi e^{-\kappa_{\mu} L} - 1 = 4\pi Q_{\mu\nu}^{(u)}$ (see Appendix B, B.1.1)

Let's take the previous, we have $H_d(\mathbf{p})$ and also $H_d(\mathbf{p})$ and $H_d(\mathbf{p})$ are

(p) and (p) are. $H_d(\mathbf{p})$ and $H_d(\mathbf{p})$ are. $H_d(\mathbf{p})$ and $H_d(\mathbf{p})$ are.

Let λ_x be the previous λ_p ? $m_x(\mathbf{p}, \varphi) = m_p(\mathbf{p}, \varphi) / \cos\varphi$

$$\int d\mathbf{p}' G_{xx}^{(pp')} m_x(\mathbf{p}') = \lambda_x m_x(\mathbf{p}) = \int d\mathbf{p}' \left[\cos\varphi G_{\varphi p} (-\tan\varphi') m_p(\mathbf{p}') + \right.$$

$$\left. + \sin\varphi G_{\varphi p'} (\tan\varphi') m_p + \cos\varphi G_{\varphi p} (\mathbf{p}, \mathbf{p}') m_p - \sin\varphi G_{\varphi p'} (\mathbf{p}, \mathbf{p}') m_p \right] =$$

$$= \int d\mathbf{p}' \left[\cos\varphi G_{\varphi p} (\mathbf{p}, \mathbf{p}') m_p(\mathbf{p}') - \sin\varphi G_{\varphi p'} (\mathbf{p}, \mathbf{p}') m_p(\mathbf{p}') + \right.$$

$$\left. + \cos\varphi G_{\varphi p} (\mathbf{p}, \mathbf{p}') m_p(\mathbf{p}') - \sin\varphi G_{\varphi p'} (\mathbf{p}, \mathbf{p}') m_p(\mathbf{p}') \right] =$$

$$= \int d\mathbf{p}' \left[\cos\varphi \{ G_{\varphi p} m_p(\mathbf{p}') + G_{\varphi p'} m_p(\mathbf{p}') \} - \sin\varphi \{ G_{\varphi p} m_p(\mathbf{p}') + G_{\varphi p'} m_p(\mathbf{p}') \} \right] =$$

$$= \cos\varphi \int d\mathbf{p}' \{ 1 \} - \sin\varphi \int d\mathbf{p}' \{ 2 \} = \lambda_p \cos\varphi - \lambda_p \sin\varphi, \quad \text{where } G_{\varphi p} = G_{\varphi p'}$$

$$\lambda_x m_x(\mathbf{p}) = \lambda_p m_p(\mathbf{p}) \cos\varphi - \lambda_p m_p(\mathbf{p}) \sin\varphi = \lambda_p m_p \cos\varphi - \lambda_p \sin\varphi (-\tan\varphi)$$

$$m_p = (\lambda_p \cos^2\varphi + \lambda_p \sin^2\varphi) \frac{m_p(\mathbf{p})}{\cos\varphi}, \quad \frac{m_p(\mathbf{p})}{\cos\varphi} = m_x(\mathbf{p}), \quad \text{where } m_p =$$

$$\lambda_x = \lambda_p \cos^2\varphi + \lambda_p \sin^2\varphi, \quad \text{so we have } m_x = m_p \cos\varphi - m_p \sin\varphi$$

Date. 13.02.

$\hbar k_x$, $\hbar k_y$, $\hbar k_z$ or φ забивать не нужно. поэтому $\lambda_p = \lambda_e$
 и $(\lambda_x = \lambda_p)$. Т.к. $m_y = 0$ и $\hbar k_y = 0$, то $\hbar k_x = (\hbar)$ в макс.
 Т.е. стоит найти λ_p и λ_z (вычисляемые как с 3 волновыми числами)
 как волновые вектор. набор значений $\omega_p^2 = (H + H_d - M_s \lambda_p^2)(H + H_d - M_s \lambda_z^2)$
 которые удовлетворяют и т.д. в той мере пока для нас не будет интересно.
 $\lambda_p m_p^0(p) = \int d p' p' g_0^{ps}(p, p') m_0^p(p')$ и $\lambda_z m_z^2(p) = \int d p' p' g_z^{zz}(p, p') m_z^2(p')$
 (p=0)
 где ω_p с 3 λ_p, λ_z и ω_p . $m_d(\vec{p}) = \sum_{\alpha} m_{\alpha}^d(p) e^{i \mu \varphi}$ - где μ по φ
 $\alpha = p, z$.

Фингер (15/11/00)

13/11 Замеряние в расщелин SW rectang. dots 1x1.75 с 1/11.
 с помощью микроскопа SW откалибровано центр $y = \frac{w}{2}$
 тогда расчеты будут такие. $\cos \frac{\pi m y}{w}$ - полагая n и m - чет. ($\frac{\partial m}{\partial n} = 0$)
 и $\sin \frac{\pi m y}{w}$ - полагая n и m - нечет. ($\frac{\partial m}{\partial n} = 0$). и записываем
 $\sin \omega_1 \approx f_1, \sin \omega_3 \approx f_3$. А cos-моды эвanesцент. распада
 $\omega_0^c \approx f_0, \omega_2^c \approx f_2$ (только cos-распад член). Т.е. при таком подходе
 у нас получается 4 эквив. моды: $f_0(\omega_0^c), f_1(\omega_1^s), f_2(\omega_2^c), f_3(\omega_3^s)$.
 Интерпретация Wires (30/1) в рамках микроскопа не совсем удовлетворительна
 но в принципе можно:

	$\omega_1^s = 0,254$	$\omega_0^c = 0,268$	$\omega_3^s = 0,310$	$\omega_2^c = 0,323$	$\omega_5^s = 0,351$
f_m	0,236	0,266	0,297	0,319	0,339

где ω_m^c - членное сч. эксперимент, а ω_m^s - вычисляются (вот если бы
 мы не $\approx 0,1$ погрешность). Удовлетворительного альтерн. подхода не видно $\cos \frac{\pi m y}{w}$ - $\frac{\partial m}{\partial n} = 0$

Вернемся к микроскоп. геометрии. Упр-е на $\mathbb{C}\Phi$ и $\mathbb{C}3$ нарисовано, см. в прил.
 У нас в центре есть разрыв разрываемые для $m_z(\vec{p})$ и $m_x(\vec{p})$?

BLS backscattering geometry: $\vec{q} = \vec{q}_I - \vec{q}_S, \vec{q}_{II}$ - transferred в плоскости m
 $q_{II} = 2q_I \sin \theta$ - в плоскости in-plane transferred w. vector

$$\begin{aligned}
 m_y(q) &= \int_0^w dy \cos q_y y e^{i q_y y} = \frac{1}{2i} \left[\frac{1}{q + q_m} (e^{i(q+q_m)w} - 1) + \frac{1}{q - q_m} (e^{i(q-q_m)w} - 1) \right] \\
 &= \frac{1}{2i} \left[-\frac{2q}{q^2 - q_m^2} + (-1)^m e^{iqw} \frac{2q}{q^2 - q_m^2} \right] = \frac{1}{i} \frac{q}{q^2 - q_m^2} [(-1)^m e^{iqw} - 1] = \\
 &= \frac{q}{q^2 - q_m^2} [(-1)^m \sin qw + i \{1 - (-1)^m \cos qw\}] , \quad \text{Im}(q) \sim |m_y(q)|^2 = \\
 &= \frac{q^2}{(q^2 - q_m^2)^2} [\sin^2 qw + 1 - 2(-1)^m \cos qw + \cos^2 qw] = \frac{2q^2}{(q^2 - q_m^2)^2} [1 - (-1)^m \cos qw]
 \end{aligned}$$

Date.

Упрощенное описание $\left\{ \begin{matrix} \cos q_m y \\ \sin q_m y \end{matrix} \right\}$ для $m=0$ и $m \neq 0$

$$I_m^c(q) \sim \frac{2q^2}{(q^2 - q_m^2)^2} [1 - (-1)^m \cos q_m w] = 4(-1)^m q^2 \frac{\sin^2(q - q_m) \frac{w}{2}}{(q^2 - q_m^2)^2} =$$

$$= \frac{4q^2}{(q + q_m)^2} \frac{\sin^2(q - q_m) \frac{w}{2}}{(q - q_m)^2}, \quad I_m^c(q = q_m) = \frac{w^2}{4}, \quad I_m^c(q = q_m) = w^2 - \text{ФМР}$$

иначе, в 4 раза больше, чем $m \neq 0$.

при $w \rightarrow \infty$ $I_m^c(q) = \frac{4q^2}{(q + q_m)^2} \frac{\pi w}{2} \delta(q - q_m) = \frac{1}{2} \pi w \delta(q - q_m)$

$$I_m^c(q) \sim \frac{4q^2}{(q + q_m)^2} \frac{\sin^2(q - q_m) \frac{w}{2}}{(q - q_m)^2}$$

и для $m=1$ рез. и для $m=2$ рез. по-разному.

Для $\sin q_m y$: $m_y(q) = \int dy \sin q_m y e^{iqy} = \frac{(-1)}{2} \left[\frac{1}{q + q_m} \{e^{i(1+w)} - 1\} - \frac{1}{q - q_m} \{e^{i(1-w)} - 1\} \right] =$

$$= -\frac{1}{2} \left[-\frac{(-2)q_m}{q^2 - q_m^2} + e^{iq_m w} (-1)^m \frac{(-2q_m)}{q^2 - q_m^2} \right] = \frac{q_m}{q^2 - q_m^2} [e^{iq_m w} (-1)^m - 1]$$

$$I_m^s(q) \sim \frac{4q_m^2}{(q + q_m)^2} \frac{\sin^2(q - q_m) \frac{w}{2}}{(q - q_m)^2}, \quad I_m^s(q = q_m) = \frac{w^2}{4}, \quad I_0^s(q) = 0$$

не дает разности между $m=1$ рез. и $m=2$ рез. если $m > 0$.

Для числ. $q_{BLS} \sim 10^5 \text{ см}^{-1}$, $\frac{1}{2} q_m w \sim 10 \gg 1$ и так при $q = q_m$ наблюдается резон.

$$I_m^s(0) \sim 4 \frac{\sin^2 \frac{1}{2} q_m w}{q_m^2} = 4 \frac{\sin^2(m \frac{\pi}{2})}{q_m^2} \neq 0 \text{ при } m\text{-крате.} - \text{а это важно}$$

т.к. сравнивать одно из возмущений альтернатив. объяснение wires с $3/4$ (или $I_m^{c,s}$ - некоторые другие). А именно: 1-ый экз. так можно интер-

претерпеть как $m=1$, $\sin q_m y$, из-за $I_1^s(0) = \frac{4}{q_m^2} = \frac{4}{\pi^2} w^2$.

$I_0^c(0) = w^2$, т.е. $I_1^s(0)$ и $I_0^c(0)$ - сравнимы, что и надо на BLS-эксп.

Альтернативное объяснение wires ($\sin q_m y$ с m -крат) объясняет итерационности BLS-по SW y -типу, чем объяснение слабина PRB '99. Только a_m^s великоваты. ($\sin q_m y$ не 0)

Для wires: $\lambda m_z(y) = \int_0^w dy' g_{zz}(y, y') m_z(y')$, $g_{zz}(y, y') = \frac{2}{L} \ln \frac{(y - y')^2}{L^2 + (y - y')^2}$

$$\lambda \frac{\partial m_z(y)}{\partial y} = \int_0^w dy' \frac{\partial g_{zz}(y, y')}{\partial y} m_z(y'), \quad \frac{\partial g_{zz}}{\partial y} = \frac{2}{L} \frac{L^2 + (y - y')^2 [2\Delta(L^2 + \Delta^2) - \Delta^2 \cdot 2\Delta]}{(y - y')^2 [L^2 + \Delta^2]^2} =$$

$$= \frac{4L}{(y - y') [L^2 + (y - y')^2]}, \quad \lambda \left(\frac{\partial m_z}{\partial y} \right)_{y=0} = - \int_0^w dy' \frac{4L}{y' [L^2 + y'^2]} m_z(y'), \text{ где } \lambda =$$

$m_z(y) \sim y^a$ и на границе $(a > 0)$. Но это означает $m_z(0) = 0$.

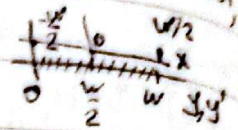
и не нужно упрощать $\left(\frac{\partial m_z}{\partial y} \right)_{y=0} = 0$ как предположил автор. т.е. нет.

$$\lambda m_z(0) = \int_0^w dy' g_{zz}(0, y') m_z(y') = \frac{2}{L} \int_0^w dy' \ln \frac{y'^2}{L^2 + y'^2} m_z(y') \approx \frac{2}{L} m_z(0) \int_0^w dy' \ln \frac{y'^2}{L^2 + y'^2},$$

то есть $m_z(0) = 0$ или $\lambda_0 = \frac{2}{L} \int_0^w dy' \ln \frac{y'^2}{L^2 + y'^2}$ - это тоже разумно.

Date.

Из условия соотнесения можно считать, что γ и γ' являются $g_{22}(y, y')$, $g_{11}(p, p')$, g_{00} инвариантами, то $\alpha_j \lambda_j$ - безразмерны, а $C \Phi$ и m_n операторы и образуют некий набор.



$$g_{22}(y, y') = F(y - y'), \quad F(x) - \text{функция.}$$

$$\lambda [m_2(0) + m_2(w)] = \int_0^w dy' m_2(y') [F(y') + F(w - y')], \quad y' = x + \frac{w}{2}$$

$$F(y') + F(w - y') = F(x + \frac{w}{2}) + F(-x + \frac{w}{2}) = f(x)$$

$$f(-x) = F(-x + \frac{w}{2}) + F(x + \frac{w}{2}) = f(x) - \text{функция, для которой } f(x) = F(x).$$

$$\lambda [m_2(-\frac{w}{2}) + m_2(\frac{w}{2})] = \int_{-w/2}^{w/2} dx f(x) m_2(x) = \begin{cases} 0, & \text{если } m_2(x) - \text{нечет.} \\ C, & \text{если } m_2(x) - \text{чет.} \end{cases}$$

по этому гр. удовлетв. $m_2(x) = \cos q_m x$ и $m_2(x) = \sin q_m x$

$$\text{Для } \cos q_m x \quad \lambda \cdot 2 m_2(\frac{w}{2}) = C \neq 0, \text{ т.е. } m_2(x = \frac{w}{2}) \neq 0.$$

$$\cos q_m x = \cos q_m (y - \frac{w}{2}) = \cos(q_m y - \frac{\pi m}{2}) = \begin{cases} \sin q_m y, & m - \text{нечет.} \\ \cos q_m y, & m - \text{чет.} \end{cases}$$

Но $m_2(x = \pm \frac{w}{2}) = \cos q_m \frac{w}{2} = \cos \frac{\pi m}{2} \neq 0$, что дает m -чет. и $C \Phi \cos q_m y$.

$$\frac{\partial g_{22}(y, y')}{\partial y} = \Phi(y - y'), \quad \text{где } \Phi(x) - \text{нечет.}$$

$$\lambda \left[\left(\frac{\partial m_2}{\partial y} \right)_{y=0} + \left(\frac{\partial m_2}{\partial y} \right)_{y=w} \right] = \int_0^w dy' m_2(y') [-\Phi(y') + \Phi(w - y')]$$

$$\Phi(w - y') - \Phi(y') = \Phi(\frac{w}{2} - x) - \Phi(\frac{w}{2} + x) = \varphi(x)$$

$$\varphi(-x) = \Phi(\frac{w}{2} + x) - \Phi(\frac{w}{2} - x) = -\varphi(x), \text{ нечет. для функции } \varphi(x)$$

$$\lambda \left[\partial_x m_2(-\frac{w}{2}) + \partial_x m_2(\frac{w}{2}) \right] = \int_{-w/2}^{w/2} dx \varphi(x) m_2(x) = \begin{cases} 0, & m_2(x) - \text{чет.} \\ C, & m_2(x) - \text{нечет.} \end{cases}$$

$$\text{Для } m_2(x) = \sin q_m x = \sin(q_m y - \frac{\pi m}{2}) = \begin{cases} \cos q_m y, & m - \text{нечет.} \\ \sin q_m y, & m - \text{чет.} \end{cases} \text{ и}$$

$$\lambda [\partial_x m_2(-\frac{w}{2}) + \partial_x m_2(\frac{w}{2})] = C_1 \neq 0 \text{ или } 2\lambda \cdot \partial_x m_2(\frac{w}{2}) = C_1 \neq 0$$

$$\text{или } \left(\frac{\partial m_2}{\partial y} \right)_{y=0, w} \neq 0. \quad \frac{\partial m_2}{\partial x} = \cos q_m x = -\cos q_m \frac{w}{2} \neq 0 \text{ или } m - \text{чет. тогда}$$

$$\text{тогда } C \Phi m_2(x) = \sin q_m x = \sin q_m y \text{ с } m - \text{чет.}$$

Комбинируя гр. получим при $y=0, w$ также не дает и наоборот, следовательно

Если использовать $C \Phi$ и m_n то $m_0(p) = \alpha_n J_n(x_{\mu n} p)$, то

$$\text{также } \Phi \quad g_{00}^{pp} = \sum_{\mu} \lambda_{\mu} J_{\mu}(x_{\mu} p) J_{\mu}(x_{\mu} p')$$

$$\lambda_{\mu} m_0^p(p) = \int dp' p' \sum_{\nu} \lambda_{\nu} J_{\nu}(x_{\nu} p) J_{\nu}(x_{\nu} p') \alpha_{\mu} J_{\mu}(x_{\mu} p') =$$

$$= \sum_{\nu} \lambda_{\nu} J_{\nu}(x_{\nu} p) \alpha_{\mu} \int dp' p' J_{\nu}(x_{\nu} p') J_{\mu}(x_{\mu} p') = \alpha_{\mu} \sum_{\nu} \lambda_{\nu} J_{\nu}(x_{\nu} p) \frac{1}{a^2} \delta_{\nu \mu}$$

$$= \frac{1}{a^2} \lambda_{\mu} J_{\mu}(x_{\mu} p) = \lambda_{\mu} \alpha_{\mu} J_{\mu}(x_{\mu} p), \quad \text{т.е. } \lambda_{\mu} = \frac{1}{a^2} \lambda_{\mu}^{\text{н}} - \text{гр. параметр, но } x_{\mu} \text{ неопределен}$$

Date. 14.02.

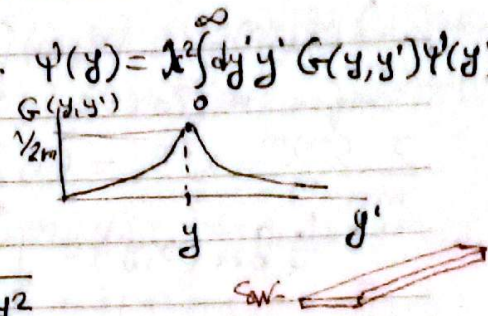
Найдем $m_0(p) = J_0(\alpha_0 p/R)$, но из бага $J_0^{pp}(p, p') = -4\pi \int dk k f(k)$ очевидно возникает лишь $J_1(\alpha_0 p)$.

Решение зр. 2-го ряда (физическая) сглас (Ф, СЗ) 14/II
интересует. Оператор.

- 1) Проверить, разлагая $g(y, y')$ в степен. ряд, не является ли оно производящей функцией для спец. функции
- 2) Избавиться от $\int dk$ в $g(p, p')$ интегрируя, воспользовавшись и интегр. фн.
- 3) Разложить ядро и СФ по возмущающей системе (СФ) отточ. функции. - дискретной
- 4) Перейти от инт. уравнения к диф. зр. типа III-1.
- 5) Использовать $\ln R$, $R^2 = (x-x')^2 + (y-y')^2$ разложение

Ф. Бесселя $J_m(xy)$ абн. решением зр. $\psi(y) = \int_{-\infty}^{\infty} dy' y' G(y, y') \psi(y')$

с ядром $G(y, y') = \frac{1}{2m} \left\{ \begin{matrix} (y/y')^m, & y < y' \\ (y'/y)^m, & y > y' \end{matrix} \right\}$



$$g_{zz}(y, y') = \frac{2}{L} \ln \frac{(y-y')^2}{L^2 + (y-y')^2}, \quad g(y) = \ln \frac{y^2}{L^2 + y^2}$$

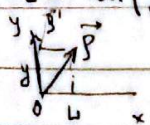
$$\frac{\partial g}{\partial y} = \frac{2L^2}{y[L^2 + y^2]}, \quad g(y) = \lim_{y \rightarrow 0} g(y) + \left(\frac{\partial g}{\partial y} \right)_0 y = g(y=0+0) + (\infty) \cdot y.$$

много

$$g \ln R_1 = \ln |\vec{p} - \vec{p}'| = \left| \begin{matrix} \vec{p} = (0, y) \\ \vec{p}' = (0, y') \end{matrix} \right| = \ln y - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n} \left(\frac{y'}{y} \right)^n, \quad y > y'$$

$$\ln R_2 = \ln |\vec{p} - \vec{p}'| = \left| \begin{matrix} \vec{p} = (L, y) \\ \vec{p}' = (0, y') \end{matrix} \right| = \ln \rho - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n} \left(\frac{y'}{\rho} \right)^n \cos n(\varphi - \frac{\pi}{2})$$

$\cos \varphi = \frac{L}{\rho}$ $\rho^2 = L^2 + y^2$ $\rho > y'$



$$\frac{1}{2} \frac{L}{2} g_{zz}(y, y') = \ln \frac{|(y-y')|}{\sqrt{L^2 + (y-y')^2}} = \ln |y-y'| - \ln \sqrt{L^2 + (y-y')^2} =$$

$$= \ln y - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n} \left(\frac{y'}{y} \right)^n - \ln \sqrt{L^2 + y^2} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n} \left(\frac{y'}{\sqrt{L^2 + y^2}} \right)^n \cos n(\varphi - \frac{\pi}{2}), \quad y > y' \quad (\rho > y' \text{ тоже})$$

$$\frac{1}{4} g_{zz}(y, y') = \ln y' - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n} \left(\frac{y}{y'} \right)^n - \ln y' + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n} \left(\frac{\sqrt{y^2 + L^2}}{y'} \right)^n \cos n(\frac{\pi}{2} - \varphi); \quad \rho' > \rho$$

Как избежать неопределенность $y=0$. $\ln R_2 = \ln \rho - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n} \left(\frac{\rho_c}{\rho} \right)^n \cos n(\varphi - \pi/2)$

$$y' = y', \quad \rho(y) = \sqrt{L^2 + y^2}, \quad \rho(0) = L, \quad \rho_2 = \begin{cases} y', & y' > L \\ L, & y' < L \end{cases}$$

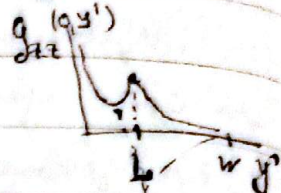
$$\frac{1}{4} g_{zz}(y \rightarrow 0, y') = \ln y' - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n} \left(\frac{y}{y'} \right)^n - \ln \rho_2(y') + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n} \left(\frac{\rho_c}{\rho_2} \right)^n \cos n(\varphi - \pi/2)$$

Date.

$$\frac{1}{4} g_{zz}(0, y') = \begin{cases} \ln y' - \ln L + \sum_n \frac{1}{n} \left(\frac{y'}{L}\right)^n \cos n(\varphi - \pi/2), & y' < L \\ \sum_n \frac{1}{n} \left(\frac{L}{y'}\right)^n \cos n(\varphi - \pi/2), & y' > L \end{cases}$$

Due $y = 0$, $\cos \varphi = \frac{L}{\sqrt{L^2 + y'^2}} = 1$, $\varphi = 0$. $\cos n \frac{\pi}{2} \neq 0$ due n -even ($n=2$). $\cos n \frac{\pi}{2} = \cos 2m \frac{\pi}{2} = (-1)^m$

$$\frac{1}{4} g_{zz}(0, y') = \begin{cases} \ln(y'/L) + \sum_{m=1}^{\infty} \frac{(-1)^m}{2m} \left(\frac{y'}{L}\right)^{2m}, & y' < L \\ \sum_{m=1}^{\infty} \frac{(-1)^m}{2m} \left(\frac{L}{y'}\right)^{2m}, & y' > L \end{cases}$$



$$\lambda m_z(0) \left(\frac{L}{4}\right) = \int_0^L dy' \left(\frac{L}{y'}\right) g_{zz}(0, y') m_z(y') \approx \int_0^L dy' \ln\left(\frac{y'}{L}\right) m_z(y')$$

$$\frac{1}{2} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{(-1)^m}{m} = -\frac{1}{2} \ln 2 < 0. \quad \int_0^L dy' \ln\left(\frac{y'}{L}\right) = L \int_0^1 dx \ln x = -\frac{L}{4} g_{zz}(y, y')$$

$$\lambda m_z(0) \frac{L}{4} \approx m_z(0) \int_0^L dy' \ln \frac{y'}{L} = -L m_z(0), \quad \lambda = -4$$

check $m_z(0) = 0$.

$$\sum_{m=1}^{\infty} \frac{(-1)^m}{m} x^{2m} = (-1) \sum_{m=1}^{\infty} \frac{(-1)^{m+1}}{m} (x^2)^m = -\ln(1+x^2)$$

$$\frac{1}{4} g_{zz}(0, y') = \begin{cases} \ln(y'/L) - \frac{1}{2} \ln\left(1 + \frac{y'^2}{L^2}\right), & y' < L \\ -\frac{1}{2} \ln\left(1 + \frac{L^2}{y'^2}\right), & y' > L \end{cases} = +\frac{1}{2} \ln \frac{y'^2}{L^2 + y'^2}$$

Even $y \geq 0$ $P_> = \begin{cases} y, & y > y' \\ y', & y' > y \end{cases}$, $P_> = \begin{cases} \sqrt{y^2 + L^2}, & y' < \sqrt{y^2 + L^2} \\ y', & y' > \sqrt{y^2 + L^2} \end{cases}$

I $y' < y$, $P_>(R_1) = y$, $P_>(R_2) = \sqrt{y^2 + L^2}$

II $y < y' < \sqrt{L^2 + y^2}$, $P_>(R_1) = y'$, $P_>(R_2) = \sqrt{y^2 + L^2}$

III $y' > \sqrt{L^2 + y^2}$, $P_>(R_1) = y'$, $P_>(R_2) = y'$

By per se

PT: $\frac{1}{L} g_{zz}(y, y') = \ln R_1 - \ln R_2 = \ln P_>(R_1) - \sum_n \frac{1}{n} \left(\frac{P_<}{P_>(R_1)}\right)^n - \ln P_>(R_2) + \sum_n \frac{1}{n} \left(\frac{P_<}{P_>(R_2)}\right)^n$

$$= \begin{cases} \ln y - \sum_n \frac{1}{n} \left(\frac{y'}{y}\right)^n + \sum_n \frac{1}{n} \left(\frac{y'}{\sqrt{y^2 + L^2}}\right)^n \cos n(\varphi - \frac{\pi}{2}) - \ln \sqrt{y^2 + L^2}, & \text{I} \\ \ln y' - \sum_n \frac{1}{n} \left(\frac{y}{y'}\right)^n + \sum_n \frac{1}{n} \left(\frac{y}{\sqrt{y^2 + L^2}}\right)^n \cos(\cdot) - \ln \sqrt{y^2 + L^2}, & \text{II} \\ \ln y' - \sum_n \frac{1}{n} \left(\frac{y}{y'}\right)^n + \sum_n \frac{1}{n} \left(\frac{\sqrt{y^2 + L^2}}{y'}\right)^n \cos(\cdot) - \ln y', & \text{III} \end{cases} =$$

$$= \begin{cases} \ln \frac{y}{\sqrt{y^2 + L^2}} - \sum_n \frac{1}{n} \left(\frac{y'}{y}\right)^n + \sum_n \frac{1}{n} \left(\frac{y'}{\sqrt{y^2 + L^2}}\right)^n \cos n(\varphi - \pi/2), & y' < y \\ \ln \frac{y'}{\sqrt{y^2 + L^2}} - \sum_n \frac{1}{n} \left(\frac{y}{y'}\right)^n + \sum_n \frac{1}{n} \left(\frac{y}{\sqrt{y^2 + L^2}}\right)^n \cos n(\varphi - \pi/2), & y < y' < \sqrt{L^2 + y^2} \\ -\sum_n \frac{1}{n} \left(\frac{y}{y'}\right)^n + \sum_n \frac{1}{n} \left(\frac{\sqrt{y^2 + L^2}}{y'}\right)^n \cos n(\varphi - \pi/2), & y' > \sqrt{L^2 + y^2} \end{cases}$$

Date.

SW

$$\cos \varphi = \frac{1}{\sqrt{1^2 + y^2}}, \quad \cos n(\varphi - \frac{\pi}{2}) = (-1)^n \cos n \frac{\pi}{2} \cos n \varphi + \sin n \frac{\pi}{2} \sin n \varphi$$

Далее, $\lambda_p m_p^0(R) = \int_{p=R} dp' p' g_0(p, p') m_p^0(p')$ где $p = R$.

$$g_0(p, p') = -4\pi \int dk k f(kL) J_1(kp) J_1(kp')$$

$$\lambda m(R) = \int_0^R dp' p' g_0(R, p') m(p'), \quad \text{так как } m(p') = \int_0^{p'} dk' k' J_m(k'p') m(k')$$

$$\lambda m(R) = \int_0^R dp' p' (-4\pi) \int dk k f(kL) J_1(kR) J_1(kp') \int_0^{p'} dk' k' J_1(k'p') m(k')$$

$$\int_0^R dp' p' J_1(kp') J_1(k'p') = \frac{p}{k^2 - k'^2} [k' J_1(kp) J_0(k'p) - k J_0(kp) J_1(k'p)]_0^R =$$

$$= \frac{R}{k^2 - k'^2} [k' J_1(kR) J_0(k'R) - k J_0(kR) J_1(k'R)] \approx \frac{2}{\pi} \frac{\sin(k-k')R}{(k^2 - k'^2)}$$

$$\lambda m(R) = (-4\pi) \int dk k f(kL) \int dk' k' J_1(kR) m(k') \frac{2}{\pi} \frac{\sin(k-k')R}{(k^2 - k'^2)} \approx$$

$$\approx (-4\pi) \int dk k f(kL) \int dk' k' J_1(kR) m(k') \frac{1}{k'} \delta(k-k') = (-4\pi) \int dk k f(kL) J_1(kR) m(k)$$

$$\lambda m(p) = \lambda \int dk k J_1(kp) m(k) = -4\pi \int dk k f(kL) J_1(kp) m(k), \quad \lambda = -4\pi f(kL)$$

Оно не равно нулю.

1) найдем $\lambda m_2(y) = \int dy' g_{22}(y, y') m_2(y')$

Далее, $\lambda m_2(y)$ где $\lambda = -\Phi F$: $\frac{d}{dy} [p(y) \frac{dg}{dy}] + q(y) g(y, y') = -\delta(y - y')$

$$\frac{\partial^2 g}{\partial y^2} = \frac{4L}{(y-y') [L^2 + (y-y')^2]}, \quad \frac{1}{4L} \frac{\partial^2 g}{\partial y^2} = -\frac{1}{(y-y')^2 [L^2 + (y-y')^2]^2} [L^2 + (y-y')^2 + (y-y') \cdot 2(y-y')]$$

$$\frac{\partial^2 g}{\partial y^2} \cdot p(y) + \frac{dp}{dy} \frac{dg}{dy} + q(y) g = -\frac{4L [L^2 + 3(y-y')^2]}{(y-y')^2 [L^2 + (y-y')^2]^2} p(y) +$$

$$+ p'(y) \frac{4L}{(y-y') [L^2 + (y-y')^2]} + \frac{q(y) g}{L} \ln \frac{(y-y')^2}{L^2 + (y-y')^2} = -\delta(y - y')$$

$p(y) = C \ln \frac{y^2}{y^2 + L^2}$, где λ нужно найти $p(y), q(y)$.

Далее, $\lambda m_2(y)$:

$$g_0(p, p') = -4\pi \int dk k [1 - \frac{1}{kL} (1 - e^{-kL})] J_1(kp) J_1(kp') =$$

$$= -4\pi \int dk k J_1(kp) J_1(kp') + \frac{4\pi}{L} \int dk (1 - e^{-kL}) J_1(kp) J_1(kp') =$$

$$= -4\pi \frac{1}{p} \delta(p - p') + \frac{4\pi}{L} \int dk (1 - e^{-kL}) J_1(kp) J_1(kp')$$

$$\int_0^\infty dx \ln \left(\frac{x^2 + a^2}{x^2} \right) J_0(bx) = \frac{2}{b} \left[\frac{1}{b} - a K_1(ab) \right] - \text{интеграл } \int dx (...) \text{ где } g_{22}(y, y').$$

$$\int_0^\infty dk e^{-kL} J_1(kp) J_1(kp') = \frac{1}{\pi \sqrt{pp'}} Q_{1/2} \left(\frac{p^2 + p'^2 + L^2}{2pp'} \right), \quad Q_\alpha(x) - \text{функция Лежандра 2-го рода}$$

$$Q_\alpha(x) = \frac{1}{2^{\alpha+1}} \int_{-1}^1 \frac{(1-t^2)^{\alpha}}{(x-t)^{\alpha+1}} dt, \quad x - \text{нормировка } [-1, 1].$$

Ан. буг $g_0(s, s')$ от 18/11 на лекции K(1)

Date. 15.02.

$$g_0(s, s') = -\frac{4\pi}{s} \delta(s-s') + \frac{4\pi}{L} \left[Q_{1/2} \left(\frac{s^2 + s'^2}{2ss'} \right) - Q_{1/2} \left(\frac{s^2 + s'^2 + L^2}{2ss'} \right) \right] \frac{1}{s+s'}$$

$$Q_{1/2}(x) \sim \frac{1}{x^{3/2}} \text{ при } x \rightarrow \infty. \quad Q_{1/2}(z) = \frac{1}{\sqrt{2}} \int_0^\pi \frac{\cos \theta d\theta}{\sqrt{z - \cos \theta}}, \quad z \geq \text{ke. bous. в } [-1, 1]$$

$Q_{1/2}(x) \sim \ln(x)$ при $x \rightarrow 1$, т.е. $s \rightarrow s'$ дает $\ln|s-s'|$ суживается в $g_0(s, s')$. И еще упоминаю и еще влез еще упоминаю. g_0 - а на $Q_{1/2}$ наинтереснее. Оператор $Q_{1/2}$ - суживается.

15/11. На $Q_{1/2}$ суживается не менее первого инт. гр. Понятно. Остаток неинтересно: $Q_{1/2}$ - функция, g_0 - const. $\rightarrow$ g_0 - const. $\rightarrow$ g_0 - const. $\rightarrow$ g_0 - const.

$$Q_{1/2}(z) = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{1}{\Gamma(1/2)} \int_0^\infty \frac{e^{-t} dt}{\sqrt{cht - z}}, \quad z = chd.$$

и.e. $|Q_{1/2}(\cos \theta)| < \sqrt{4\pi} \frac{1}{\sqrt{\sin \theta}}$ неравенство на $Q_{1/2}(z)$.

$$Q_{1/2}(z) \approx \frac{\sqrt{\pi}}{2^{3/2}} \frac{\Gamma(1/2)}{\Gamma(3/2)} \frac{1}{z^{3/2}} \left[1 + O\left(\frac{1}{z^2}\right) \right] \text{ где } z \gg 1.$$

$$Q_{1/2}(x) = -\frac{\pi}{2} P_{1/2}(-x), \quad \begin{cases} \vec{r} = (s, \varphi) \\ \vec{r}' = (s', \varphi') \end{cases} \rightarrow \cos(\varphi - \varphi') = \frac{s^2 + s'^2}{2ss'}$$

можно использовать теорему сложения.

$Q_{n-1/2}^m(x)$ раз. $Y_{n-1/2}^m$ функции.

$$\frac{s^2 + s'^2 + L^2}{2ss'} = \cos(\varphi - \varphi') = \cos \theta_1 \cos \theta_2 + \sin \theta_1 \sin \theta_2 \cos(\varphi_1 - \varphi_2)$$

$\vec{r} = (\vec{r}, L), \vec{r}' = (\vec{r}', 0) \rightarrow \cos \hat{r}\hat{r}' = \cos \theta \cos \theta' + \sin \theta \sin \theta' \cos(\varphi - \varphi')$
 $\sin \theta = \frac{|\vec{r}'|}{\sqrt{s^2 + L^2}}, \cos \theta = \frac{L}{\sqrt{s^2 + L^2}}, \cos \theta' = 0.$

$$Q_{1/2}(\cos(\hat{r}\hat{r}')) = P_{1/2}(\cos \theta) P_{1/2}(\cos \theta') + 2 \sum_{k=1}^{\infty} (-1)^k P_{1/2}^{-k}(\cos \theta') Q_{1/2}^k(\cos \theta) \cos k(\varphi - \varphi')$$

$$Q_{1/2}(\cos(\varphi - \varphi')) = P_{1/2}^2(0) + 2 \sum_{k=1}^{\infty} (-1)^k P_{1/2}^{-k}(0) Q_{1/2}^k(0) \cos k(\varphi - \varphi')$$

$$P_{1/2}^{-k}(0) = \frac{2^{-k} \sqrt{\pi}}{\Gamma(\frac{1}{2} + k) \Gamma(\frac{1}{2} - k)}, \quad Q_{1/2}^k(0) = -2^{k-1} \sqrt{\pi} \sin \frac{1}{2} \pi \left(\frac{1}{2} + k \right) \times \frac{\Gamma(\frac{1}{2}(k+3/2))}{\Gamma(\frac{1}{2}(\frac{1}{2}-k)+1)}$$

$$Q_{1/2}[\cos(\varphi - \varphi')] - Q_{1/2}[\cos(\hat{r}\hat{r}')] = P_{1/2}^2(0) [P_{1/2}(0) - P_{1/2}(\cos \theta)] +$$

Date.

$$\cos(\varphi - \varphi') = \frac{\rho^2 + \rho'^2}{2\rho\rho'}$$

$$+ 2 \sum_{k=1}^{\infty} (-1)^k P_{1/2}^{-k}(\cos\theta) [Q_{1/2}^k(\cos\theta) - Q_{1/2}^k(\cos\theta)] \cos k(\varphi - \varphi'), \quad \cos\theta = \frac{L}{\sqrt{L^2 + \rho^2}}$$

$$Q_{1/2}^k(x) = Q_{1/2}^k(0) + \left(\frac{dQ_{1/2}^k(x)}{dx} \right)_{x=0} \cdot x = Q_{1/2}^k(0) + 2^k \sqrt{\pi} \cos \frac{\pi}{2} (k + \frac{1}{2}) x$$

$$\frac{\Gamma[\frac{1}{2}(k + \frac{1}{2}) + 1]}{\Gamma[\frac{1}{2}(\frac{1}{2} - k + 1)]} x = Q_{1/2}^k(0) + \sqrt{\pi} 2^k \cos \frac{\pi}{2} (k + \frac{1}{2}) \cdot \frac{\Gamma(\frac{1}{2} + \frac{5}{4})}{\Gamma(\frac{3}{4} - \frac{1}{2})} \cdot x$$

логично
если $\rho = R$
 $\cos\theta \ll 1$,
 $x \ll 1$.

$$P_{1/2}(x) = P_{1/2}(0) + x \cdot \left(\frac{dP_{1/2}(x)}{dx} \right)_{x=0} = P_{1/2}(0) + \frac{2 \sin(\frac{\pi}{2} \cdot \frac{1}{2})}{\sqrt{\pi} \Gamma(\frac{3}{4})} \Gamma(\frac{5}{4}) x$$

$$Q_{1/2}(\frac{\rho^2 + \rho'^2}{2\rho\rho'}) - Q_{1/2}(\frac{\rho^2 + \rho'^2 + L^2}{2\rho\rho'}) \approx P_{1/2}(0) (-1) 2 \sin \frac{\pi}{4} \frac{\Gamma(\frac{5}{4})}{\Gamma(\frac{3}{4}) \sqrt{\pi}} \cos\theta +$$

$$+ \left\{ 2 \sum_{k=1}^{\infty} (-1)^k P_{1/2}^{-k}(\cos\theta) \sqrt{\pi} 2^k \cos \frac{\pi}{2} (k + \frac{1}{2}) \frac{\Gamma(k/2 + 5/4)}{\Gamma(3/4 - k/2)} x \right\} \cdot \cos\theta = [\dots] \cdot \frac{L}{\sqrt{L^2 + \rho^2}}$$

$$\lambda_p m_p(\rho = R) = \int d\rho' \rho' m_p(\rho') g_0(R, \rho') = \int d\rho' \rho' m_p(\rho') \left\{ -\frac{4\pi}{\rho} \delta(R - \rho') + \right.$$

$$\left. + \frac{4\pi}{L \sqrt{R\rho'}} [Q_{1/2}(\cdot) - Q_{1/2}(\cdot)] \right\} = -4\pi m_p(R) + \int \frac{4}{L \sqrt{R\rho'}} [\dots] \frac{L}{\sqrt{L^2 + R^2}} \rho' m_p(\rho') d\rho'$$

$$(\lambda_p + 4\pi) m_p(R) = \frac{4}{\sqrt{L^2 + R^2}} \frac{1}{\sqrt{R}} \int d\rho' \rho' m_p(\rho') \frac{1}{\sqrt{\rho'}} [\dots]$$

Но $[\dots]$ зависит от $\cos k(\varphi - \varphi')$. Нам надо упростить $\cos(\varphi - \varphi') = \frac{\rho^2 + \rho'^2}{2\rho\rho'}$ = $\frac{R^2 + \rho'^2}{2R\rho'}$ считаем, что $\rho' = 0$, $\cos k(\varphi - \varphi') = \cos^k(\varphi - \varphi') + \dots$ еще более упрощаем.

Нужно разложить по $\cos\theta \ll 1$ и т.д.

→ Можно упростить:

$$(\lambda_p + 4\pi) m_p(\rho) = \int d\rho' \rho' m_p(\rho') \frac{4}{L \sqrt{R\rho'}} [Q_{1/2}(\cdot) - Q_{1/2}(\cdot)]$$

$$Q_{1/2}(\cdot) = Q(\frac{\rho^2 + \rho'^2}{2\rho\rho'}) \sim \ln(\rho - \rho') - \text{и т.д.} \text{ так как } \rho = \rho'.$$

$$\text{Значит, надо найти } \int d\rho'(\cdot) \text{ и } (\lambda_p + 4\pi) \frac{\partial m_p}{\partial \rho} = \frac{4}{L} \int d\rho' \rho' m_p(\rho') \frac{\partial}{\partial \rho} \left[\ln|\rho - \rho'| \right]$$

$$= \frac{4\pi}{L} \int d\rho' m_p(\rho') \frac{1}{|\rho - \rho'|} \text{ или } (\lambda_p + 4\pi) \left(\frac{\partial m_p}{\partial \rho} \right)_{\rho=R} = \frac{4\pi}{L} \int_0^R \frac{m_p(\rho')}{|R - \rho'|} d\rho'$$

Следовательно, $\left(\frac{\partial m_p}{\partial \rho} \right)_{\rho=R} = 0$ очевидно. Для проверки $\left(\frac{\partial m_p}{\partial \rho} \right)_{\rho=R}$ надо $m_p(\rho') \sim |R - \rho'|^\alpha$, $\alpha > 0$, т.е. считать, $m_p(\rho = R) = 0$. Значит $m_p = m_0(\rho)$ — константа, т.е. можно считать, что $m_p = \text{const}$. Аналогично wires (13/II).

→ Вспомогательные wires: $\lambda m_z(y) = \int dy' g_{zz}(y, y') m_z(y')$ и

используем условие функции $m_z(y)$. Для удобства примем $m_z(y) = \cos \varphi_m y = \text{const}$, λ_0 — const. и тогда:

$$\lambda_0 \int dy m_z(y) = \int dy dy' g_{zz}(y, y') m_z(y') \text{ или } \lambda_0 w = \int dy dy' g_{zz}(y, y')$$

Date.

Wires - Galvanic. hologr.

$$Wires: \sum_{000}^{\infty} = - \frac{\langle N_{zz} \rangle}{4\pi} = \frac{1 \cdot L}{4\pi A_{000}} \int d^2 \vec{r} d^2 \vec{r}' g_{zz}(x, x') y, y' = \frac{L}{4\pi \frac{1}{8} \frac{1}{8} \cdot 8} \int dy dy' g_{zz}(y, y')$$

$$\int dx dx' g_{zz}(x, x') y, y' = \frac{L^2}{4\pi V_d} \int dy dy' g_{zz}(y, y') = \frac{1}{4\pi w} \int dy dy' g_{zz}(y, y')$$

$$\lambda_0 = \frac{1}{w} \int dy dy' g_{zz}(y, y') = - \langle \dot{N}_{zz} \rangle, \langle N_{zz} \rangle = f(\frac{1}{w}) \text{ u } \lambda_0 \text{ parameitros}$$

no $m_z(y) = \text{const}$ ne mones avastatos oinos maggy BLS-SW wires.
T.e. upogunomene $m_z(y) = \text{const}$ akomasto na pramewnio ghe
oson maggy wires. hystos $\lambda_n, m_z^n - \in \mathbb{Z} \cup \mathbb{C} \Phi, n=0, 1, 2, \dots$

$$\lambda_n m_z^n(y) = \int_0^w dy' g_{zz}(y, y') m_z^n(y'), \quad g_{zz}(y, y') = \sum_n \lambda_n m_z^n(y) m_z^n(y')$$

$$\lambda_n m_z^n(y) = \int dy' \sum_{n'} \lambda_{n'} m_z^{n'}(y) m_z^{n'}(y') m_z^n(y) = \sum_{n'} \lambda_{n'} m_z^{n'}(y) \int_0^w dy' m_z^{n'}(y') m_z^n(y)$$

Εαν κομμετρεσε $\mathbb{C} \Phi$ u.u., τοτε $\int dy' m_z^{n'}(y') m_z^{n'}(y') = \delta_{nn'}$, το

$$\lambda_n m_z^n(y) = \sum_{n'} \lambda_{n'} m_z^{n'}(y) \delta_{nn'} = \lambda_n m_z^n(y) - \text{ταυτοσημο.}$$

Πως κομμετρε $\mathbb{C} \Phi$: $\lambda_n = \int dy dy' g_{zz}(y, y') m_z^n(y) m_z^n(y') = \langle n | \hat{g}_{zz} | n \rangle$

λ_n - ταυτοσημο πρηνικουορας^0 οτ $\text{buga } \mathbb{C} \Phi |n\rangle = m_z^n(y)$.

Πως πεπορε πρηνικουορας^0 $\lambda_n^z = \frac{\int_0^w dy dy' g_{zz}(y, y') m_z^n(y) m_z^n(y')}{\int_0^w [m_z^n(y)]^2 dy}$

Πως wires: $g_{yy}(y, y') = -4\pi \delta(y, y') - g_{zz}(y, y')$, το goss

$$\lambda_n^y = \frac{\int dy dy' g_{yy}(y, y') m_y^n(y) m_y^n(y')}{\int dy [m_y^n(y)]^2} = -4\pi - \frac{\int dy dy' g_{zz}(y, y') m_y^n(y) m_y^n(y')}{\int dy [m_y^n(y)]^2}$$

Εαν upogunomene $m_y^n(y) = m^n(y)$, το $\lambda_n^y = -4\pi - \lambda_n^z$

$$\lambda_n^y m_y^n(y) = \int_0^w dy' g_{yy}(y, y') m_y^n(y') = -4\pi m_y^n(y) - \int dy' g_{zz}(y, y') m_y^n(y')$$

$$-(\lambda_n^y + 4\pi) m_y^n(y) = \int dy' g_{zz}(y, y') m_y^n(y'), \text{ το } \lambda_n^z m_z^n(y) = \int dy' g_{zz}(y, y') m_z^n(y')$$

Του χρ. avastatos u $m_y^n(y) = m_z^n(y)$, εαν $\lambda_n^z = -(\lambda_n^y + 4\pi)$

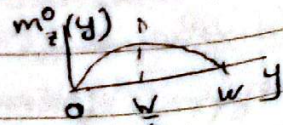
Ταροπον SW οτ $12/\pi$: $\omega_n^2 = [H - M_s \lambda_n^y][H - M_s \lambda_n^z]$ u.u.
($H_d = H_d' = 0$ goss wires)

o eg. ω_n $\omega_n^2 = [\omega_H + 1 + \frac{1}{4\pi} \lambda_n^z][\omega_H - \frac{1}{4\pi} \lambda_n^z]$

καμε βρεσε

πρηνικουορας?

$$m_y^0(y) = m_z^0(y) = y(w-y)$$



$$\lambda_n^z = \frac{1}{N_n} \frac{2}{P} \int_0^1 dx dx' \ln \left[\frac{(x-x')^2}{p^2 + (x-x')^2} \right] m_z^n(x) m_z^n(x'), \quad N_n = \int_0^1 dx [m_z^n(x)]^2, \quad p = L/w, \quad x = y/w$$

Date. . .

$$\lambda u_1(x) = \int_0^1 dx' g(x, x') u_1(x')$$

(числа и функции x для операции)

$$\frac{x^2}{x^2 + p^2} = \frac{\pi x^2}{p} \left[\frac{p}{p^2 + x^2} \frac{1}{\pi} \right] \underset{p \rightarrow 0}{\sim} \frac{\pi x^2 \delta(x)}{p}, \quad \lim_{x^2 + p^2} \frac{x^2}{x^2 + p^2} = \lim_{p \rightarrow 0} \frac{x^2}{x^2 + p^2} = \lim_{p \rightarrow 0} \frac{x^2}{x^2 + p^2} = \lim_{p \rightarrow 0} \frac{x^2}{x^2 + p^2}$$

то есть p можно считать близким к 0, тогда $\lim_{x^2 + p^2} \frac{x^2}{x^2 + p^2} \approx 2 \ln \frac{|x|}{p}$

$$\text{то есть } \frac{|x-x'|}{p} = \frac{1}{p} e^{-t}, \quad \int_0^1 dx' g(|x-x'|) m(x') =$$

$$= \left| \begin{array}{l} x-x' = e^{-t}, x > x', -dx' = -e^{-t} dt \\ x'-x = e^{-t}, x < x', dx' = -e^{-t} dt \end{array} \right| = \int_{-\ln x}^0 dt g(e^{-t}) m(x-e^{-t}) e^{-t} +$$

$$+ \int_0^{-\ln(1-x)} dt e^{-t} g(e^{-t}) m(x+e^{-t}) = \lambda m(x)$$

$$\lambda m(x) = \int_{-\ln x}^0 dt e^{-t} g(e^{-t}) m(x-e^{-t}) + \int_0^{-\ln(1-x)} dt e^{-t} g(e^{-t}) m(x+e^{-t})$$

Далее $x=0$: $\lambda m(0) = \int_{-\infty}^0 dt (\dots) + \int_0^{\infty} dt e^{-t} g(e^{-t}) m(e^{-t})$

$$\lambda m(0) = \int_0^{\infty} dt e^{-t} g(e^{-t}) m(e^{-t}), \quad g(e^{-t}) = \frac{2}{p} \ln \frac{(x-x')^2}{(x-x')^2 + p^2} = \frac{2}{p} \ln \frac{e^{-2t}}{e^{-2t} + p^2} =$$

$$= -\frac{2}{p} \ln(1 + p^2 e^{2t})$$

$$\lambda m(0) = -\frac{2}{p} \int_0^{\infty} dt e^{-t} \ln(1 + p^2 e^{2t}) m(e^{-t}) \quad \text{--- выдает } m=0?$$

$\rightarrow x' = x + \delta$. Условно будем считать, что δ очень мало, тогда

$$x' = x : m(x') = m(x + \delta) = m(x) + \delta m'(x) + \frac{1}{2} \delta^2 m''(x)$$

$$\lambda m(x) = \int_0^1 dx' g(x, x') \left[m(x) + \delta m'(x) + \frac{1}{2} \delta^2 m''(x) \right], \quad \delta = (x' - x)$$

$$\int_0^1 dx' (x-x') \ln \frac{(x-x')^2}{(x-x')^2 + p^2} = |x'-x=z| = \int_{-x}^{1-x} dz z \ln \frac{z^2}{z^2 + p^2} = |z \pm 1| =$$

$$= \frac{1}{2} \int dt \ln \frac{t}{t + p^2} = \frac{1}{2} \int dt [\ln t - \ln(t + p^2)] = \frac{1}{2} [t \ln t - t - (t + p^2) \ln(t + p^2) + t + p^2]$$

$$= \frac{1}{2} [t \ln t - (t + p^2) \ln(t + p^2) + p^2] \Big|_{x^2}^{(1-x^2)} = \frac{1}{2} [(1-x^2) \ln(1-x^2) - (1-x^2 + p^2) \ln(1-x^2 + p^2) - x^2 \ln x^2 + (x^2 + p^2) \ln(x^2 + p^2)]$$

$$\lambda \frac{\partial m(x)}{\partial x} = \int_0^1 dx' \frac{\partial g(x, x')}{\partial x} m(x') = \int_0^1 dx' \frac{4p}{(x-x')[p^2 + (x-x')^2]} m(x')$$

числа и функции для $w=0,01$

	$m=0$	1	2	3	4	5
$\sin(\pi m)$	-	0,041	0,017	0,009	0,047	
$\cos(\pi m)$	0,009	0,134	0,029	0,027	0,041	
χ^2	-	0,999	0,963	0,955	0,937	
χ^2	0,989	0,930	0,945	0,931	0,933	

$$D = \sqrt{\int_0^1 dx [\lambda(x) - \lambda(x')]^2}$$

$$u_2(x) = \int_0^1 dx' g(x, x') u_1(x')$$

$$u_2(x) = \lambda(x) u_1(x)$$

В случае $g(x, x') \sim \ln|x - x'|$, $m(x') = m(x)$ беспр. из-за знака $\int dx' (\dots)$

Date: _____
 Данные задачи. Нужно переписать точнее, так как они указаны в разных источниках (разное число групп. точек и/или $\int_0^1 \lambda(x) \rightarrow \sum_1^1 \lambda(x_j)$). Но смысл $\min D(u)$ — минимальная квадратичная форма $\min$ значений $\lambda(x)$, а для исходной СФ $D(u) = 0$ и, к. $\lambda(x) = \text{const}$.
 Вообще сз (Питх) надо исключать условия канонизации

Вообще $\cos(\pi m x)$ надо исключить из списка кандидатов на СФ, т.к. они не удовлетворяют $m(x=0)=0$. Но надо $\sin(\pi m x)$ сравнить с конкурентами, чтобы доказать что они лучшие СФ. $x \in [0, 1]$.
Видно, СФ похожи на $\sin(\pi m x)$ $m=1, 2$

Видно, φ порожен на $\sin(\pi m x)$, $m=1, 2, \dots$

Вспомогательная СФ матрицы оператора (Wites) $17/\pi$

будем считать x, x' от центра шара $x=0$ (раньше было $x=1/2$):

$$\lambda m_z(x) = \int_{-1/2}^{1/2} dx' g(x, x') m_z(x')$$

Подставим значение $\lambda m_2(-x) = \int dx' g(-x, x') m(x') = \left| \begin{matrix} x' = -\frac{1}{3} \\ dx' = -\frac{1}{3} \end{matrix} \right| =$
 $= -\int_{\frac{1}{2}}^{-\frac{1}{2}} g(-x, -\frac{1}{3}) m(-\frac{1}{3}) = \int_{-\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} g(-x, -\frac{1}{3}) m(-\frac{1}{3}) = \left| \begin{matrix} g(x, x') = F((x-x')^2) \\ g(-x, -x') = g(x, x') \end{matrix} \right| =$
 $= \int_{-\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} g(x, \frac{1}{3}) m(-\frac{1}{3})$, т.е. $\lambda m(-x) = \int_{-\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} g(x, \frac{1}{3}) m(-\frac{1}{3})$

Важно, что при λ - фиксир. $m(x)$ и $m(-x)$ удовлетворяют
одному и тому же уравнению, $\Rightarrow m_2(x) = m_2(-x)$ - чет.
мн-значность фвн. четкой функции относительно
центра гора. Если $x \in [0, 1]$, то такими функ. будут $\left\{ \begin{array}{l} \sin(m\pi x), m - \text{нечет.} \\ \cos(m\pi x), m - \text{чет.} \end{array} \right\}$

Но если совместить периодичность $m(x) = m(-x)$ и $m(0) = 0$,
отн. центра, то в качестве ЦФ можно оставить только $\sin(\pi m x)$ с m -кратн. и

$\cos(\pi m x) \in m=0$.
 (ver, como $m(0)=0$).
 $\forall m \ x \in [-\frac{1}{2}, \frac{1}{2}] \ \sin(\pi m x) \rightarrow \sin[\pi m(x - \frac{1}{2})] =$
 $= \sin(\pi m x) \cos \frac{\pi m}{2} - \cos(\pi m x) \sin \frac{\pi m}{2} = (\pm 1) \cos(\pi m x)$ que m é ímpar.
 $u_m(x) = \cos(\pi m x)$, $\frac{\partial u_m}{\partial x} = -\pi m \sin(\pi m x) = |x = \pm \frac{1}{2}| = \mp \pi m \sin \frac{\pi m}{2}$
 $u_m(x = \pm \frac{1}{2}) = \cos \frac{\pi m}{2} = 0$ para m é par.
 Como $\sin(\pi m x) \in m$ ímpar.

Остается рассмотреть функцию φ : $\begin{cases} u_m(x) = \cos(\pi m x), m - \text{нечет} \\ u_0(x) = 1 - \varphi_{\text{Фр-моды}} - \text{кар.} \end{cases}$

конjugаты $x \in [0, 1]$ это $\sin(\pi x)$, m -крат. и $u_0(x) = 1$ (вер)

Но тогда непонятно как объяснить эл. $f_3 = 0,319$ (wires), и f_1 (wires)

Вопрос: почему отбрасывалось ω_2 ^{cos $\frac{\pi}{2}$} $\frac{\pi}{2}$ при закреплении? ^{и $\frac{\pi}{2}$}
(15/11) 1. ... ^{при, условия уже не важны?}

Здесь гомогенное решение $m(x) = \cos(\pi m x)$ и не расм. по x .
 $\lambda \cos(\pi m x) = \int_{-1/2}^{1/2} dx' g(x, x') \cos(\pi m x')$ при $x=0$ дает $\lambda_m = \int_{-1/2}^{1/2} dx g(x) \cos(\pi m x)$

Date.

Разложим $m(x') = m(x) + m'(x)(x'-x) + \frac{1}{2} m''(x)(x'-x)^2$

$$\lambda m(x) = \int_{-1/2}^{1/2} dx' g(x-x') \left[m(x) + m'(x)(x'-x) + \frac{1}{2} m''(x)(x'-x)^2 \right]$$

$$\lambda m(x) = m(x) \int_{-1/2}^{1/2} dx' g(x, x') + m'(x) \int_{-1/2}^{1/2} dx' g(x, x') (x'-x) + \frac{1}{2} m''(x) \int_{-1/2}^{1/2} dx' g(x, x') (x'-x)^2$$

В центре где $x=0$ $\lambda m(0) = m(0) \int_{-1/2}^{1/2} dx' g(0, x') + m'(0) \int_{-1/2}^{1/2} dx' g(0, x') x' + \frac{1}{2} m''(0) \int_{-1/2}^{1/2} dx' g(0, x') x'^2$
 Разм. предполож. $x=0$

$$\lambda m(0) = m(0) \int_{-1/2}^{1/2} dx' g(0, x') \text{ или } \lambda m(\frac{1}{2}) = m(\frac{1}{2}) \int_{-1/2}^{1/2} dx' g(\frac{1}{2}, x')$$

$$m(\frac{1}{2}) = \sin(\pi m x)_{x=1/2} = \sin(\frac{\pi m}{2}) \neq 0. \text{ След, } \lambda = \int_{-1/2}^{1/2} dx g(\frac{1}{2}, x)$$

с характер. значением λ и λ'' и предполож. В λ'' и предполож.

при $x \in [-1/2, 1/2]$ $\lambda m(0) = m(0) \int_{-1/2}^{1/2} dx' g(0, x') + \frac{1}{2} m''(0) \int_{-1/2}^{1/2} dx' g(0, x') x'^2$

где $m(x) = \cos(\pi m x)$, $m^{[2S]}(x) = (\pi m)^{2S} (-1)^S \cos(\pi m x)$, $m^{[2S]}(0) = (-1)^S (\pi m)^{2S}$

$$\lambda m(0) = \sum_{S=0,1,2} (-1)^S \frac{(\pi m)^{2S}}{(2S)!} \int_{-1/2}^{1/2} dx g(0, x) x^{2S}, \text{ т.е. } C3$$

$$\lambda_m = \sum_{S=0} (-1)^S \frac{(\pi m)^{2S}}{(2S)!} \int_{-1/2}^{1/2} dx g(0, x) x^{2S} = \sum_{S=0} (-1)^S \frac{(\pi m)^{2S}}{(2S)!} I_S$$

$$\lambda_0 (\text{Фурье}) = \int_{-1/2}^{1/2} dx g(0, x) = \frac{2}{p} \int_{-1/2}^{1/2} \ln \left[\frac{x^2}{x^2 + p^2} \right] dx = \frac{2}{p} \int_0^{1/2} [2 \ln x - \ln(x^2 + p^2)] dx$$

$$= \frac{4}{p} \left[2x(\ln x - \frac{1}{2}) - x \ln(x^2 + p^2) + 2x - 2p \arctg \frac{x}{p} \right]_0^{1/2} =$$

$$= \frac{4}{p} \left[2 \cdot \frac{1}{2} \ln \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \ln(\frac{1}{4} + p^2) - 2p \arctg \frac{1}{2p} \right] = \frac{4}{p} \left[-\frac{1}{2} \ln(1 + 4p^2) - 2p \arctg \frac{1}{2p} \right]$$

при $p \ll 1$ $\lambda_0 \approx \frac{4}{p} \left[-\frac{1}{2} 4p^2 - 2p \left(\frac{\pi}{2} - 2p \right) \right] = \frac{4}{p} [-2p^2 - \pi p + 4p^2] =$

$$= -4\pi + 8p, \quad -\frac{\lambda_0}{4\pi} = 1 - \frac{2}{\pi} p (!) \text{ - вот так же, всего}$$

это размах. фактор и частота Сиабуна $p = 4/w$

$$\lambda_0(p) = -\frac{2}{p} \ln(1 + 4p^2) - 8 \arctg \frac{1}{2p} = -4\pi D_{zz}^{es}(p) \quad N_{2p}^{es} = 4\pi$$

Аналогично: $4\pi D_z^{es} = N_{zz}^{es} = 4 \left[2 \arctg(2p) - \frac{1}{2p} \ln(1 + 4p^2) \right], p \ll 1.$
 (наконец $p \rightarrow \frac{1}{p}$)

$$N_{zz}^{es} = 4 \left[2 \cdot 2p - \frac{1}{2} p \cdot 4p^2 \right] = 8p \text{ - wegen } \text{соеб. } N_{yy}^{es} = 4\pi - N_{zz}^{es}$$

Хоча wegen $p \rightarrow 0$ $\text{соеб. } \text{с } \text{тот. } \text{до } p$, $\text{мен } (D_{zz}^{es}) D_{yy}^{es} = 1 - D_{zz}^{es}$ не $\text{соеб. } \text{с } \varphi$. Анализирую.

11. Recurrence relation $u_m(x) \in u_m(0) \neq 0$, i.e. $u_m(x) \neq 0$ for $x \neq 0$. $g(x, x') = g(|x-x'|)$. $u_m(x) = 0$.

Date: _____

Find $I_s = \int_{-1/2}^{1/2} dx g(0, x) x^{2s} = 2 \int_0^{1/2} dx g(0, x) x^{2s} = I_s(p)$ (x=0)

$$\int_0^{1/2} dx x^{2s} \ln(x^2 + p^2) = \frac{1}{2s+1} \left\{ x^{2s+1} \ln(x^2 + p^2) + (-1)^s 2p^{2s+1} \arctg \frac{x}{p} - \right.$$

$$\left. - 2 \sum_{k=0}^s \frac{(-1)^{s-k}}{2k+1} p^{2s-2k} x^{2k+1} \right\} \Big|_0^{1/2} = \frac{1}{2s+1} \left\{ \frac{1}{2^{2s+1}} \ln\left(\frac{1}{4} + p^2\right) + (-1)^s 2p^{2s+1} \arctg \frac{1}{2p} - \right.$$

$$\left. - 2 \sum_{k=0}^s \frac{(-1)^{s-k}}{2k+1} p^{2s-2k} \frac{1}{2^{2k+1}} \right\}$$

$$\int_0^{1/2} dx x^{2s} \ln x = \left\{ \dots \right\} \rightarrow I_s = 2 \int_0^{1/2} dx [2 \ln x - \ln(x^2 + p^2)] x^{2s} =$$

$$= \frac{4}{p} \frac{1}{2s+1} \left\{ \frac{1}{2^{2s+1}} \left[\ln \frac{1}{4} - \ln\left(\frac{1}{4} + p^2\right) \right] + 2(-1)^s \left[-p^{2s+1} \arctg \frac{1}{2p} \right] + \right.$$

$$\left. + (-2) \left[\sum_{k=0}^s \frac{(-1)^{s-k}}{2k+1} \frac{(p \rightarrow 0)^{2s-2k}}{2^{2k+1}} - \sum_{k=0}^s \frac{(-1)^{s-k}}{2k+1} \frac{1}{2^{2k+1}} p^{2s-2k} \right] \right\} =$$

$$= \frac{4}{p} \frac{1}{2s+1} \left\{ \frac{(-1)^s}{2^{2s+1}} \ln[1 + 4p^2] + 2(-1)^{s+1} p^{2s+1} \arctg \frac{1}{2p} + \right.$$

$$\left. + (-2)(-1)^s \sum_{k=0}^s \frac{(-1)^k}{2^{2k+1}(2k+1)} [1 - p^{2s-2k}] \right\}, \text{ b } \left\{ \dots \right\} \text{ goes to zero } \sim p^2$$

$$I_s(p) = \frac{1}{p} \frac{4(-2)}{2s+1} \left\{ \frac{1}{2^{2s+2}} \ln[1 + 4p^2] + (-1)^s p^{2s+1} \arctg \frac{1}{2p} + (-1)^s \sum_{k=0}^s \frac{(-1)^k}{2^{2k+1}(2k+1)} [1 - p^{2(s-k)}] \right\}$$

$$\arctg \frac{1}{2p} = \frac{\pi}{2} - \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-1)^k}{(2k+1) \left(\frac{1}{2p}\right)^{2k+1}} = \frac{\pi}{2} - 2p$$

$$I_s(p) = -\frac{8}{p} \frac{1}{(2s+1)} \left\{ \frac{1}{2^{2s}} p^2 + (-1)^s p^{2s+1} \left[\frac{\pi}{2} - 2p \right] + (-1)^s \frac{(-1)^{s-1}}{2^{2s-1}(2s-1)} [1 - p^2] \right\}$$

Kago $\sum_{k=0}^s \frac{(-1)^{s-k}}{2^{2k+1}(2k+1)} = \frac{(-1)^s}{2} \sum_{k=0}^s \frac{(-1)^k}{2^{2k}(2k+1)} = f_s$ (series for $s \geq 1$)

$$I_s(p) = -\frac{8}{p} \frac{1}{(2s+1)} \left\{ \frac{1}{2^{2s}} p^2 + (-1)^s p^{2s+1} \left[\frac{\pi}{2} - 2p \right] + f_s - p^2 \frac{(-1)^s (-1)^{s-1}}{2^{2s-1}(2s-1)} - \right.$$

$$\left. - \frac{1}{(2s+1) 2^{2s+1}} \right\} = |s \geq 1| = -\frac{8}{p} \frac{1}{2s+1} \left\{ \frac{1}{2^{2s}} p^2 + p^2 \frac{1}{2^{2s-1}(2s-1)} + f_s - \frac{1}{(2s+1) 2^{2s+1}} \right\}$$

Let's find f_s (as $p \rightarrow 0$, $k=s$ is the only term) then: $f_s = \frac{1}{(2s+1) 2^{2s+1}}$

$$I_s(p) = -\frac{8}{p} \frac{1}{2s+1} p^2 \frac{1}{2^{2s}} \left[1 + \frac{2}{2s-1} \right] = -\frac{8}{2^{2s}} \frac{(2s-1)^{-1}}{p} = -\frac{2^{3-2s}}{(2s-1)} p$$

$$\lambda_m(p) = I_{s=0}(p) + \sum_{s=1}^{\infty} (-1)^s \frac{(\pi m)^{2s}}{(2s)!} I_s = \lambda_0 - 8p \sum_{s=1}^{\infty} (-1)^s \frac{(\pi m)^{2s}}{(2s)!} \frac{1}{2^{2s}(2s-1)}$$

Date. 18. 02.

Найдем разложение λ_m в (πm) . (πm) не должно быть
иное разложение. не работает.

$$\sum_{s=1}^{\infty} (-1)^s \frac{(\pi m/2)^{2s}}{(2s)! (2s-1)} = \sum_{s=1}^{\infty} (-1)^s \frac{z^{2s}}{(2s)! (2s-1)} = S(z) \cdot z, \quad z = \frac{\pi m}{2}$$

$$\frac{dS(z)}{dz} = \frac{d}{dz} \sum_{s=1}^{\infty} (-1)^s \frac{z^{2s-1}}{(2s)! (2s-1)} = \sum_{s=1}^{\infty} (-1)^s \frac{z^{2s-2}}{(2s)!} = \frac{1}{z^2} \sum_{s=1}^{\infty} (-1)^s \frac{z^{2s}}{(2s)!} =$$

$$= \frac{1}{z^2} [\cos z - 1], \quad S(z) = - \int \frac{dz}{z^2} (1 - \cos z) + C = \frac{1}{z} + \int \frac{\cos z}{z^2} dz + C$$

$$= \frac{1}{z} + \frac{1}{z \cdot 1!} \{(-1) \cos z\} + \frac{(-1)}{1!} \text{Si}(z) = \frac{1}{z} (1 - \cos z) - \text{Si}(z) + C$$

$$\lambda_m = \lambda_0 - 8p z \cdot S(z) = \lambda_0 - 8p \left[1 - \cos\left(\frac{\pi m}{2}\right) - \frac{\pi m}{2} \text{Si}\left(\frac{\pi m}{2}\right) \right]$$

$$\lambda_m = \lambda_0 - 8p \left[1 - \cos\left(\frac{\pi m}{2}\right) - \frac{\pi m}{2} \text{Si}\left(\frac{\pi m}{2}\right) \right] \quad \begin{matrix} \text{m-клетки} \\ \text{m=0} \end{matrix} \quad \begin{matrix} \text{СЗ на } \cos(\pi m x), x \in [-\frac{1}{2}, \frac{1}{2}] \\ \text{(m-клетки)} \end{matrix}$$

$$S(z) = \sum_{s=1}^{\infty} (-1)^s \frac{z^{2s-1}}{(2s)! (2s-1)} = \frac{1}{z} (1 - \cos z) - \text{Si}(z) + C, \quad x \rightarrow 0 \quad \begin{matrix} \text{вспомогател.} \\ \lambda_m, \text{ разл.} \end{matrix}$$

$$S(0) = 0, \quad -\text{Si}(0) + C = 0, \quad C = \text{Si}(0) = -\frac{\pi}{2} + \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{\sin t}{t} dt = -\frac{\pi}{2}$$

$$\text{Si}(x) = \int_0^x \frac{\sin t}{t} dt - \text{функция сходимости. упр. более m.}$$

Тогда: $\lambda_m = \lambda_0 - 8p \left[1 - \frac{\pi m}{2} \text{Si}\left(\frac{\pi m}{2}\right) \right], \quad p \ll 1, \quad m\text{-клетки}, \quad \lambda_0 = I_0$
 $\lambda_m = 4\pi \sum_{m=0}^{\infty} \dots$

Хоча $m=0$ записано упр. упр., но $\omega_0 \in \lambda_0$ хорошо для экстр. fo.

18/II Разложение $m(x')$: $\lambda_m(x) = \int_{-\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} dx' g(x, x') \sum_{s=0}^{\infty} \frac{m^{[s]}(x)}{s!} (x' - x)^s$

можно раскл. как гур. гр. на $m(x)$ или считать λ_m с $s=0, 1, 2$. Но если нужно знать только спектр λ , то
 $\lambda_m(0) = \sum_{s=0}^{\infty} \frac{m^{[2s]}(0)}{(2s)!} \int_{-\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} dx' g(0, x') (x')^{2s} = \sum_{s=0}^{\infty} \frac{m^{[2s]}(0)}{(2s)!} I_s, \quad I_s = \int_{-\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} dx' g(0, x') x'^{2s}$

После 17/II в разложении $p \ll 1$ упр. упр. $I_s = -\frac{8p}{2^{2s} (2s-1)!}, \quad s \geq 1$.

Если тогда СФ $u_m(x)$, то $\lambda_m = \frac{1}{u_m(0)} \sum_{s=0}^{\infty} \frac{u_m^{[2s]}(0)}{(2s)!} I_s$ $x=0$ центр гр.

тоже выразиме гл. СЗ.

Но это только, $u_m(x)$ - непрерывны и нет никаких оснований (кроме разности и $u_m(0)$) считать $u_m(x) = \cos(\pi m x), \quad x \in [-\frac{1}{2}, \frac{1}{2}]$.

→ Если упр. упр., то есть $u_0(x) = 1$ (а это не так), то все $u_0^{[2s]}(0) = 0$ $(s \geq 1)$
 $\lambda_0 = I_0$, то хорошо для экстр. fo (на основе $\lambda(x=0) = u_0(x=0)$)

А гистерезис в BLS-экен. зависит от
характера $m(x)$ как менялся газ, спад?
FMR эквивалент — гистерезис-зона, (Финдго)

Диф. ур. $m'(x) + \frac{\varphi_1(x)}{\varphi(x)} m(x) = 0$ при $x = \pm 1/2$ где m, φ — функции.

Date.

$$\varphi(1/2)/\varphi(-1/2) = -\frac{I_0 - \lambda}{I_1} = d(p) - \text{pinning}$$

$$I_1(x) = \varphi(x) = \int_{-1/2}^{1/2} dx' g(x, x') (x' - x), \quad \varphi_1(x) = \lambda(x) - \lambda = I_0(x) - \lambda$$

$$m'(x) = -\frac{\varphi_1(x)}{\varphi(x)} m(x), \quad m(x) = c e^{-\int dx \frac{\varphi_1}{\varphi}}$$

$$\frac{\varphi_1(x)}{\varphi(x)} = -\frac{1}{\int_{-1/2}^{1/2} dx' g(x, x') (x' - x)} \left[\int_{-1/2}^{1/2} dx' g(x, x') - \lambda \right], \quad \varphi(0) = \int_{-1/2}^{1/2} dx' g(0, x') x' = 0$$

$$\varphi(x) = \int_{-1/2}^{1/2} dx' g(x - x') (x' - x) = |x' - x = z| = \int_{-1/2-x}^{1/2-x} dz g(0, |z|) z =$$

$$= \frac{2}{p} \int_{-1/2}^{1/2} dz \ln \frac{z^2}{z^2 + p^2} \cdot z = \frac{2}{p} \int_{-1/2-x}^{1/2-x} dz \cdot z \left[\ln z^2 - \ln(z^2 + p^2) \right] =$$

$$= -\frac{2}{p} \int_{-1/2-x}^{1/2-x} dz z \left[\ln(z^2 + p^2) - \ln(z^2) \right]_{p=0} = -\frac{2}{p^2} \left[(z^2 + p^2) \ln(z^2 + p^2) - z^2 - z^2 \ln z^2 + z^2 \right]_{-1/2-x}^{1/2-x} =$$

$$= -\frac{2}{p^2} \left[(z^2 + p^2) \ln(z^2 + p^2) - z^2 \ln z^2 \right]_{-1/2-x}^{1/2-x} = -\frac{2}{p^2} \left[\left(\frac{1}{2} - x \right)^2 \ln \frac{(\frac{1}{2} - x)^2 + p^2}{(\frac{1}{2} - x)^2} + \right.$$

$$\left. - (x + 1/2)^2 \ln \frac{(\frac{1}{2} + x)^2 + p^2}{(\frac{1}{2} + x)^2} + p^2 \ln \left[\frac{(\frac{1}{2} - x)^2 + p^2}{(\frac{1}{2} + x)^2 + p^2} \right] \right] \cdot \frac{1}{2} = \varphi(x)$$

$$\lambda + \varphi_1(x) = \int dx' g(x, x') = |x' - x = z| = \int_{-1/2-x}^{1/2-x} dz g(0, |z|) = \frac{2}{p} \left[z \ln |z| - z \ln(z^2 + p^2) - \right.$$

$$\left. - 2p \operatorname{arctg} \frac{z}{p} \right]_{-1/2-x}^{1/2-x} = \frac{2}{p} \left[2 \left(\frac{1}{2} - x \right) \ln \left(\frac{1}{2} - x \right) + 2 \left(\frac{1}{2} + x \right) \ln \left(\frac{1}{2} + x \right) - \right.$$

$$\left. - \left(\frac{1}{2} - x \right) \ln \left[\left(\frac{1}{2} - x \right)^2 + p^2 \right] - \left(\frac{1}{2} + x \right) \ln \left[\left(\frac{1}{2} + x \right)^2 + p^2 \right] - 2p \operatorname{arctg} \frac{1/2 - x}{p} + 2p \operatorname{arctg} \frac{1/2 + x}{p} \right] +$$

$$+ x \ln \frac{(\frac{1}{2} - x)^2 + p^2}{(\frac{1}{2} + x)^2 + p^2} - 2p \operatorname{arctg} \left[\frac{1}{p} \frac{1}{1 - \frac{1}{p^2} \left[\frac{1}{4} - x^2 \right]} \right]$$

$$\lambda + \varphi_1(x) = \frac{2}{p} \left[\frac{1}{2} \ln \left[\frac{(\frac{1}{4} - x^2)^2}{\left[\left(\frac{1}{2} - x \right)^2 + p^2 \right] \left[\left(\frac{1}{2} + x \right)^2 + p^2 \right]} \right] + x \ln \left[\frac{(\frac{1}{2} + x)^2}{(\frac{1}{2} - x)^2 + p^2} \right] + x \ln \left[\frac{(\frac{1}{2} - x)^2}{(\frac{1}{2} + x)^2 + p^2} \right] \right]$$

$$- 2p \operatorname{arctg} \frac{1/2 - x}{p} - 2p \operatorname{arctg} \frac{1/2 + x}{p} \quad \varphi_1(x) = \lambda_0(x) \text{ в } 10^4 \text{ нм}.$$

Взять $\int \frac{\varphi_1(x)}{\varphi(x)} dx$ — (конвергентный) численный метод.

$\varphi_1(0) = \lambda_0$ где $\lambda_0(p)$, причем $1/\sqrt{\pi} \varphi_1(x) \approx \text{const}$, где $x = \pm 1/2$.

→ Диф. ур. найдем ее где $m(x)$ имеет и пользу от него не будет (заключая, что $m(x) = 0$ при $x = \pm 1/2$).

$$\text{Разложение } C_3 \text{ по } (C \text{ и } u, \text{ и } \text{разлог.}) : \lambda_m = \frac{1}{u_m(0)} \sum_{s=0}^{\infty} \frac{u_m^{(2s)}(0)}{(2s)!} I_s$$

— где u_m — решение уравнения $\cos(\pi x) = u_m(x)$ — решение.

Wires

Date. 20.02.

(40 см. до 120 см. мкм. по p = 4u)

$$\lambda_m = \lambda_0 - 8p \left[1 - \cos\left(\frac{\pi m}{2}\right) - \frac{\pi m}{2} \text{Si}\left(\frac{\pi m}{2}\right) \right], \quad \lambda_0 = -4\pi + 8p$$

$$\lambda_m = -4\pi + 8p \left[\cos\left(\frac{\pi m}{2}\right) + \frac{\pi m}{2} \text{Si}\left(\frac{\pi m}{2}\right) \right], \quad q_m = \pi m, \quad \text{если } x = \frac{y}{u}$$

$$Z_m^{(0)} = \frac{1}{4\pi} \lambda_m = -1 + \frac{p}{\pi} \left[\cos\left(\frac{q_m}{2}\right) + \frac{1}{2} q_m \text{Si}\left(\frac{1}{2} q_m\right) \right] \quad \text{где } x=0 - \text{расстояние}$$

Если $Z_m^{(0)}(\infty) = \frac{e^{-2mp} - 1}{2mp}$ сравнить с $Z_m^{(0)}$, то они совпадают для $1 \leq m \leq 5$. А если $Z_m^{(0)}(\infty)$ разложить по p с точн. до p', то $Z_m^{(0)}(\infty)$ и $Z_m^{(0)}$ совпадают с точн. до p' для $m \geq 1$. (Но $Z_m^{(0)}$ разлагается и для $m=0$, где разлаг. фактор Сиабинга PRB, т.е. для p-го $Z_m^{(0)}$)

Получим нечто такое λ_m , каго надо

$$u_m^{[2S]}(0) = (\pi m)^{2S} (-1)^S u_m(0), \quad \text{Получается на выходе } \cos(\pi m x)$$

и тогда СФ, но и $u_m(x) = \sin(\pi m x), \quad x = [-\frac{1}{2}, \frac{1}{2}]$.

$$u_m^{[2S]}(x) = (\pi m)^{2S} (-1)^S \sin(\pi m x), \quad \lim_{x \rightarrow 0} \frac{u_m^{[2S]}(x)}{u_m(x)} = (\pi m)^{2S} (-1)^S \frac{\sin(\pi m x)}{\sin(\pi m x)} = (-1)^S (\pi m)^{2S}$$

Получим $\lambda_m = \sum_{S=0}^{\infty} (-1)^S \frac{(\pi m)^{2S}}{(2S)!} I_S$ где $\cos(\pi m x)$ и где $\sin(\pi m x)$.

Для $\sin(\pi m x)$ только $m \geq 1$.

Компьютеризованная программа wires ($\lambda_m = 4\pi Z_m^{(0)}$) на $\frac{\sin(\pi m x)}{\cos(\pi m x)}$:

1) расчет с $\lambda_m = \int dx dx' g(x, x') u_m(x) u_m(x') = \int dx \lambda_m(x) u_m^2(x)$

$u_m(x) = \int dx' g(x, x') u_m(x')$. $\lambda_m(x)$ - таблица функций x .

подход сдвинул 16/11. Ост. тогда подпрограмма - $\sin(\pi x)$, второе ФМР - $\cos(0 \cdot x)$.

2) расчет $\lambda_m^{(x)} \rightarrow \lambda_m(x=0) = \lambda_m(0)$ с ост. тогда $u_0(x) = \cos(0 \cdot x) = 1$.

Если $u_m(x) = \begin{cases} \cos(\pi m x) & x=0 \text{ в центре} \\ \sin(\pi m x) & \text{дальше} \end{cases}$. Этот подход дает разлаг. фактор Сиабинга где основ. моды.

Но важно описывают экв. ВЛС. Взаимор. между ними follows от того возмущающего и SW по всей длине гота - (1), или вблизи к средине $x=0$ - (2).

→ Альтернатива: найти точные СФ $u_m(x)$, так как $\cos(\pi m x)$ или $\sin(\pi m x)$ или иррегулярными СФ, хотя и неидеальны.

→ Можно разложить СФ $u_m(x)$ по x^n в окрестности $x=0$ (центр гота или края $x=0$!). Получим Сиабингу мкм. Взаимор. $m[n](0)$, условием самосопряженности $\det(\dots) = 0$, каковы дает спектр λ .

Date.

... x^n - членом. Далее, пусть λ удовлетворяет

$$I_{25}(0) = \int_{-1/2}^{1/2} dz g(0, z) z^{25} \text{ и } I_5^{[n]}(0), \text{ где } I_5(x) = \int_{-1/2-x}^{1/2-x} dz g(0, z) z^5$$

Напомним, если $\mu_0 = 1$, то $\lambda_0 = I_0(0)$ ($\lambda_0(p)$ нечетно 17/18).

$$\text{Аналогично } I_0(x) = \int_{-1/2}^{1/2} dx' g(x, x') \text{ и } I_1(x) = \int_{-1/2}^{1/2} dx' g(x, x') (x-x') \text{ и т.д.}$$

18/11. $I_5(x)$ неаналитична вблизи краев зоны $x = \pm 1/2$, но аналитична вблизи центра $x = 0$. Будем считать, что не важно, а где СФ: неаналитичность при $x = \pm 1/2$ (на краях зоны).

Будет СФ при $x \rightarrow \pm 1/2$ вызывает принципиальный интерес из-за того, в частности, какими гранич. условиями удовлетв. СФ.

$$\begin{cases} I_0(x) = \frac{2}{p} \left[\frac{1}{2} \ln \left[\frac{(1/4 - x^2)^2}{\{(1/2-x)^2 + p^2\} \{(1/2+x)^2 + p^2\}} \right] + x \ln \left[\frac{(1/2+x)^2}{(1/2+x)^2 + p^2} \right] + x \ln \left[\frac{(1/2-x)^2}{(1/2-x)^2 + p^2} \right] - 2p \operatorname{arctg} \frac{1-x}{p} - 2p \operatorname{arctg} \frac{1+x}{p} \right] \\ I_1(x) = -\frac{2}{p^2} \left[(1/2-x)^2 \ln \left[\frac{(1/2-x)^2 + p^2}{(1/2-x)^2} \right] - (1/2+x)^2 \ln \left[\frac{(1/2+x)^2 + p^2}{(1/2+x)^2} \right] + p^2 \ln \left[\frac{(1/2-x)^2 + p^2}{(1/2+x)^2 + p^2} \right] \right] \end{cases}$$

Будем считать, что $x \rightarrow \pm 1/2$ не важно, а где СФ: неаналитичность при $x = \pm 1/2$ (на краях зоны).
 $x + 1/2 \rightarrow x, \quad x - 1/2 \rightarrow x - 1$

$$I_0(x) = \frac{2}{p} \left[\frac{1}{2} \ln \left[\frac{x^2(1-x)^2}{\{(x-1)^2 + p^2\} \{x^2 + p^2\}} \right] + x \ln \frac{x^2}{x^2 + p^2} + (x-1) \ln \left[\frac{(x-1)^2 + p^2}{(x-1)^2} \right] - 2p \operatorname{arctg} \frac{1-x}{p} - 2p \operatorname{arctg} \frac{1+x}{p} \right]$$

$$\text{При } x \rightarrow 0 \text{ (край зоны): } I_0(x) = \frac{2}{p} \left[\frac{1}{2} \ln \frac{x^2}{(1+p^2)(p^2+x^2)} - \frac{1}{2} \ln \frac{x^2}{x^2+p^2} - \frac{1}{2} \ln(1+p^2) - 2p \operatorname{arctg} \frac{1}{p} \right] + O(x)$$

$$= \frac{2}{p} \left[-\frac{1}{2} \ln(1+p^2) - 2p \operatorname{arctg} \frac{1}{p} + \frac{1}{2} \ln \frac{1}{1+p^2} \right] + O(x) = -\frac{2}{p} \left[\ln(1+p^2) + 2p \operatorname{arctg} \frac{1}{p} \right] + O(x)$$

$$I_0(x \rightarrow 0) = -\frac{2}{p} [\dots] + O(x), \text{ каково сущ. значение не } x.$$

$$I_0(x) \approx \frac{2}{p} \left[\frac{1}{2} \ln \left[\frac{x^2(1-2x)}{(1+p^2-2x)(x^2+p^2)} \right] - \frac{1}{2} \ln \left[\frac{x^2}{x^2+p^2} \cdot \frac{(1+p^2-2x)}{1-2x} \right] + x \ln \frac{x^2}{p^2} + \right.$$

$$\left. + x \ln \left[\frac{1+p^2-2x}{1-2x} \right] - 2p \operatorname{arctg} \frac{1-x}{p} - 2p \operatorname{arctg} \frac{x}{p} \right] = \frac{2}{p} \left[\ln \frac{1-2x}{1+p^2-2x} + 2x \ln \frac{x}{p} + \right.$$

$$\left. + x \ln \left[\frac{1+p^2-2x}{1-2x} \right] - 2p \left[\operatorname{arctg} \frac{1}{p} - \frac{x}{p} \cdot \frac{p^2}{1+p^2} \right] - 2p \cdot \frac{x}{p} \right] = \frac{2}{p} \left[\ln \left[\frac{1}{1+p^2} \cdot \frac{1-2x}{1-2x} \right] + 2x \ln \frac{x}{p} + \right.$$

$$\left. + x \ln(1+p^2) - 2p \operatorname{arctg} \frac{1}{p} + (-1) \frac{2x}{1+p^2} \right] = \frac{2}{p} \left[\ln \frac{1}{1+p^2} - 2x + \frac{2x}{1+p^2} + 2x \ln \frac{x}{p} + x \ln(1+p^2) - 2p \operatorname{arctg} \frac{1}{p} - 2x \frac{1}{1+p^2} \right] = I_0(0) + \frac{2}{p} \left[2x \ln \frac{x}{p} + x \ln(1+p^2) \right]$$

Date. 21.02.

$I_0(x \rightarrow 0) = I_0(0) + \frac{4}{p} x \ln x + O(x)$ - каноническая упр $x \rightarrow 0$.

$\lambda m(x) = \int_0^{1-x} dx' g(1-x-x') m(x') = \int_0^{1-x} dz g(|z|) m(x+z)$

Есть $m(x) = \sum_s \frac{m^{[s]}(0)}{s!} x^s$, то $\lambda m(x) = \int_0^{1-x} dz g(|z|) \sum_s \frac{m^{[s]}(x)}{s!} z^s =$
 $= \sum_s \int_0^{1-x} dz g(|z|) z^s \frac{m^{[s]}(x)}{s!} = \sum_s \frac{m^{[s]}(x)}{s!} I_s(x), \quad I_s(x) = \int_0^{1-x} dz g(z) z^s$

Упр. 8а каноническая $I_s(x)$ того уровня, что и каноническая $m(x)$ упр $x \rightarrow 0$ (упр. 8а), в осн. каноническая группа упр $x \rightarrow 0$.

$m(x) = m(0) + \mu x \ln x - ?$ необходимо. $m'(x) = \mu \ln x + \mu x \frac{1}{x} = \mu (\ln x + 1)$

$\lambda [m(0) + \mu x \ln x] = [m(0) + \mu x \ln x] [I_0(0) + \frac{4}{p} x \ln x] + \mu (\ln x + 1) \frac{I_1(x)}{1}$

$I_1(x) = -\frac{2}{p} \left[(x-1)^2 \ln \frac{(x-1)^2 + p^2}{(x-1)^2} - x^2 \ln \frac{x^2 + p^2}{x^2} + p^2 \ln \frac{(x-1)^2 + p^2}{x^2} \right]$

$I_1(x \rightarrow 0) = -\frac{2}{p} \left[(1-2x) \ln \frac{1+p^2-2x}{1-2x} + p^2 \ln \frac{p^2}{x^2} \right] = -\frac{2}{p} \left[\ln(1+p^2) - 2p^2 \ln \frac{x}{p} \right] + O(x)$

$I_1(0) \rightarrow -\infty$. $I_1(x) = I_1^0 + 4p \ln x$, $I_1^0 = -\frac{2}{p} [\ln(1+p^2) + 2p^2 \ln p]$

$x^0: \lambda m(0) = m(0) I_0(0) + \mu I_1^0 \rightarrow \begin{cases} m(0) [I_0(0) - \lambda] + \mu I_1^0 = 0 \\ \frac{4}{p} m(0) + \mu [I_0(0) - \lambda] = 0 \end{cases}$

$x \ln x: \lambda \mu = \mu I_0(0) + \frac{4}{p} m(0) \rightarrow \begin{cases} \frac{4}{p} m(0) + \mu [I_0(0) - \lambda] = 0 \\ 0 = \mu (I_1^0 + 4p) \end{cases}$

$[\ln x: 0 = \mu (I_1^0 + 4p)] \quad \det \hat{K} = (I_0(0) - \lambda)^2 - I_1^0 \frac{4}{p} = 0$

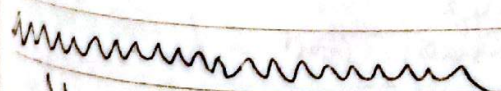
С3 $\lambda_{\pm} = I_0(0) \pm \sqrt{I_1^0 \frac{4}{p}}$, СФ: $m(0) [\pm \sqrt{4 I_1^0 / p}] + \mu I_1^0 = 0$

$m(x) = m(0) \left[1 \pm \frac{1}{I_1^0} \sqrt{\frac{4 I_1^0}{p}} x \ln x \right], \quad \frac{\partial m(x)}{\partial x} = m(0) (\cdot) [\ln x + 1]$

$\frac{\partial m(x)}{\partial x} \sim m(0) \ln x \rightarrow \infty$ если $m(0) \neq 0$. Всегда $m(0) = 0$ - тран. группе где СФ.

Если $m(0) = 0$, то $\lambda = I_0(0) = -\frac{2}{p} [\ln(1+p^2) + 2p \arctg \frac{1}{p}] = -\frac{2}{p} [p^2 + 2p(\frac{\pi}{2} - p)] = -4\pi + 2p$ - верно, упр $p \rightarrow 0 \lambda \rightarrow -4\pi$.

СФ $m(x) \sim x \ln x$ бдм $x=0$ если $\lim_{x \rightarrow 0} \left(\frac{\partial m}{\partial x} \right) \rightarrow \infty$, то каноническая группа.



Упр. 8а. Если $g(x, x')$ похожа $\ln(\cdot)$ - эрго, которое 21/11
 где СФ - Римановы лемангры, а если $m(x) \sim x \ln f(x)$ похожа
 на Римановы лемангры. Тогда $Q_n(x)$ упр $x \rightarrow 2x$.

$Q_0(x) = \frac{1}{2} \ln \frac{1+x}{1-x}, \quad Q_1(x) = \frac{1}{2} x \ln \frac{1+x}{1-x} - 1, \quad |x| < 1.$

date. 01.03.

Rectang. dots



Нормированный заряд PRB на SW-дот, коэффициент не имеет и θ выражается $1/\pi$
 заряд на APS-melting. $Ox \parallel \vec{M}_0$ - good rectang. dots. Точка (см. 24/11).

$$H_d^x(\vec{r}) = M_s \int_{S_d} d^2\vec{r}' g_{xx}(\vec{r}, \vec{r}') = M_s \int_{S_d} d^2\vec{r}' \left(-\frac{1}{\pi}\right) \int d^2\vec{k} \frac{k_x^2}{k^2} f(kL) e^{i\vec{k}(\vec{r}-\vec{r}')} =$$

$$= -\frac{M_s}{\pi} \int d^2\vec{k} \frac{k_x^2}{k^2} f(kL) e^{i\vec{k}\vec{r}} \int_{S_d} d^2\vec{r}' e^{-i\vec{k}\vec{r}'} = -\frac{M_s}{\pi} \int d^2\vec{k} \frac{k_x^2}{k^2} f(kL) e^{i\vec{k}\vec{r}} \times$$

$$\times 4e^{-i/2(k_x L + k_y w)} \frac{\sin k_x \frac{L}{2}}{k_x} \frac{\sin k_y \frac{w}{2}}{k_y}$$

$$H_d^x(x, y) = -\frac{4}{\pi} M_s \int d^2\vec{k} f(kL) \frac{k_x^2}{k^2} \frac{\sin k_x \frac{L}{2}}{k_x} \frac{\sin k_y \frac{w}{2}}{k_y} e^{ik_x(x-\frac{L}{2})} e^{ik_y(y-\frac{w}{2})}$$

Еще проще можно воспользоваться тем, что для центра дота $x - \frac{L}{2} = \xi$, $y - \frac{w}{2} = \eta$, то
 $H_d^x(\xi, \eta) = -\frac{4}{\pi} M_s \int d^2\vec{k} f(kL) \frac{k_x^2}{k^2} \frac{\sin k_x \frac{L}{2}}{k_x} \frac{\sin k_y \frac{w}{2}}{k_y} \cos k_x \xi \cdot \cos k_y \eta$ - точнее
 см. 3, 7. Конечно удобнее работать с 31/211. Сдвиг координат, good rect. dots

$$\sin k_x \frac{L}{2} \cos k_x \xi = \frac{1}{2} \left[\sin \left(\frac{L}{2} + \xi \right) k_x - \sin \left(\frac{L}{2} - \xi \right) k_x \right] = \frac{1}{2} \left[\sin k_x x - \sin k_x (x-L) \right]$$

$$\sin k_y \frac{w}{2} \cos k_y \eta = \frac{1}{2} \left[\sin k_y y - \sin k_y (y-w) \right]$$

$$\int_0^\infty dk_x f(kL) \frac{k_x}{k_x^2 + k_y^2} \sin a k_x = \int_0^\infty dk_x \left[1 - \frac{1}{\sqrt{k_x^2 + k_y^2} L} (1 - e^{-\sqrt{k_x^2 + k_y^2} L}) \right] \frac{k_x \sin a k_x}{k_x^2 + k_y^2}$$

$$= \int d^2\vec{k} f(kL) \cos^2 \varphi_k \frac{1}{k^2 \cos \varphi_k \sin \varphi_k} \sin(a k \sin \varphi_k) \sin(b k \cos \varphi_k)$$

$$\sin(a k \sin \varphi) = 2 \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n-1}(ak) \sin(2n-1)\varphi$$

$$e^{iz \cos \varphi} = J_0(z) + 2 \sum_{n=1}^{\infty} J_n(z) i^n \cos n\varphi = \cos(z \cos \varphi) + i \sin(z \cos \varphi)$$

$$\sin(z \cos \varphi) = \text{Im} \left[J_0 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} i^n J_n(z) \cos n\varphi \right], \quad \text{Im } i^n = \text{Im } e^{i \frac{\pi}{2} n} =$$

$$= \text{Im} \left[\cos \frac{\pi}{2} n + i \sin \frac{\pi}{2} n \right] = \sin \frac{\pi n}{2}$$

$$\sin(z \cos \varphi) = 2 \sum_{n=1}^{\infty} J_n(z) \cos n\varphi \cdot \text{Im}(i^n) = 2 \sum_{n=1}^{\infty} \sin \frac{\pi n}{2} J_n(z) \cos n\varphi =$$

$$= \sum_{n=2m-1}^{\infty} = 2(-1)^m \sum_{m=1}^{\infty} (-1)^m J_{2m-1}(z) \cos(2m-1)\varphi$$

$$J_b = \int d^2\vec{k} f(kL) \frac{1}{k^2} \cos^2 \varphi_k \frac{1}{\cos \varphi_k \sin \varphi_k} 2 \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n-1}(ak) \sin(2n-1)\varphi_k \times$$

$$\times 2(-1)^m \sum_{m=1}^{\infty} (-1)^m J_{2m-1}(bk) \cos(2m-1)\varphi_k \rightarrow \int dk \frac{f(kL)}{k} J_{2n-1}(ak) J_{2m-1}(bk) -$$

и $\frac{\sin(2n-1)\varphi_k}{\sin \varphi_k} \cdot \frac{\cos(2m-1)\varphi_k}{\cos \varphi_k}$ - пакки. но remain сменен $\sin \varphi_k$ и $\int d\varphi_k \cos^2 \varphi_k F(\sin \varphi_k)$ - невозможно.

Date.

Но нам надо выразить H_d^x по x (умножить) тогда $\vec{q} \parallel Oy$ и $\perp M_0$.

$$\frac{1}{l} \int_{-l/2}^{l/2} \cos k_x z dz = \frac{1}{l} \frac{\sin k_x z}{k_x} \Big|_{-l/2}^{l/2} = \frac{2}{l} \frac{\sin k_x \frac{l}{2}}{k_x}$$

$$\rightarrow \langle H_d^x(x, y) \rangle_x = H_d^x(y) = \frac{1}{l} \int_{-l/2}^{l/2} H_d^x(z, y) dz = -\frac{4}{\pi} M_s \int d^2 k f(kL) \frac{k_x^2}{k^2} \frac{\sin k_x \frac{l}{2}}{k_x} \sin k_y y$$

$$+ \cos k_y y \cdot \frac{2}{l} \frac{\sin k_x \frac{l}{2}}{k_x} = -\frac{8}{\pi l} M_s \int d^2 k \frac{f(kL)}{k^2} \sin^2 k_x \frac{l}{2} \frac{\sin k_y \frac{w}{2}}{k_y} \cos k_y (y - \frac{w}{2})$$

$$\sin^2 k_x \frac{l}{2} = \frac{1}{2} (1 - \cos k_x l), \quad \cos k_x l = \cos(kl \cos \varphi_k) = \text{Re } e^{ikl \cos \varphi_k} =$$

$$= J_0(kl) + 2 \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n}(kl) \cos 2n \varphi_k (-1)^n$$

$$\int d\varphi_k \sin k_x \frac{l}{2} \frac{\sin(kl \sin \varphi_k)}{\sin \varphi_k} = -\frac{1}{2} \int d\varphi_k \left[J_0 + \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n \cos 2n \varphi_k \right] F(\sin^2 \varphi_k)$$

$\uparrow$ нормировка

$$\sin^2 \varphi_k = \frac{1}{2} (1 - \cos 2\varphi_k) \Rightarrow F(\sin^2 \varphi_k) = F_1(\cos 2\varphi_k) \Rightarrow \int d\varphi_k (\dots) - \text{нормировка}$$

$$\sin^2 k_x \frac{l}{2} = \frac{1}{2} \left[1 - J_0(kl) - 2 \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n}(kl) \cos 2n \varphi_k (-1)^n \right]$$

$$\cos k_y y = \cos(ky \sin \varphi_k) = J_0(ky) + 2 \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n}(ky) \cos 2n \varphi_k$$

$$\frac{\sin k_y \frac{w}{2}}{k_y} = \frac{1}{k \sin \varphi_k} \sin(k \frac{w}{2} \sin \varphi_k) = \frac{1}{k \sin \varphi_k} 2 \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n-1}(k \frac{w}{2}) \sin(2n-1) \varphi_k$$

$$H_d^x(y) = -\frac{8}{\pi l} M_s \int d^2 k f(kL) \frac{k_x^2}{k^2} \frac{\sin^2 k_x \frac{l}{2}}{k_x^2} \frac{\sin k_y \frac{w}{2}}{k_y} \cos k_y y$$

выберем φ такое, чтобы максимум был при $k_x \approx 0, k_y \approx 0$ и упростим.

$$H_d^x(y) = -\frac{8}{\pi l} M_s \left(\frac{l}{2}\right)^2 \left(\frac{w}{2}\right) \int d^2 k f(kL) \cos^2 \varphi_k \cos k_y y =$$

$$= -\frac{M_s l w}{\pi} \int_0^{\infty} dk k f(kL) \int_0^{2\pi} d\varphi_k \cos^2 \varphi_k \left[J_0(ky) + 2 \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n}(ky) \cos 2n \varphi_k \right]$$

$$\int d\varphi_k (\dots) = \frac{1}{2} \int d\varphi_k (1 + \cos 2\varphi_k) \left[J_0 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n} \cos 2n \varphi_k \right] =$$

$$= \frac{1}{2} \int d\varphi_k \left[J_0 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n} \cos 2n \varphi_k \cos 2\varphi_k \right] = \frac{1}{2} 2\pi [J_0(ky) + J_2(ky)]$$

$$H_d^x(y) \approx -\frac{M_s l w}{\pi} \int_0^{\infty} dk k f(kL) \pi [J_0(ky) + J_2(ky)] - \text{расхождение на бер. уровне}$$

$$\cos q_m y \cdot \cos q_{m'} y = \cos q_m (y + \frac{w}{2}) \cos q_{m'} (y + \frac{w}{2}) = \cos(q_m y + \frac{\pi m}{2}) \cos(q_{m'} y + \frac{\pi m'}{2}) =$$

$$= \frac{1}{2} (-1)^{\frac{m-m'}{2}} [\cos(q_m - q_{m'}) y + (-1)^m \cos(q_m + q_{m'}) y] \text{ где } m, m' \text{ — любые четные}$$

date.

$$J_{mm}(k_y) = e^{-ik_y w/2} \int_0^w dy \cos^2 q_m y e^{ik_y y} = (\dots) \frac{1}{2} \int_0^w dy e^{ik_y y} \left[1 + \frac{1}{2} (e^{i2q_m y} + e^{-i2q_m y}) \right]$$

$$= \sin k_y \frac{w}{2} \left[\frac{k_y}{k_y^2 - 4q_m^2} + \frac{1}{k_y} \right] = \frac{\sin k_y \frac{w}{2}}{k_y} \left[\frac{k_y^2}{k_y^2 - 4q_m^2} + 1 \right] = 2 \frac{\sin k_y \frac{w}{2}}{k_y} \left(\frac{k_y^2 - 2q_m^2}{k_y^2 - 4q_m^2} \right)$$

Для wires CIP: $\lambda m(x) = \frac{2}{p} \int_0^1 dx' \frac{\ln(x-x')^2}{(x-x')^2 + p^2} m(x')$

$x-x' = \frac{1}{3}$, $\lambda m(x) = \frac{2}{p} \int_{-x}^1 dz \frac{\ln \frac{z^2}{z^2 + p^2}}{z^2 + p^2} m(x+\frac{1}{3})$

$\ln \frac{z^2}{z^2 + p^2} = -\ln(1 + \frac{p^2}{z^2}) = -\ln(1 + \frac{z^{-2}}{u^2})$, $(u = 1/p)$

$\int_0^1 du u \ln(1 + \frac{z^{-2}}{u^2}) J_0(bu) = \frac{2}{b} \left[\frac{1}{b} - \frac{1}{z} K_1\left(\frac{b}{z}\right) \right]$, $a = \frac{1}{z}$

$K_1(z) \approx \frac{1}{z} + \frac{z}{2} \left[\ln \frac{z}{2} - \frac{1}{2} \psi(1) - \frac{1}{2} \psi(2) \right] \approx \frac{1}{z} + \frac{z}{2} \ln \frac{z}{2}$

$\lim_{b \rightarrow 0} \left[\frac{1}{ab} - K_1(ab) \right] = -\frac{ab}{2} \ln \frac{ab}{2} = -\frac{b}{2z} \ln \frac{b}{2z}$

$\frac{2}{b} \left[\frac{1}{b} - a K_1(ab) \right] = \frac{2a}{b} \left[\frac{1}{ab} - K_1(ab) \right] = \frac{2}{b^2} (-b) \ln \frac{b}{2z} = -\frac{1}{z^2} \ln \frac{b}{2z}$

при $b \rightarrow 0$ $J_0(bu)$ не убывает.

Если $z \rightarrow 0$ $K_1\left(\frac{b}{z}\right) = K_1(z) \approx \sqrt{\frac{\pi}{2z}} e^{-z} = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{1}{b} e^{-\frac{b}{z}}$

$\int_0^1 du u \ln \left[1 + \frac{z^{-2}}{u^2} \right] J_0(bu) = \frac{2}{b^2} \left[1 - \frac{b}{z} K_1\left(\frac{b}{z}\right) \right] \approx \frac{2(-b)}{b^2} \sqrt{\frac{\pi}{2}} e^{-\frac{b}{z}} +$

$+\frac{2}{b^2} = \frac{2}{b^2} \left[1 - \left(\frac{b}{z}\right)^{1/2} \left(\frac{\pi}{2}\right)^{1/2} e^{-\frac{b}{z}} \right]$ неогр. затем некачественно, но $\rightarrow 0$ при $z \rightarrow 0$.

$\lambda m(x) = -2u \int_{-x}^1 dz \ln \left(1 + \frac{z^{-2}}{u^2} \right) m(x+\frac{1}{3})$, $u = 1/p$, $\lambda = \lambda(u)$

$\int_0^1 du J_0(bu) \lambda(u) m(x,u) = -2 \int dz \int du J_0(bu) \ln \left[1 + \frac{z^{-2}}{u^2} \right] m(x+\frac{1}{3}, u)$

$= -2 \int dz m(x+\frac{1}{3}) + \frac{2}{b^2} \left[1 - \frac{b}{z} K_1\left(\frac{b}{z}\right) \right] \cdot \text{что и что?}$

Вывод: если $\int_0^\infty dx x J_0(xy) \ln \left(\frac{x^2 + a^2}{x^2} \right) = \frac{2}{y} \left[\frac{1}{y} - a K_1(ay) \right] = \bar{F}(y)$

$\int_0^\infty dx x J_0(xy) F(x) = \bar{F}(y)$, то $F(x) = \int_0^\infty dy \bar{F}(y) J_0(xy)$ или это так?

$\ln \left(\frac{x^2 + a^2}{x^2} \right) = \int_0^\infty dy J_0(xy) \frac{2}{y} \left[\frac{1}{y} - a K_1(ay) \right] = 2 \int_0^\infty dy J_0(xy) a \left[\frac{1}{ay} - K_1(ay) \right]$

$\ln \left(\frac{z^2 + p^2}{z^2} \right) = 2p \int_0^\infty dy J_0(zy) \left[\frac{1}{py} - K_1(py) \right] = \text{здесь тоже } J_0(zy)$

Date.

находим коэффициенты при $z=0$ не имеет, но $p \neq 0$ имеет.

Можно $\ln \frac{z^2}{z^2+p^2} = -2 \int_0^p \frac{z}{z^2+\xi^2} d\xi$ - это тоже можно.

$\lim_{z \rightarrow 0} \frac{z}{z^2+\xi^2} = \pi \delta(\xi)$, $z < p$ и $z \rightarrow 0$ убывает. $p \rightarrow 0$.

$\lambda m(x) = \frac{2}{p} \int_0^p \ln \frac{z^2}{z^2+p^2} m(x+z) dz = -\frac{4}{p} \int_0^p \int_{-x}^{1-x} \frac{z}{z^2+\xi^2} m(x+\xi) d\xi dz$

$\lambda m(x) = -\frac{4}{p} \int_0^p \int_0^1 dx' \frac{z}{z^2+(x-x')^2} m(x') = -4 \int_0^1 du \int_0^1 dx' \frac{pu}{p^2u^2+(x-x')^2} m(x')$

и $\frac{pu}{(pu)^2+(x-x')^2} \xrightarrow{p \rightarrow 0} \pi \delta(x-x')$, $\lambda m(x) = -4\pi \int_0^1 \int_0^1 dx' \delta(x-x') m(x') = -4\pi m(x)$

т.е. при $p \rightarrow 0$ $\lambda = -4\pi$, это мы уже знаем.

$\lambda m(x) = -\frac{4}{p} \int_0^p \int_0^1 dx' \frac{z}{z^2+(x-x')^2} m(x')$, $\lambda m(x) = \int_0^1 dx' g(x, x') m(x')$

где $g(x, x') = -\frac{4}{p} \int_0^p \frac{z}{z^2+(x-x')^2} dz = -4p \int_0^1 \frac{u}{p^2u^2+(x-x')^2} du \xrightarrow{p \rightarrow 0} -4\pi \delta(x-x')$

$\frac{1}{z^2+\xi^2} = \frac{1}{(z-i\xi)(z+i\xi)} = \left[\frac{1}{z-i\xi} + \frac{1}{z+i\xi} \right] \frac{1}{2\xi}$

$\frac{1}{z^2+(x-x')^2} = \sum_{n,n'} a_{nn'} \cos(\pi n x) \cos(\pi n' x')$, $a_{nn'} = \frac{1}{2} \int_0^1 dx dx' \frac{\cos(\pi n x) \cos(\pi n' x')}{z^2+(x-x')^2}$

$\frac{1}{z^2+\xi^2} = \sum_n b_n \cos(\pi n \xi)$, $b_n = \frac{1}{2} \int_0^1 d\xi \frac{\cos(\pi n \xi)}{z^2+\xi^2} = \frac{1}{2} \int_0^1 d\xi \dots$

$\int_{-1}^1 d\xi \frac{\cos(\pi n \xi)}{z+i\xi} = \frac{1}{i} \left[\cos\left(\frac{\pi n z}{i}\right) \text{Ci}\left(\frac{\pi n}{i}(z+i\xi)\right) + \sin\left(\frac{\pi n z}{i}\right) \text{Si}\left(\frac{\pi n}{i}(z+i\xi)\right) \right]_{-1}^1 =$

$= \frac{1}{i} \left[\cos(i\pi n z) \text{Ci}(\pi n(z-i\xi)) - \sin(i\pi n z) \text{Si}(\pi n(z-i\xi)) \right]_{-1}^1 =$

$= \frac{1}{i} \left[\text{ch}(\pi n z) \text{Ci}(\pi n(z-i\xi)) - i \text{sh}(\pi n z) \text{Si}(\pi n(z-i\xi)) \right]_{-1}^1$ - можно

здесь брать $\text{Re}[\dots] = \int_0^1 d\xi \left[\frac{1}{z+i\xi} + \frac{1}{z-i\xi} \right] \dots$ - упрощается.

$\int_0^\infty dx e^{-xs} \frac{1-\cos ax}{x} = \frac{1}{2} \ln \left(1 + \frac{a^2}{s^2} \right)$ - еще одно упрощение. $s > 0$.

$\int_0^\infty \int_0^\infty dx \cos(x\xi) \ln \left(\frac{a^2+x^2}{b^2+x^2} \right) = \sqrt{2\pi} \frac{e^{-b\xi} - e^{-a\xi}}{\xi}$, $\xi > 0, a, b > 0$

$\left\{ \ln \left(\frac{a^2+x^2}{b^2+x^2} \right) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \int_0^\infty d\xi \cos(x\xi) \sqrt{2\pi} \frac{e^{-b\xi} - e^{-a\xi}}{\xi} \right\}$ - это и есть

Для wires $p=0,011 \rightarrow 0$ и $g(x, x') \cong -4\pi \delta(x-x')$ - функционал $\delta(x)$ - нуль.
 - Вег CP функционал не имеет, можно брать $\cos(\pi n x) \propto \frac{\partial}{\partial n} = 0 \forall n$.
 Но же функционал $p \rightarrow \beta = 0,08$ велико и важен вег CP.

Date. 01.03.

Введем: $g(x, x') = -\frac{4}{p} \int_0^p dz \frac{z}{z^2 + (x-x')^2}$, $F(p) = \int_0^p dz \frac{z}{z^2 + 3^2}$
 $F'(p) = \frac{p}{p^2 + 3^2}$ ($\rightarrow \pi \delta(z)$ при $p \rightarrow 0$), $F''(p) = \frac{d}{dp} \frac{p}{p^2 + 3^2}$, $F'''(p) = \frac{d^2}{dp^2} \frac{p}{p^2 + 3^2}$

$F(p) = F(0) + F'(0)p + \frac{F''(0)}{2}p^2 + \dots = \sum \frac{F^{(n)}(0)}{n!} p^n$

$g(x, x') = g(3) = -\frac{4}{p} \left[F(0) + \left(\frac{p}{p^2 + 3^2} \right)_{p=0} p + \frac{d}{dp} \left(\frac{p}{p^2 + 3^2} \right)_{p=0} \frac{p^2}{2} + \dots \right]$

Далее $G(p) = F'(p) = \frac{p}{p^2 + 3^2}$, $g(3) = -4\pi \left[G(p) + G'(p) \frac{p}{2} + G''(p) \frac{p^2}{3!} + \dots \right]_{p \rightarrow 0}$

$= -4\pi \left[\delta(3) + \frac{1}{3^2} \cdot \frac{p}{2} + \dots \right]$ — видно, что хороша малыми p и

при $p \rightarrow 0$ есть $\delta(3)$, поэтому по p не работаем при $3 \rightarrow 0$.

Если $g(x, x') = -\frac{4}{p} \int_0^p dt e^{-t|x-x'|} \frac{1 - \cos pt}{t}$, то выведем кинетический член $g(x)$.

$\frac{\partial^2 g(x, x')}{\partial x^2} = -\frac{4}{p} \int_0^p dt \frac{\partial^2}{\partial x^2} e^{-t|x-x'|} \frac{1 - \cos pt}{t} = -\frac{4}{p} \int_0^p dt \left[t e^{-t|x-x'|} - 2\delta(x-x')(1 - \cos pt) \right]$

$= \frac{8}{p} \int_0^p dt (1 - \cos pt) \delta(x-x') - \frac{4}{p} \int_0^p dt t(1 - \cos pt) e^{-t|x-x'|}$

Сокращаем при $x = x'$.

$g(3) = -\frac{4}{p} \int_0^p dz \frac{z}{z^2 + 3^2}$, $g'(3) = -\frac{4}{p} \int_0^p dz z \frac{(-1)}{(z^2 + 3^2)^2}$

$g''(3) = -\frac{4}{p} (-1)^2 \int_0^p dz \left[\frac{1}{(z^2 + 3^2)^2} + 2z \frac{(-2)}{(z^2 + 3^2)^3} \right] = \frac{8}{p} \int_0^p dz \frac{1}{(z^2 + 3^2)^2} \left[1 - \frac{4z^2}{z^2 + 3^2} \right]$

6/III Намечены, перекур. и отправка статьи на ЕММА с Габриелом и Габриелом
 Намечены со. PRB - APS готовятся.

7/III Вернемся к SW в числитель в граве $\Phi(3)$ и операторе $12/\pi$

$\omega^2 = (H + H_d - M_s \lambda_x)(H + H_d - M_s \lambda_z)$

Возьмем дискретное выражение — Φ $J_m(dmn \rho/R)$, $J(dmn) = 0$.

Тогда согласно 21/xii $\lambda_z^{mn} = 4\pi \frac{(e^{-\alpha_{mn} L} - 1)}{\alpha_{mn} L}$, $\lambda_z^{mn} = 4\pi Q_{mn}^{mn}$, $Q_{mn}^{mn} = 1 - e^{-\alpha_{mn} L}$
 — физический процесс или эффект $1/R \rightarrow 0$.

$\frac{1}{4\pi} \lambda_z^{mn} = f(\alpha_{mn} L) - 1$, выведем аналог $\lambda_x = \lambda_y = \lambda_z = 4\pi \left[-\frac{1}{2} \cos f(\alpha_{mn} L) \right]$

$C_m = (0, Y_2) \delta_{m,1} + 1$ где $e^{i\mu p}$, $\cos \mu p$. Так что $\lambda_x + \lambda_y + \lambda_z = -1$ (хорошо $m=1$ $\cos \mu p = 0$)

Это дает $\hat{\omega}_{mn}^2 = [H + H_{mn}^{mn} + 1 - f(\alpha_{mn} L)] [H + H_{mn}^{mn} + \frac{1}{2} \cos f(\alpha_{mn} L)]$
 (аналогично выражению для $J_m(dmn \rho/R)$)

Date.

SW - w ищущая с $\vec{m}_n = 0$, H_{mn}^{mn} и гус. P_e^e, Q_e^e .

$$\begin{aligned} \hat{\omega}_{01} &= 0,275, \hat{\omega}_{02} = 0,328, \hat{\omega}_{03} = 0,363, \hat{\omega}_{04} = 0,383 \\ \hat{\omega}_{11} &= 0,387, \hat{\omega}_{12} = 0,414, \hat{\omega}_{13} = 0,452, \\ \hat{\omega}_{21} &= 0,322, \hat{\omega}_{22} = 0,359, \hat{\omega}_{23} = 0,393 \\ f_0 &= 0,206; f_1 = 0,239; f_2 = 0,349; f_3 = 0,395. \end{aligned}$$

Важно, что f_0 и f_1 равны нулю не обязательно (для H_{mn}, H_{mn}, P, Q - гус.)

$$\begin{aligned} \omega_{01} &= 0,264, \omega_{02} = 0,321, \omega_{03} = 0,355, \omega_{04} = 0,370 \\ \omega_{11} &= 0,344, \omega_{12} = 0,407, \omega_{13} = 0,447 \\ \omega_{21} &= 0,312, \omega_{22} = 0,354, \omega_{23} = 0,381 \end{aligned}$$

так как f_0, f_1 1/2-рем. ищущих не обязательно.

Норму использования $H_{mn}^{mn} = \langle H_d^d \rangle$ как 10/II определяется

наименьшим значением $f_0 = 0,206$ и вычисляем все, P, R, B.

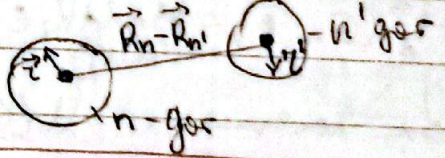
Нормы в виде KIST. Сигнал. инт. уравнение и ФГ.

Вернемся к одному уравнению наискорее.

Энергия решетки газов 13/I и 6/II. Для SW

распределения не сама энергия, а гус. поле $\vec{F}_d$.

$$\begin{aligned} H_d^d(\vec{r}) &= \int_{film} d^3\vec{r}' G_{\alpha\beta}(\vec{r}, \vec{r}') M_{\beta}(\vec{r}') \\ M_{\beta}^{(n)}(\vec{r} - \vec{r}_n) &= \begin{cases} M_{\beta}(\vec{r}), & \vec{r} \in V_n \\ 0, & \text{иначе} \end{cases} \\ H_d^d(\vec{r}) &= \int_{film} d^3\vec{r}' G_{\alpha\beta}(\vec{r}, \vec{r}') \sum_n M_{\beta}^{(n)}(\vec{r} - \vec{r}_n) = \sum_n \int_{film} d^3\vec{r}' G_{\alpha\beta}(\vec{r}, \vec{r}') M_{\beta}^{(n)}(\vec{r} - \vec{r}_n) \\ &= \sum_n \int_{V_n} d^3\vec{r}' G_{\alpha\beta}(\vec{r}, \vec{r}') M_{\beta}^{(n)}(\vec{r}') \end{aligned}$$



тогда на n - газе:

$$H_d^d(\vec{r}) = \sum_{n'} \int_{V_{n'}} d^3\vec{r}' G_{\alpha\beta}(\vec{R}_n + \vec{r}, \vec{R}_{n'} + \vec{r}') M_{\beta}^{(n')}(\vec{r}')$$

отсюда $\times M_{\alpha}^{(n)}$ и $\sum_n (\cdot)$, $\int d^3\vec{r}'$ - можно написать ф. где W_{mn} , $G_{\alpha\beta}(\vec{r}, \vec{r}') = -\frac{\partial^2}{\partial x_{\alpha} \partial x_{\beta}} \frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|} = -\frac{1}{2\pi^2} \int d^3\vec{k} \frac{k_{\alpha} k_{\beta}}{k^2} e^{i\vec{k}(\vec{r} - \vec{r}')} \rightarrow H_d^d(\vec{r}) = \sum_{n'} \int_{V_{n'}} d^3\vec{r}' \int d^3\vec{k} G_{\alpha\beta}(\vec{k}) e^{i\vec{k}(\vec{R}_n - \vec{R}_{n'})} e^{i\vec{k}(\vec{r} - \vec{r}')} \times M_{\beta}(\vec{r}')$

Date. 09.03.

$$H_d^{(n)}(\vec{r}) = \int d^3\vec{k} G_{d\beta}(\vec{k}) e^{i\vec{k}(\vec{R}_n + \vec{z})} \sum_{n'} e^{-i\vec{k}\vec{R}_{n'}} \int_{V_{n'}} d^3\vec{r}' e^{-i\vec{k}\vec{r}'} M_{\beta}(\vec{r}')$$

Если нам $G_{d\beta}$ для однородной $M_{\beta}(r)$ не известно, то $\int d^3\vec{r}' e^{-i\vec{k}\vec{r}'} = \int_0^L dz e^{-ik_z z} \int d^2\vec{\rho} e^{-i\vec{k}\vec{\rho}} = \frac{i}{k_z} (e^{-ik_z L} - 1) \frac{2\pi R}{k} J_1(kR) = D(k_z, k)$

$$\sum_{n'} e^{-i\vec{k}\vec{R}_{n'}} = \sum_{\vec{G}_n} \delta_{\vec{k}, \vec{G}_n}, \quad \vec{G}_n - \text{вектор сопр. решетки}$$

$$H_d^{(n)}(\vec{r}) = \int d^3\vec{k} G_{d\beta}(\vec{k}) e^{i\vec{k}(\vec{R}_n + \vec{z})} \sum_{n'} M_{\beta}^{n'} e^{-i\vec{k}\vec{R}_{n'}} D(\vec{k}) =$$

$$= \left[\text{если } M_{\beta}^{n'} \text{ не зависит от номера ячейки} \right] = M_{\beta} \int d^3\vec{k} G_{d\beta}(\vec{k}) D(\vec{k}) e^{i\vec{k}(\vec{R}_n + \vec{z})} \sum_{\vec{G}_n} \delta_{\vec{k}, \vec{G}_n} =$$

$$= M_{\beta} \sum_{\vec{G}_n} G_{d\beta}(\vec{G}_n) D(\vec{G}_n) e^{i\vec{G}_n \vec{z}} = \sum_{\vec{G}_n} H_d^{(n)}(\vec{G}_n) e^{i\vec{G}_n \vec{z}} \quad \text{Фурье-коэф. функции}$$

У метода есть Фурье-компл. представление однородных функций, так что $H_d^{(n)}(\vec{G}_n)$ легко найти $\vec{G}_n = \left(\frac{2\pi m}{T}, \frac{2\pi n}{T}, 0 \right)$

Аналогично. Если $\sum_{n'} e^{-i\vec{k}\vec{R}_{n'}} = \sum_{n'} e^{-ik_z \cdot 0} e^{-i\vec{k}\vec{R}_{n'}} = \sum_{n'} e^{-i\vec{k}\vec{R}_{n'}} = \sum_{\vec{G}_n} \delta_{\vec{k}, \vec{G}_n}$, $\vec{R}_n$ — опоры 2D-решетки и $\vec{G}_n$ — также 2D-решетка.

$$H_d^{(n)}(\vec{r}) = M_{\beta} \int d^3\vec{k} G_{d\beta}(\vec{k}) D(\vec{k}) e^{i\vec{k}(\vec{R}_n + \vec{z})} \sum_{\vec{G}_n} \delta_{\vec{k}, \vec{G}_n} =$$

$$= M_{\beta} \sum_{\vec{G}_n} \int dk_z G_{d\beta}(\vec{G}_n, k_z) D(\vec{G}_n, k_z) e^{ik_z z} e^{i\vec{G}_n \vec{\rho}} = \sum_{\vec{G}_n} H_d^{(n)}(\vec{G}_n, z) e^{i\vec{G}_n \vec{\rho}}$$

$$H_d^{(n)}(\vec{G}_n, z) = M_{\beta} \int dk_z e^{ik_z z} G_{d\beta}(\vec{G}_n, k_z) D(\vec{G}_n, k_z), \quad \text{— метод равен}$$

$$\text{коэф. разложения } U(\vec{G}_n, z) = U_{mn}(z), \quad \vec{G}_n = \frac{2\pi}{T}(m, n) - \text{вектор сопр. реш.}$$

$$\vec{H}_d(\vec{r}) = \nabla U(\vec{r}) = \nabla \sum_{m=1} \sum_{n=0} U_{mn}(z) \cos\left(\frac{2\pi y}{T} n\right) \sin\left(\frac{2\pi x}{T} m\right) -$$

— найдем не сложно, но надо $H_d(\vec{r}) = H_d(\vec{\rho}, z)$ разложить по $J_m(x) e^{im\phi}$, где $0 \leq \phi < 2\pi$, т.е. разложить $H_d(\vec{r})$ по углам ячейки "n".

9/III Вспомогательная функция $D \rightarrow \infty$ ($T \rightarrow \infty$) у метода. Помечка

$T = 2R + d$, $T \rightarrow \infty$ означает $d \rightarrow \infty$ или константа равная $2R$.

$$\sum_{mn} F(m, n) \rightarrow \int dk_x dk_y F(k_x, k_y)$$

$$\frac{2\pi}{T} m \rightarrow k_x, \quad \frac{2\pi}{T} n \rightarrow k_y, \quad \frac{2\pi}{T} (m^2 + n^2) \rightarrow k^2 = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$$

Good
in presence

Note. $\psi_{\text{inc}}(z) \rightarrow \frac{P_E}{k^2} [1 - e^{-kz/2} \cosh kz] \quad , \quad P_E \sim \frac{k_x}{k} J_1(kR)$
 $\psi = \int_0^\infty dk_x \frac{k_x}{k^2} J_1(kR) \frac{1}{L^2} [1 - e^{-kz/2} \cosh kz] \sin(k_x x) \cos k_y y$

и тогда получаем (где M_0 — масса)
$$\varphi_m(\vec{r}) = -(2\pi M_0 R) \sin \varphi \int_0^L dz' \int d\mathbf{k} e^{-k|z-z'|} J_1(ky) J_1(kR)$$

$f - e^{-kL/2} \cosh kz = \frac{1}{2} \left[2 - e^{-kL/2} (e^{kz} + e^{-kz}) \right] = \left| z \rightarrow \frac{z+L}{2} \right| = \frac{1}{2} \left[2 - e^{-kz} - e^{k(z-L)} \right]$

$$\psi_d^{(n)}(\vec{r}) = \sum \int d^3\vec{r}' G_{\alpha\beta}(\vec{R}_{nn'} + \vec{r}, \vec{r}') M_{\beta}^{(n')}(\vec{r}'), \quad \vec{R}_{nn'} = \vec{R}_n - \vec{R}_{n'}$$

$$\rightarrow H_d^{d(n)}(\vec{r}) = \underbrace{H_d^{d(n)}(\vec{r})}_{\text{Cooper}} + \underbrace{h_d^{d(n)}(\vec{r})}_{\text{quasim. z.}} = \sum_{n'} \int d^3\vec{r}' G_{\alpha\beta}^{nn'}(\vec{r}, \vec{r}') M_{\beta}^{\alpha} +$$

Determine the gen. wave $h_d^{(n)}(\vec{r}) = \sum_{n'} \int d^3\vec{r}' G_{d\beta}^{nn'}(\vec{r}, \vec{r}') m_{\beta}^{(n')}(\vec{r}')$

Начисление куче один индекс "n" - номер года в решетке.

$$H_d^4(\vec{G}_n, z) = M_\beta^0 \int dk_z e^{ik_z z} G_{d\beta}(\vec{G}_n, k_z) D(\vec{G}_n, k_z) = M_\beta^0 \int dk_z e^{ik_z z} \frac{(-1)}{2\pi^2} \frac{k_z k_\beta}{k^2} \frac{2\pi R_i}{k_\beta k} \left(e^{\frac{ik_z k_\beta}{k}} \right) \times J_1(kR)$$

\$z\$ & \$k_z, k_\beta \rightarrow G_x, G_y\$

Date. Вектор $\vec{G} = (G_x, G_y)$. $\beta = x, y$ т.к. $\vec{M}_0$ однороден

$$D(x, k) = \frac{1}{k} J_1(kR) \int_{-L/2}^{L/2} dz e^{ikz} = \frac{2\pi R}{k} J_1(kR) \frac{2 \sin k_z \frac{L}{2}}{k_z}$$

$$d=2: H_d^z(\vec{G}, z) = -\frac{1}{2\pi^2} M_p^0 \int_{-\infty}^{\infty} dk_z e^{ik_z z} \frac{k_z G_p}{k_z^2 + G^2} \frac{2\pi R}{G} J_1(GR) \frac{2 \sin k_z \frac{L}{2}}{k_z}$$

$$J_z = \int_{-\infty}^{\infty} dk_z e^{ik_z z} \frac{\sin k_z \frac{L}{2}}{k_z^2 + G^2} = \int_{-\infty}^{\infty} dk_z \frac{\sin k_z z \cdot \sin k_z \frac{L}{2}}{k_z^2 + G^2} = 2 \frac{\pi}{4G} [e^{-(z-L/2)G} - e^{-(z+L/2)G}]$$

$$H_d^z(\vec{G}, z) = -\frac{1}{2\pi^2} M_p^0 \frac{2\pi R}{G} J_1(GR) G_p \cdot 2 \cdot \frac{\pi}{2G} [e^{-(z-L/2)G} - e^{-(z+L/2)G}] =$$

$$= -M_p^0 G_p \frac{R}{G^2} J_1(GR) [e^{-(z-L/2)G} - e^{-(z+L/2)G}] = -M_p^0 R \frac{G_p}{G^2} J_1(GR) [e^{-(L-z)G} - e^{-zG}]$$

$$H_d^z(\vec{r}) = \sum_{\vec{G}} e^{i\vec{G}\vec{r}} H_d^z(\vec{G}, z) = -M_p^0 R \sum_{\vec{G}} e^{i\vec{G}\vec{r}} \frac{G_p}{G^2} J_1(GR) [e^{-(L-z)G} - e^{-zG}]$$

$\vec{G} = \frac{2\pi}{T}(m, n)$. Две суммы по m, n (или $\int dz(\dots)$), тогда $\langle H_d^z(\vec{r}, z) \rangle_z = 0$.

$$H_d^y(\vec{G}, z) = -\frac{1}{2\pi^2} M_p^0 \beta=y \cdot \int_{-\infty}^{\infty} dk_z e^{ik_z z} \frac{G_y^2}{k_z^2 + G^2} \frac{2\pi R}{G} J_1(GR) \frac{2 \sin k_z \frac{L}{2}}{k_z} =$$

Берем $\vec{M}_0$ along

$$= -\frac{1}{2\pi^2} M_p^0 \frac{G_y^2}{y} \frac{4\pi R}{G} J_1(GR) \int_{-\infty}^{\infty} dk_z e^{ik_z z} \frac{1}{k_z^2 + G^2} \frac{\sin k_z \frac{L}{2}}{k_z}$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} dk_z \frac{\cos k_z z \sin k_z \frac{L}{2}}{k_z (k_z^2 + G^2)} = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} dk_z \frac{[\sin (L/2 - z)k_z + \sin (L/2 + z)k_z]}{k_z (k_z^2 + G^2)} =$$

$$= \frac{1}{2} \cdot 2 \cdot \frac{\pi}{2G^2} [1 - e^{-(L/2-z)G} + 1 - e^{-(L/2+z)G}] = \frac{\pi}{2G^2} [2 - e^{-(L-z)G} - e^{-zG}]$$

$$H_d^y(\vec{G}, z) = -\frac{1}{2\pi^2} M_s G_y^2 \frac{4\pi R}{G} J_1(GR) \frac{\pi}{2G^2} [\dots] = -RM_s \frac{G_y^2}{G^2} \frac{J_1(GR)}{G} [2 - e^{-(L-z)G} - e^{-zG}]$$

$$H_d^y(\vec{r}) = \sum_{\vec{G}} H_d^y(\vec{G}, z) e^{i\vec{G}\vec{r}} = -RM_s \sum_{\vec{G}} e^{i\vec{G}\vec{r}} \frac{G_y^2}{G^2} \frac{J_1(GR)}{G} [2 - e^{-(L-z)G} - e^{-zG}]$$

Усредн. по z $\int_0^L dz [\dots] = 2 f(GL)$ как обычно и

$$\rightarrow H_d^y(\vec{r}) = \langle H_d^y(\vec{r}) \rangle_z = -RM_s \sum_{\vec{G}} \cos(\vec{G}\vec{r}) \frac{G_y^2}{G^2} \frac{J_1(GR)}{G} f(GL) -$$

- Возмем сумм по $\vec{G}$ переписав $\vec{G} = \frac{2\pi}{T}(n_1, n_2)$

по n_1, n_2 переписав

$$H_d^y(\vec{r}) = \sum_{\vec{G}} \Gamma_{\vec{G}}^{nn'}(\vec{r}) M_p^0$$

$$e^{i\vec{G}\vec{r}} = e^{iG\rho \cos(\varphi - \varphi_0)} = \sum_{\mu} i^{\mu} e^{i\mu(\varphi - \varphi_0)} J_{\mu}(G\rho) \text{ и проинтегрируем}$$

$$H_d^y(\vec{r}) = -RM_s \sum_{\mu} i^{\mu} \sum_{\vec{G}} e^{i\mu(\varphi - \varphi_0)} \sin^2 \varphi_0 J_{\mu}(G\rho) J_1(GR) \frac{f(GL)}{G} - \text{очень много}$$

note.

$$H_d^{(n)}(\vec{r}) = \underbrace{\Gamma_{d\beta}^{nn}(\vec{r}) M_\beta^0}_{\text{вклад электр. поля}} + \sum_{n' \neq n} \underbrace{\Gamma_{d\beta}^{nn'}(\vec{r}) M_\beta^0}_{\text{вклад орбитального поля}}$$

$$\Gamma_{d\beta}^{nn'}(\vec{r}) = \int d^3\vec{r}' G_{d\beta}(\vec{R}_{nn'} + \vec{r}, \vec{r}') \quad , n \neq n' - \text{моменты падают на } \left(\frac{\vec{r}}{R_{nn'}} \right) \frac{\vec{r}'}{R_{nn'}}.$$

$$\frac{1}{|\vec{R}_{nn'} + \vec{r} - \vec{r}'|} = \frac{1}{|\vec{R}_{nn'} + \Delta\vec{r}|} = \sum_{l=0}^{\infty} \frac{(\Delta r)^l}{(R_{nn'})^{l+1}} P_l(\cos \chi), \quad \chi = \angle(\Delta\vec{r}, \vec{R}_{nn'})$$

$$\frac{1}{|\vec{R}_{nn'} + \vec{r} - \vec{r}'|} = \frac{1}{R_{nn'}} \left[1 + \frac{\vec{R}_{nn'} \cdot (\vec{r} - \vec{r}')}{R_{nn'}^2} + \frac{3[(\vec{r} - \vec{r}') \cdot \vec{R}_{nn'}]^2 - |\vec{r} - \vec{r}'|^2 R_{nn'}^2}{2 R_{nn'}^4} + \dots \right]$$

$$G_{d\beta}(\vec{R}_{nn'} + \vec{r}, \vec{r}') = - \frac{\partial}{\partial \vec{r}} \frac{\partial}{\partial \vec{r}'} \frac{1}{|\vec{R}_{nn'} + \vec{r} - \vec{r}'|} = - \frac{1}{2 R_{nn'}^5} \frac{\partial}{\partial \vec{r}} \frac{\partial}{\partial \vec{r}'} \left[3 \{ (\vec{r} - \vec{r}') \cdot \vec{R}_{nn'} \}^2 - |\vec{r} - \vec{r}'|^2 R_{nn'}^2 \right]$$

$$\frac{\partial}{\partial x_d} \frac{\partial}{\partial x_\beta} [(\vec{r} - \vec{r}') \cdot \vec{R}]^2 = \frac{\partial}{\partial x_d} 2 [(\vec{r} - \vec{r}') \cdot \vec{R}] (-R)_\beta = -2 R_\beta R_d$$

$$\frac{\partial}{\partial x_d} \frac{\partial}{\partial x_\beta} |\vec{r} - \vec{r}'|^2 = \frac{\partial}{\partial x_d} 2 (\vec{r} - \vec{r}') \cdot (-\vec{r}') = -2 \vec{r}'_\beta \cdot \vec{r}'_d = -2 \delta_{d\beta}$$

$$G_{d\beta}(\vec{R}_{nn'} + \vec{r}, \vec{r}') = - \frac{\partial^2}{\partial x_d \partial x_\beta} \frac{1}{2 R_{nn'}^5} \left[3 \{ (\vec{r} - \vec{r}') \cdot \vec{R}_{nn'} \}^2 - |\vec{r} - \vec{r}'|^2 R_{nn'}^2 \right] =$$

$$= - \frac{1}{2 R_{nn'}^5} \left[3 (-2) R_{nn'}^d R_{nn'}^\beta - R_{nn'}^2 (-2) \delta_{d\beta} \right] = \frac{1}{R_{nn'}^5} \left[3 R_{nn'}^d R_{nn'}^\beta - R_{nn'}^2 \delta_{d\beta} \right]$$

векторы $\vec{r}$ и $\vec{r}'$ малы по сравнению с $R \gg 1$: $\Gamma_{d\beta}^{nn'}(\vec{r}) \approx \frac{V_d}{R_{nn'}^3} \left[\frac{3 R_{nn'}^d R_{nn'}^\beta}{R_{nn'}^2} - \delta_{d\beta} \right]$

$$H_d^{(n)}(\vec{r}) = \Gamma_{d\beta}^{nn}(\vec{r}) M_\beta^0 + V_d \sum_{n' \neq n} \frac{1}{R_{nn'}^3} \left[\frac{3 R_{nn'}^d (R_{nn'}^\beta M_\beta^0)}{R_{nn'}^2} - M_d^0 \right] -$$

- все вращен. с переносом вправо сумма ген. вращ. от $\vec{r}$ и $\vec{r}'$ с моментом $\vec{M}_0 V_d$, распадающихся в $\vec{r}$ и $\vec{r}'$ - 2D перенос. Две вращен. перенос, враще, враще $\sum_{n'} \vec{r}' \neq 0$ ген. вращ. M_d^0 .

Два ген. вращ. $\vec{r}$ и $\vec{r}'$ в вращ. враще:

$$H_d^{(n)}(\vec{r}) = \sum_{n'} \int d^3\vec{r}' G_{d\beta}(\vec{R}_{nn'} + \vec{r}, \vec{r}') m_\beta^{(n')}(\vec{r}') = \sum_{n' \neq n} \int d^3\vec{r}' m_\beta^{(n')}(\vec{r}') \frac{1}{R_{nn'}^3} \left[\frac{3 R_{nn'}^d R_{nn'}^\beta}{R_{nn'}^2} - \delta_{d\beta} \right] + \int d^3\vec{r}' G_{d\beta}(\vec{r}, \vec{r}') m_\beta^{(n)}(\vec{r}') \quad \text{член враще, } n=n'$$

$$H_d^{(n)}(\vec{r}) = \int d^3\vec{r}' G_{d\beta}(\vec{r}, \vec{r}') m_\beta^{(n)}(\vec{r}') + \sum_{n' \neq n} \frac{V_d}{R_{nn'}^3} \left[\frac{3 R_{nn'}^d (R_{nn'}^\beta \langle m_\beta^{(n')} \rangle)}{R_{nn'}^2} - \langle m_d^{(n')} \rangle \right]$$

векторы $\vec{r}$ и $\vec{r}'$ малы по сравнению с $R \gg 1$. Вращен. враще

Date. 11. 03.

Умножения. Взаимодействие
в 2D-узлов. решетке (для $d \geq 1$)

III Две умнож. грав $\langle m_d(\vec{r}) \rangle_{\vec{r}} \sim \int d\vec{r} \int d\vec{r}' J_m(\vec{r}-\vec{r}') \frac{e^{i\vec{r} \cdot \vec{r}'}}{|\vec{r}-\vec{r}'|^d}$
 Связь $\neq 0$ только при $m=0$, т.е. в мультиполах. взаимодействии
 Взаимодействие гравитации между парами-спи. $J_0(\vec{r})$ имеет
 вид $\frac{1}{r^2}$ - бисфер. гравитация не зависит от $\vec{r}$, $\vec{r}' \in [0, R]$, $\vec{r} \in [0, L]$.

Получ. $\sum_{n \neq 0} \frac{1}{R_n^3} \left[\frac{3 \vec{R}_n^2 (\vec{R}_n \cdot \vec{M}_n)}{R_n^2} - M_n^2 \right] = S_d$, где

$\vec{R}_n$ - векторы 2D-узлов. решетки, а $\vec{M}_n$ - значения, в узлах, от n .

$S_z = \sum_{n \neq 0} \frac{1}{R_n^3} \left[3 Z_n (\vec{R}_n \cdot \vec{M}_n) - M_n^2 \right] = - \sum_{n \neq 0} \frac{M_n^z}{R_n^3}$

$\vec{R}_n = \frac{2\pi}{T} (n_1, n_2)$

$\vec{R}_n = (X_n, Y_n, 0)$

$S_x = \sum_{\substack{n \neq 0 \\ (n_1, n_2 \neq 0)}} \frac{1}{R_n^3} \left[3 X_n (X_n M_n^x + Y_n M_n^y) - R_n^2 M_n^x \right] =$

$= \left| \text{если } M_n^x = M_n^x \text{ или } M_n^x \text{ не зависит от } n \right| = \sum_{n \neq 0} \frac{M_n^x}{R_n^3} [3 X_n^2 - R_n^2] = \sum_{n \neq 0} M_n^x \frac{X_n^2}{R_n^3} \neq 0$

Две 3D-узлов. решетки " $\vec{M}_n$ не зависит от n , $\vec{M}_n = \text{const}$

Всем узлам. $S_d = 0$ (см. Jackson). Но для 2D-узлов. решетки

грав. при $\vec{M}_n = \text{const}$ ($\vec{M}_0$ мультиполь), $S_z = -M^z \sum_{n \neq 0} \frac{1}{R_n^3}$, $S_x = M^x \sum_{n \neq 0} \frac{X_n^2}{R_n^3}$, $S_y = M^y \sum_{n \neq 0} \frac{Y_n^2}{R_n^3}$

и $S_d \neq 0$. $S_z + S_x + S_y = -M^z \sum_{n \neq 0} \frac{1}{R_n^3} + M^x \sum_{n \neq 0} \frac{X_n^2}{R_n^3} + M^y \sum_{n \neq 0} \frac{Y_n^2}{R_n^3} \neq 0$

$\vec{S} = \sum_{n \neq 0} \frac{1}{R_n^3} \begin{pmatrix} X_n^2 & 0 & 0 \\ 0 & Y_n^2 & 0 \\ 0 & 0 & -R_n^2 \end{pmatrix} \vec{M} = \hat{J} \vec{M}$, $\text{Sp}(\hat{J}) = 0$.

$\vec{R}_n$ - радиус-вектор парной $\vec{H}_d^A, \vec{h}_d^A(\vec{r})$ или $\left(\frac{R}{R_n}\right)_{\text{или}} \left(\frac{R}{T}\right)$.

Если $\frac{d}{R} \gg 1$, то $\left(\frac{R}{T}\right) = \frac{R}{2R+d} = \frac{1}{2+\frac{d}{R}} \ll 1$ и все $\frac{R}{R_n} < \frac{R}{T}, \frac{R}{R_n} \ll 1$.

Пусть $\vec{M}_0 = M_0 (\cos \varphi_0, \sin \varphi_0)$, тогда $\vec{H}_d^A(\vec{r}) = \left(\text{векторное поле} \right) + \sum_n \frac{V_d}{R_n^3} \times$
 $\times \left[3 \vec{R}_n^2 M_0 (X_n \cos \varphi_0 + Y_n \sin \varphi_0) - M_0^2 \right]$, $\vec{M}_0 \parallel \vec{H}_{\text{ext}}$ и все

интереснее считать. $\vec{H}_d^A$ вдоль $\vec{M}_0$, т.е. $(\vec{H}_d^A \cdot \vec{M}_0) \frac{1}{M_0}$:

$\vec{H}_d^A(\text{вдоль } \vec{M}_0) = (1) + \sum_n \frac{V_d}{R_n^3} \left[\frac{3 (\vec{R}_n \cdot \vec{M}_0)^2}{R_n^2} - M_0^2 \right] \frac{1}{M_0} = \left[\vec{R}_n = R_n (\cos \varphi_n \sin \varphi_0 + \sin \varphi_n \cos \varphi_0) \right]$

$= (1) + M_0 \sum_n \frac{V_d}{R_n^3} [3 \cos^2(\varphi_n - \varphi_0) - 1]$ - где $\cos$ зависит от φ_n

$\vec{H}_d^A(\text{вдоль } \vec{M}_0) = (\text{isotropic}) + 3 M_0 \sum_n \frac{V_d}{R_n^3} [\cos^2 \varphi_n \cos^2 \varphi_0 + \sin^2 \varphi_n \sin^2 \varphi_0 + \cos \varphi_n \sin \varphi_n \sin 2\varphi_0]$
 т.е. анизотропия энергии $\vec{H}_d^A$
 $\Rightarrow \text{или } E_d$

Date. 12.03.

Myasennikovskiy fizicheskiy i filozof

$$\frac{1}{|\vec{r}-\vec{r}'|} = \frac{1}{r} \left[1 + \frac{\vec{r} \cdot \vec{r}'}{r^2} + \frac{3(\vec{r} \cdot \vec{r}')^2 - r^2 r'^2}{2r^4} + \dots \right]$$

Объяснение: $\varphi_m(\vec{r}) = -\nabla_{\vec{r}} \cdot \int \frac{\vec{M}(\vec{r}')}{|\vec{r}-\vec{r}'|} d^3\vec{r}'$

$$\varphi_m(\vec{r}) = -\nabla_{\vec{r}} \cdot \left[\int d^3\vec{r}' \vec{M}(\vec{r}') \left\{ \frac{1}{r} + \frac{\vec{r} \cdot \vec{r}'}{r^3} + \frac{3(\vec{r} \cdot \vec{r}')^2 - r^2 r'^2}{2r^5} \right\} \right]$$

$$\nabla_{\vec{r}} \left(\frac{1}{r} \right) = \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \right) = -\frac{\vec{r}}{r^3}, \quad \nabla_{\vec{r}} \left(\frac{\vec{r} \cdot \vec{r}'}{r^3} \right) = (\vec{r} \cdot \vec{r}') \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r^3} \right) + \frac{1}{r^3} \frac{\partial}{\partial r} (\vec{r} \cdot \vec{r}') =$$

$$= (\vec{r} \cdot \vec{r}') \left(-\frac{3}{r^4} \right) \frac{\vec{r}}{r} + \frac{1}{r^3} \vec{r}' = \frac{1}{r^3} \left[\vec{r}' - 3 \frac{(\vec{r} \cdot \vec{r}') \vec{r}}{r^2} \right]$$

$$\nabla_{\vec{r}} \left[\frac{3(\vec{r} \cdot \vec{r}')^2 - r^2 r'^2}{2r^5} \right] = \frac{1}{2} \left[3(\vec{r} \cdot \vec{r}')^2 - r^2 r'^2 \right] \left(-\frac{5}{r^6} \right) \frac{\vec{r}}{r} + \frac{1}{2r^5} \left[3 \cdot 2(\vec{r} \cdot \vec{r}') \vec{r}' - r^2 \cdot 2\vec{r}' \right] =$$

$$= -\frac{5}{2} \frac{\vec{r}}{r^7} \left[3(\vec{r} \cdot \vec{r}')^2 - r^2 r'^2 \right] + \frac{1}{r^5} \left[3(\vec{r} \cdot \vec{r}') \vec{r}' - r^2 \vec{r}' \right]$$

$$\varphi_m(\vec{r}) = \left| \nabla_{\vec{r}} \cdot \left(\vec{M}(\vec{r}') f(\vec{r}) \right) = \vec{M}(\vec{r}') \cdot \nabla_{\vec{r}} f(\vec{r}) \right| = - \int d^3\vec{r}' \vec{M}(\vec{r}') \cdot \left[-\frac{\vec{r}}{r^3} + \frac{1}{r^3} \left(\vec{r}' - 3 \frac{(\vec{r} \cdot \vec{r}') \vec{r}}{r^2} \right) + \frac{1}{r^5} \left\{ 3(\vec{r} \cdot \vec{r}') \vec{r}' - r^2 \vec{r}' \right\} - \frac{5}{2} \frac{\vec{r}}{r^7} \left\{ 3(\vec{r} \cdot \vec{r}')^2 - r^2 r'^2 \right\} \right]$$

$$G(\vec{r}, \vec{r}') = -\frac{\partial}{\partial r} \frac{\partial}{\partial r'} \frac{1}{|\vec{r}-\vec{r}'|} = -\frac{\partial^2}{\partial r \partial r'} \left[\frac{1}{r} + \frac{(\vec{r} \cdot \vec{r}')}{r^3} + \frac{3(\vec{r} \cdot \vec{r}')^2 - r^2 r'^2}{2r^5} + \dots \right]$$

Аналогично, если мы рассмотрим $\frac{1}{r}$ и рассмотрим $\nabla_{\vec{r}} \cdot \nabla_{\vec{r}'}$

$$\nabla_{\vec{r}} \nabla_{\vec{r}'} \cdot [\vec{M}(\vec{r}') \cdot f(\vec{r})] = \nabla_{\vec{r}} [\vec{M}(\vec{r}') \cdot \nabla_{\vec{r}} f] = (\vec{M}(\vec{r}') \cdot \nabla_{\vec{r}}) \nabla_{\vec{r}} f + \vec{M}(\vec{r}') \times (\nabla_{\vec{r}} \nabla_{\vec{r}}) f = (\vec{M}(\vec{r}') \cdot \nabla_{\vec{r}}) \nabla_{\vec{r}} f$$

$$\vec{H}_m(\vec{r}) = -\nabla_{\vec{r}} \varphi_m(\vec{r}) = \nabla_{\vec{r}} \nabla_{\vec{r}'} \cdot \int d^3\vec{r}' \frac{\vec{M}(\vec{r}')}{|\vec{r}-\vec{r}'|} = \int d^3\vec{r}' (\vec{M}(\vec{r}') \cdot \nabla_{\vec{r}}) \nabla_{\vec{r}} \frac{1}{|\vec{r}-\vec{r}'|} =$$

$$= \left| \nabla_{\vec{r}} \frac{1}{|\vec{r}-\vec{r}'|} = -\nabla_{\vec{r}'} \frac{1}{|\vec{r}-\vec{r}'|} \right| = - \int d^3\vec{r}' (\vec{M}(\vec{r}') \cdot \nabla_{\vec{r}}) \nabla_{\vec{r}'} \frac{1}{|\vec{r}-\vec{r}'|} - \text{гос.}$$

Следовательно, $\vec{H}_m(\vec{r}) = \int d^3\vec{r}' G_{\alpha\beta}(\vec{r}, \vec{r}') M_{\beta}(\vec{r}')$, $G_{\alpha\beta}(\vec{r}, \vec{r}') = -\frac{\partial^2}{\partial x_{\alpha} \partial x_{\beta}}$

1) $\hat{G}(\vec{r}, \vec{r}') = -\frac{\partial^2}{\partial r \partial r'} \left[\frac{1}{r} + \frac{1}{2r^5} (3 \cdot 2(\vec{r} \cdot \vec{r}') \vec{r}' - r^2 2\vec{r}') + \dots \right] = -\frac{\partial^2}{\partial r \partial r'} \left[\frac{1}{r} + \frac{1}{r^5} (3(\vec{r} \cdot \vec{r}') \vec{r}' - r^2 \vec{r}') \right] = -\left[\frac{1}{r^3} + \vec{r}' \left(-\frac{3}{r^4} \right) \vec{r} - \text{не берем} \right] \frac{\partial}{\partial r} = \text{div}(\dots)$

$\text{div}(\dots)$ - это бросаем $\vec{r}'$ - $\frac{\partial^2}{\partial x_{\alpha} \partial x_{\beta}}$ так бросим.

2) $\varphi_m(\vec{r})$, а также $\vec{H}_m(\vec{r}) = -\nabla_{\vec{r}} \varphi_m(\vec{r})$, $\int d^3\vec{r}' \vec{M}(\vec{r}') = V_d \langle \vec{M} \rangle$

$$\varphi_m(\vec{r}) = V_d \frac{\langle \vec{M} \rangle \cdot \vec{r}}{r^3} + (-1) \int d^3\vec{r}' \vec{M}(\vec{r}') \cdot \frac{1}{r^3} \left[\vec{r}' - 3 \frac{(\vec{r} \cdot \vec{r}') \vec{r}}{r^2} \right] + \dots$$

Date. 13.05.

$$Q_{xx} = \int d^3\vec{r} [6m_x x - 2(m_x x + m_z z)] = 4 \int d^3\vec{r} m_x x = \frac{4}{3} Q_{xz} \neq 0$$

$$Q_{yy} = \int d^3\vec{r} [-2(m_x x + m_z z)] = -2 \int d^3\vec{r} m_x x = Q_{xz} = -\frac{2}{3} Q_{xz}$$

$$Q_{zy} = Q_{yz} = \int d^3\vec{r} [3m_z y] = 3 \int d^3\vec{r} M_z \int_{\cos\theta}^1 \sin\theta d\theta \cos\theta = 0$$

$$Q_{xy} = Q_{yx} = \int d^3\vec{r} [3m_x y] = Q_{zy} = Q_{yz} = 0$$

$$h_d^x \sim \sum_{\alpha\beta} Q_{\alpha\beta} [\delta_{\alpha x} x_\beta + \delta_{\beta x} x_\alpha - \frac{5}{r^2} x_\alpha x_\beta x_x] = \sum_{\alpha\beta} Q_{\alpha\beta} [2\delta_{\alpha x} x_\beta - \frac{5}{r^2} x_\alpha x_\beta x_x] +$$

$$+ Q_{xx} [2\delta_{xx} x - \frac{5}{r^2} x^2 x_x] + Q_{yy} [2\delta_{yx} y - \frac{5}{r^2} y^2 x_x] +$$

$$+ 2Q_{xz} [\delta_{xz} z + \delta_{zx} z - \frac{5}{r^2} x z x_x] = Q_{xz} \left[-\frac{2}{3} (2\delta_{xz} z - \frac{5}{r^2} z^2 x_x) + \right.$$

$$\left. + \frac{4}{3} (2\delta_{xx} x - \frac{5}{r^2} x^2 x_x) - \frac{2}{3} (2\delta_{yy} y - \frac{5}{r^2} y^2 x_x) + 2(\delta_{xz} z + \delta_{zx} z - \frac{5}{r^2} x z x_x) \right]$$

$$h_d^x \sim Q_{xz} \left[-\frac{2}{3} (2z - \frac{5}{r^2} z^2 x_x) - \frac{5}{r^2} \frac{2}{3} z (-z^2 + 2x^2 - y^2) - \right.$$

$$\left. - \frac{10}{r^2} z^2 x + 2x \right] = Q_{xz} \left[-\frac{4}{3} z + 2x - \frac{10}{r^2} z^2 x - \frac{10}{3} \frac{z}{r^2} (2x^2 - z^2 - y^2) \right] =$$

$$= Q_{xz} \left[-\frac{10}{r^2} z x (x+z) + 2(x+z) \right] = 2Q_{xz} (x+z) \left[1 - \frac{5}{r^2} z x \right]$$

$$\langle h_d^x \rangle_z \sim 2Q_{xz} x - ? \quad \left[\text{Здесь } \vec{r} \text{ — вектор центра } R_{nn}, \text{ или } R_n \text{ — расстояние от центра } R_{nn} \text{ до точки } R_n \right]$$

$\vec{r}$ — расстояние от центра масс до центра масс. Если $n=0$ — газ, расчетом. или $\vec{r}=0$.

$\vec{r}$ — величина гравитационного поля. $\vec{r} \gg \vec{r}'$ по сравнению с радиусом $\langle \vec{r} \rangle$, $Q_{\alpha\beta} = \text{const}$.

$$\langle h_d^x(\vec{r}) \rangle_z \sim 2Q_{xz} x \left[1 - 5 \left\langle \frac{z^2}{r^2} \right\rangle_z \right]$$

$$h_d^x \sim Q_{xz} \left[-\frac{5}{r^2} \frac{2}{3} z (2x^2 - y^2 - z^2) + \frac{8}{3} x + 2z - \frac{10}{r^2} x^2 z \right] = Q_{xz} \left[-\frac{20}{r^2} x^2 z + \frac{8}{3} (2x + z) \right]$$

$$\langle h_d^x \rangle_z = 0. \quad h_d^{x,z}(\vec{r}) - \text{поле от } m \text{ — } \vec{m} \text{ — векторного газа (или в точке } \vec{r}, \text{ где могут быть другие газы)}$$

Получено: R. Plonsey "Princ. and Appl. El. fields" R. F. Collins

$$-\frac{1}{4\pi} \int d^3\vec{r}' \nabla^2 \left(\frac{\vec{M}(\vec{r}')}{|\vec{r}-\vec{r}'|} \right) = \begin{cases} \vec{M}(\vec{r}), & \vec{r} \in V \\ 0, & \vec{r} \notin V \end{cases}$$

$$\Phi_m(\vec{r}) = - \int d^3\vec{r}' \vec{M}(\vec{r}') \cdot \nabla \left(\frac{1}{|\vec{r}-\vec{r}'|} \right) - \text{логарифм и где } \vec{r} \in V, \vec{r}' \notin V.$$

$$E_{\text{ext}} \vec{L} f(\vec{r}) = -g(\vec{r}) \text{ грав. гр. } \in \Phi \Gamma G(\vec{r}, \vec{r}'), \text{ so}$$

мы будем $\Phi_m(\vec{r})$ рассм. возмущения $G(\vec{r}, \vec{r}') = \Phi \Gamma$ волновая, $\frac{\partial \vec{r}}{\partial t} = 0$

Диалог ФГ

note. 15.03.

$$\int d^3\vec{r}' G(\vec{r}, \vec{r}') g(\vec{r}') + \int_S dS' \left[G(\vec{r}, \vec{r}') \frac{\partial f(\vec{r}')}{\partial n'} - f(\vec{r}') \frac{\partial G(\vec{r}, \vec{r}')}{\partial n'} \right] = \begin{cases} f(\vec{r}), & \vec{r} \in V \\ 0, & \vec{r} \notin V \end{cases}$$

где ФГ $\hat{L} G(\vec{r}, \vec{r}') = -\delta(\vec{r} - \vec{r}')$. Если $g(\vec{r}) = 0$ на поверхности S , то $f(\vec{r}) = \begin{cases} f(\vec{r}), & \vec{r} \in V \\ 0, & \vec{r} \notin V \end{cases}$

на поверхности S равной f_0 . $\hat{I} f(\vec{r}) = \frac{1}{2} f(\vec{r})$ если $\vec{r} \in S$.

$$f(\vec{r}) = \int_S dS' \left[G(\vec{r}, \vec{r}') \frac{\partial f(\vec{r}')}{\partial n'} - f(\vec{r}') \frac{\partial G(\vec{r}, \vec{r}')}{\partial n'} \right] - N. \text{Mozila.}$$

Триггерное поле (Weyl): $\frac{e^{ik_0 z}}{z} = \frac{i}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} d^2\vec{k} e^{i\vec{k}\vec{\rho}} \frac{e^{ik_z|z|}}{k_z}$

где $k_z^2 = k_0^2 - \vec{k}^2$, $\vec{r} = (\vec{\rho}, z)$. Если $k_0 = 0$ дает не сходящееся выражение ФГ. Может где-то ошибка? Или можно положить $k_0 = 0$?

→ Работа над проектом APS, проект. Исследования Глобина, 13-14/III
исследователи Z. Zhang и J. Pelz. Выход в свет. KIST и KAIST.

Напомним. ФГ $\hat{G}(\vec{r}, \vec{r}') = -\nabla\nabla \frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|}$ является решением уравнения ФГ (dyadic Green's functions). Обозначим векторную ФГ:

$$\hat{G}_{dy}(\vec{r}, \vec{r}') = \left(\hat{I} + \frac{1}{k_0^2} \nabla\nabla \right) g(\vec{r}, \vec{r}'), \text{ где } g(\vec{r}, \vec{r}') = \frac{e^{ik_0|\vec{r} - \vec{r}'|}}{4\pi|\vec{r} - \vec{r}'|}, k_0 = \omega/c.$$

Из ур. 9 $\nabla \times \nabla \times \vec{E}(\vec{r}) - k^2 \vec{E}(\vec{r}) = i\omega\mu \vec{J}(\vec{r})$ следует $\vec{E}(\vec{r}) = i\omega\mu \int_V d^3\vec{r}' \vec{J}(\vec{r}') \hat{G}_e(\vec{r}, \vec{r}')$, где $\hat{G}_e(\vec{r}, \vec{r}') = \left[\hat{I} + \frac{1}{k^2} \nabla\nabla \right] g(\vec{r}, \vec{r}')$

Выводим. $\nabla \times \nabla \times \hat{G}_e(\vec{r}, \vec{r}') - k^2 \hat{G}_e(\vec{r}, \vec{r}') = \hat{I} \delta(\vec{r} - \vec{r}')$, $g(\vec{r}, \vec{r}') = \frac{e^{ik|\vec{r} - \vec{r}'|}}{4\pi|\vec{r} - \vec{r}'|}$

→ $\vec{H}_d, i\omega\mu \vec{J} \rightarrow \vec{M}$: $\vec{H}_d(\vec{r}) = \int_V d^3\vec{r}' \hat{G}_e(\vec{r}, \vec{r}') \cdot \vec{M}(\vec{r}')$

Напомним. ФГ удовлетворяет как $\lim_{k \rightarrow 0} \frac{1}{k^2} \hat{G}_e(\vec{r}, \vec{r}') = \hat{G}(\vec{r}, \vec{r}') = \left[k^2 \hat{I} + \nabla\nabla \right] g(\vec{r}, \vec{r}')$

$$\nabla \times \nabla \times \vec{E} = -\nabla^2 \vec{E} + \nabla \nabla \cdot \vec{E}$$

Если $\vec{H}_d = 0$, $\nabla \times \nabla \times \vec{H}_d = -\nabla^2 \vec{H}_d + \nabla \nabla \cdot \vec{H}_d = -\nabla^2 \vec{H}_d + \nabla(-4\pi \nabla \cdot \vec{M}) = 0$

→ $\nabla^2 \vec{H}_d = -4\pi \nabla \nabla \cdot \vec{M}$ — волновое ур. Пуассона.

$\hat{G}(\vec{r}, \vec{r}') = +\nabla\nabla \frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|}$ и $\vec{H}_d(\vec{r}) = \int_V d^3\vec{r}' \hat{G}(\vec{r}, \vec{r}') \cdot \vec{M}(\vec{r}')$

$\nabla^2 \vec{H}_d(\vec{r}) = \int_V d^3\vec{r}' \nabla^2 \hat{G}(\vec{r}, \vec{r}') \cdot \vec{M}(\vec{r}') = -4\pi \nabla \nabla \cdot \vec{M}(\vec{r})$

Date.

$$\nabla \times \nabla \times \hat{G}(\vec{r}, \vec{r}') = \hat{I} \delta(\vec{r} - \vec{r}') \quad (\text{или } 0), \quad -\nabla^2 \hat{G} + \nabla \nabla \cdot \hat{G} = \hat{I} \delta(\vec{r} - \vec{r}')$$

$$+\nabla^2 \hat{G} = +\nabla \nabla \cdot \hat{G} = +\nabla \nabla \cdot \nabla \left(\frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|} \right) = +\nabla \nabla \left(\nabla^2 \frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|} \right) = -4\pi \nabla \nabla \delta(\vec{r} - \vec{r}')$$

$$\nabla^2 \vec{H}_d(\vec{r}) = \int d^3\vec{r}' \nabla \nabla \cdot \hat{G}(\vec{r}, \vec{r}') \vec{M}(\vec{r}') = -4\pi \nabla \nabla \int d^3\vec{r}' \delta(\vec{r} - \vec{r}') \vec{M}(\vec{r}') = -4\pi \nabla \nabla \cdot \vec{M}(\vec{r})$$

$$\hat{G}(\vec{r}, \vec{r}') = \lim_{k \rightarrow 0} 4\pi k^2 G_e(\vec{r}, \vec{r}'), \text{ поскольку } \Phi \Gamma \text{ на поверхности } \gamma \text{ равен.}$$

$$\nabla \times \nabla \times (4\pi k^2 G_e) - 4\pi k^2 k^2 G_e = 4\pi k^2 \hat{I} \delta(\vec{r} - \vec{r}') \quad \text{— здесь } k = k_0 = \frac{\omega}{c}.$$

$$\nabla \times \nabla \times \hat{G}(\vec{r}, \vec{r}') - k^2 \hat{G}(\vec{r}, \vec{r}') = 4\pi k^2 \hat{I} \delta(\vec{r} - \vec{r}') \quad \text{при } k \rightarrow 0,$$

$$\text{т.е. уравнению } \nabla \times \nabla \times \hat{G} = 0 \text{ или } \nabla^2 \hat{G} - \nabla \nabla \cdot \hat{G} = 0.$$

$$\text{Надо заменить } \vec{E}(\vec{r}) = 4\pi k^2 \vec{H}_d(\vec{r}), \text{ тогда } \vec{H}_d \text{ равен.}$$

$$\nabla \times \nabla \times (4\pi k^2 \vec{E}) - 4\pi k^2 k^2 \vec{E} = 4\pi k^2 \vec{M}(\vec{r})$$

$$\nabla \times \nabla \times \vec{H}_d - k^2 \vec{H}_d = 4\pi k^2 \vec{M}(\vec{r}) \quad \text{при } k \rightarrow 0, \text{ т.е.}$$

$$\nabla \times \nabla \times \vec{H}_d = 0. \text{ Т.е. можно использовать все свойства}$$

$$\text{функции квадратной ФГ } \hat{G}_e(\vec{r}, \vec{r}'), \text{ поскольку из нее } \hat{G}(\vec{r}, \vec{r}') = \lim_{k \rightarrow 0} 4\pi k^2 \hat{G}_e(\vec{r}, \vec{r}')$$

Что это дает для симметрии. СФ?

$$\text{Далее СФ } \vec{H}_d(\vec{r}) = \lambda \vec{M}(\vec{r}) \text{ и } \nabla \times \nabla \times \vec{H}_d = 0 \rightarrow \lambda \nabla^2 \vec{M} = -4\pi \nabla \nabla \cdot \vec{M}$$

$$\text{Гр. укл. } H_d^t(\vec{r}-0) = H_d^t(\vec{r}+0), \quad H_d^n(\vec{r}-0) + 4\pi M_n(\vec{r}-0) = H_d^n(\vec{r}+0), \quad \vec{n} - \text{нормаль к } S.$$

$$\left(1 + \frac{4\pi}{\lambda}\right) H_d^n(\vec{r}-0) = H_d^n(\vec{r}+0), \quad 1 + \frac{4\pi}{\lambda} = \mu_{ef} = \mu_1, \quad \mu_1 H_d^n(\vec{r}-0) = \mu_2 H_d^n(\vec{r}+0)$$

Для произвольной заданной rectang. det. $\vec{m} = \begin{pmatrix} m_x \\ m_z \end{pmatrix}$, не забываем

$$\text{от } z \text{ и от } y. \quad \nabla \cdot \vec{m} = \frac{\partial m_x}{\partial x} + \frac{\partial m_y}{\partial y} + \frac{\partial m_z}{\partial z} = \frac{\partial m_x}{\partial x}$$

$$\nabla \nabla \cdot \vec{m} = \text{grad}(\text{div } \vec{m}) = \vec{i} \frac{\partial}{\partial x} \frac{\partial m_x}{\partial x} = \vec{i} \frac{\partial^2 m_x}{\partial x^2}$$

$$\vec{i}: \lambda \nabla^2 m_x = \lambda \frac{\partial^2 m_x}{\partial x^2} = -4\pi \nabla \nabla \cdot \vec{m} = -4\pi \frac{\partial^2 m_x}{\partial x^2}, \quad \vec{j}: \lambda \frac{\partial^2 m_z}{\partial x^2} = 0$$

$$\text{Система } \left\{ \begin{array}{l} (\lambda + 4\pi) \frac{\partial^2 m_x}{\partial x^2} = 0 \\ \lambda \frac{\partial^2 m_z}{\partial x^2} = 0 \end{array} \right\}. \quad \text{СФ } \vec{m}(m_x, m_z), \text{ но } m_x \text{ и } m_z \text{ зависят от } x \text{ и } z \text{ по-разному.}$$

$$\text{Если взять произв. упр. условие } \frac{\partial \vec{m}}{\partial x} = 0 \Big|_{x=0, w}, \text{ то получим } m_z(x) = \text{const},$$

$$\text{а } m_x(x) = \text{const, если } \lambda \neq -4\pi.$$

$$m_z = \text{const} \text{ удовлетворяет } \text{уравн. } \lambda m_z(x) = \int dx' g_{zz}(x, x') m_z(x') \text{ на СФ.}$$

$$\lambda = -4\pi? \text{ Но } \lambda = -4\pi \text{ можно получить лишь при } p = 4/w \rightarrow 0.$$

$$\text{Может это означать, что } \vec{H}_d(\vec{r}) = \lambda \vec{m}(\vec{r}) \text{ возможно только}$$

в пределе $p \rightarrow 0$? А в остальных случаях через $\vec{H}_d$ и $\vec{M}$ не связываем?

Надо λ_x, λ_z и еще — или зависимость от z не может возникнуть?

date.

ламинация через $\vec{H}_d(\vec{r}) = \lambda \vec{m}(\vec{r})$ и пока тем, что $\vec{H}_d$ зависит от x при $\vec{m}(x)$ и $\vec{H}_d \parallel \vec{m}_n, \vec{m}_n - \text{сф.}$

$\nabla^2 \vec{H}_d = -4\pi \nabla(\nabla \cdot \vec{M}(\vec{r}))$ и есть равенство $\vec{H}_d(\vec{r}) = \nabla \nabla \cdot \int d^3 \vec{r}' \frac{\vec{M}(\vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|}$,
 $\vec{H}_d(\vec{r}) = \nabla \nabla \frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|}$ - магнитостат. ФГ, которое выполняется

и равен ФГ в пределе $\lim_{k_0 \rightarrow 0} 4\pi k_0^2 \hat{G}_e(\vec{r}, \vec{r}')$. $k_0 = \omega/c$.
 $k_0 \gg k_0 = \frac{\omega}{c}$ условие применимости магнитостат. приближения.

где $\nu = 10^{11} \text{ Гц}$, $k_0 = \frac{2\pi \nu}{c} \sim 2-3 \text{ см}^{-1}$ - очень мал, ведь $q \sim 10^5 \text{ см}^{-1}$,
 условие применимости магнитостат. приближения $k_0 R \ll 1$, $k_0 R \sim 2 \text{ см}^{-1} \times 0,5 \mu\text{м} \sim 10^{-4} \ll 1$
 (для гомог.)

иногда бываетеся где гомог с $R \lesssim 1 \mu\text{м}$.

$\hat{G}(\vec{r}, \vec{r}') = 4\pi \lim_{k_0 \rightarrow 0} [\hat{I} k_0^2 + \nabla \nabla] g(\vec{r}, \vec{r}') = \nabla \nabla \frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|}$, если не
 особенность

$g(\vec{r}, \vec{r}') = \frac{1}{4\pi} \frac{e^{ik_0 |\vec{r} - \vec{r}'|}}{|\vec{r} - \vec{r}'|} = \frac{1}{4\pi} \frac{i}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} d^2 \vec{k} \frac{e^{i\vec{k}(\vec{r} - \vec{r}')}}{k_z} e^{ik_z |z - z'|}$, $k_z = \sqrt{k_0^2 - k^2}$

$k_z = \sqrt{k_0^2 - k^2} = i\sqrt{k^2 - k_0^2}$ и $g(\vec{r}, \vec{r}') = \frac{1}{4\pi} \int \frac{d^2 \vec{k}}{2\pi} e^{i\vec{k}(\vec{r} - \vec{r}')} \frac{e^{-\sqrt{k^2 - k_0^2} |z - z'|}}{\sqrt{k^2 - k_0^2}} = \frac{e^{ik_0 |\vec{r} - \vec{r}'|}}{4\pi |\vec{r} - \vec{r}'|}$

и тогда. Свойств, упр. с $\delta(\vec{r} - \vec{r}')$: $\nabla \times \nabla \times \hat{G}(\vec{r}, \vec{r}') - k_0^2 \hat{G}(\vec{r}, \vec{r}') = 4\pi k_0^2 \delta(\vec{r} - \vec{r}')$.

Магнитост. энергия double-domain газа
 → Вернемся к неограниченному слоистому укладу.

газа. Там же у нас есть, утверждение, что single-domain state ("flower") при росте R переходит через в "Vertex"?
 Как мы знаем то у намагниченных конфигураций $\vec{M}_0(\vec{r})$ там d.d. газа со своей структурой.

1) Для ограниченного газа $W_m = -\frac{1}{2} \int d^3 \vec{r} \vec{H}_d \cdot \vec{M} = 2\pi M_s^2 F(\beta) V_d$,
 (с $\vec{M}_0 = M_s \vec{j}$)

$F(\beta) = \int_0^\infty \frac{dt}{t} f(\beta t) J_1^2(t)$, $\beta = L/R$.



2) Для double-domain (d.-d.) газа $W_m = -\frac{1}{2} \int d^3 \vec{r} \vec{H}_d \cdot \vec{M}$

где $\vec{M}(\vec{r}) = \begin{cases} M_s \vec{i}, & 0 \leq \varphi \leq \pi \\ -M_s \vec{i}, & \pi < \varphi \leq 2\pi \end{cases}$, тогда $H_d^x(\vec{r}) = \int d^3 \vec{r}' G_{xx}(\vec{r}, \vec{r}') M_x(\vec{r}')$

и d.d.
 $W_m = -\frac{1}{2} \int d^3 \vec{r} H_d^x(\vec{r}) M_x(\vec{r}) = -\frac{1}{2} \int d^3 \vec{r} M_x(\vec{r}) \int d^3 \vec{r}' G_{xx}(\vec{r}, \vec{r}') M_x(\vec{r}') = -\frac{1}{2} \int d^3 \vec{r} \int d^3 \vec{r}' G_{xx}(\vec{r}, \vec{r}') M_x(\vec{r}) M_x(\vec{r}')$. $M_x(\vec{r})$ не зависит от z и $\int dz dz'$ можно брать.

Date.

2π	$-\pi$	$+\pi$
π	$+\pi$	$-\pi$
0	π	2π

φ

$$W_m^{dd} = -\frac{1}{2} L \int d^2 \vec{p} d^2 \vec{p}' g_{xx}(\vec{p}, \vec{p}') M_x(\vec{p}) M_x(\vec{p}') =$$

$$= -\frac{1}{2} L M_s^2 \int d\varphi d\varphi' g_{xx}(\vec{p}, \vec{p}') \left[\int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{2\pi} d\varphi' g_{xx}(\vec{p}, \vec{p}') + \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{2\pi} d\varphi' g_{xx}(\vec{p}, \vec{p}') \right]$$

н/муже $2\pi/2\pi$ $\int dS$
как $4/\pi$ и $4/\pi$ 997.

$$\Theta(\varphi) = (\vec{M}_0 \cdot \vec{n}) = M_s \int_{-1, \varphi \in [\pi, 2\pi]}^{+1, \varphi \in [0, \pi]} (\cos \varphi, \sin \varphi) = M_s \cos \varphi \cdot \begin{cases} +1, \varphi \in [0, \pi] \\ -1, \varphi \in [\pi, 2\pi] \end{cases}$$

$$\varphi_m(\vec{r}) = - \int_{\vec{r}'=R} dS \frac{(\vec{M}_0 \cdot \vec{n})}{|\vec{r} - \vec{r}'|} = - \int_0^{2\pi} d\varphi' \int_0^{2\pi} dz' \frac{M_s \cos \varphi'}{|\vec{r} - \vec{r}'|} = - \int_0^{2\pi} d\varphi' \int_0^{2\pi} dz' \frac{M_s \cos \varphi' \Theta(\varphi)}{|\vec{r} - \vec{r}'|}$$

$$= - \int_0^{2\pi} d\varphi' \int_0^{2\pi} dz' \frac{M_s \cos \varphi'}{|\vec{r} - \vec{r}'|} + \int_0^{2\pi} d\varphi' \int_0^{2\pi} dz' \frac{M_s \cos \varphi'}{|\vec{r} - \vec{r}'|}, \quad \vec{r}' = R$$

$$\int_0^{2\pi} d\varphi' \frac{\cos \varphi'}{|\vec{r} - \vec{r}'|} = \int_0^{2\pi} d\varphi' \cos \varphi' \int_0^{2\pi} dk e^{-k|\vec{r} - \vec{r}'|} \sum_{\mu} J_{\mu}(k\rho) J_{\mu}(kR) e^{i\mu(\varphi - \varphi')}$$

$$\int_0^{2\pi} d\varphi' \cos \varphi' e^{-i\mu\varphi'} = \frac{1}{2} \int_0^{2\pi} d\varphi' [e^{i(1-\mu)\varphi'} + e^{-i(1+\mu)\varphi'}] = \frac{1}{2} \frac{1}{i(1-\mu)} e^{i(1-\mu)\varphi'} \Big|_0^{2\pi} +$$

$$+ \frac{1}{2} \frac{1}{i(1+\mu)} e^{-i(1+\mu)\varphi'} \Big|_0^{2\pi} = \frac{1}{2} \frac{(-i)}{1-\mu} [e^{i(1-\mu)2\pi} - 1] + \frac{1}{2} \frac{i}{1+\mu} [e^{-i(1+\mu)2\pi} - 1] =$$

$$= \frac{1}{2} \frac{i}{\mu-1} [(-1)^{\mu-1} - 1] + \frac{1}{2} \frac{i}{\mu+1} [(-1)^{\mu+1} - 1] = \frac{1}{2} i [(-1)^{\mu-1} - 1] \left[\frac{1}{\mu-1} + \frac{1}{\mu+1} \right] =$$

$$= i [(-1)^{\mu+1} - 1] \frac{\mu}{\mu^2 - 1} = \begin{cases} \mu - \text{чет.}, \text{ where } = 0 \\ (-2i) \frac{\mu}{(\mu^2 - 1)} \end{cases}$$

$$\int_0^{2\pi} d\varphi' \frac{\cos \varphi'}{|\vec{r} - \vec{r}'|} = \int_0^{2\pi} dk e^{-k|\vec{r} - \vec{r}'|} \sum_{\mu} J_{\mu}(k\rho) J_{\mu}(kR) (-2i) \frac{\mu}{\mu^2 - 1} e^{i\mu\varphi}$$

$$\text{по формуле } \frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|} = \int_0^{2\pi} dk \sum_{\mu} \Theta_{\mu} J_{\mu}(k\rho) J_{\mu}(kR) \cos \mu(\varphi - \varphi') e^{-k|\vec{r} - \vec{r}'|}$$

$$J_{\mu} = \int_0^{2\pi} d\varphi' \cos \varphi' \cos \mu(\varphi - \varphi') = \cos \varphi \int_0^{2\pi} d\varphi' \cos \varphi' \cos \mu\varphi' + \int_0^{2\pi} d\varphi' \cos \varphi' \sin \mu\varphi' \sin \mu\varphi$$

$$e^{i\mu\varphi} = i \sin \mu\varphi + \cos \mu\varphi$$

осле чего нечет. равно

$$\int_0^{2\pi} d\varphi' \frac{\cos \varphi'}{|\vec{r} - \vec{r}'|} = 2 \int_0^{2\pi} dk e^{-k|\vec{r} - \vec{r}'|} \sum_{\mu - \text{нечет.}} J_{\mu}(k\rho) J_{\mu}(kR) \frac{\mu \sin \mu\varphi}{\mu^2 - 1}$$

$$\int_0^{2\pi} d\varphi' \frac{\cos \varphi'}{|\vec{r} - \vec{r}'|} = \int_0^{2\pi} d\varphi' \cos \varphi' \int_0^{2\pi} dk e^{-k|\vec{r} - \vec{r}'|} \sum_{\mu} J_{\mu}(k\rho) J_{\mu}(kR) e^{i\mu(\varphi - \varphi')}$$

$$\int_0^{2\pi} d\varphi' \cos \varphi' e^{-i\mu\varphi'} = \frac{1}{2} \frac{i}{\mu-1} [1 - e^{i(1-\mu)2\pi}] + \frac{1}{2} \frac{i}{\mu+1} [1 - e^{-i(1+\mu)2\pi}] = (+2i) \frac{\mu}{(\mu^2 - 1)}$$

т.е. затем $\int_0^{2\pi} d\varphi'(\cdot)$ в $\varphi_m(\vec{r})$ заменю $\int_0^{2\pi} d\varphi'(\cdot)$

2010.

$$\varphi_m(\vec{r}) = -2 \int d\varphi' \int dz' \frac{M_s \cos \varphi'}{|\vec{r} - \vec{r}'|} = -4M_s \int dz' \int d\varphi' e^{ik|z-z'|} \sum_{\mu=-\infty}^{\infty} J_\mu J_\mu \frac{e^{i\mu\varphi}}{\mu^2-1}$$

норм. по поверхности $W_m = - \int d^3\vec{r} \varphi_m(\vec{r}) \rho_m(\vec{r}), \quad \rho_m(\vec{r}) = \left\{ \begin{matrix} dM \\ \vec{r} \cdot \vec{n} \\ \rho = R \end{matrix} \right\}$

$$W_m = - \int_{\rho=R} dS \varphi_m(\vec{r}) (\vec{M}_0 \cdot \vec{n}) = - \int_0^{2\pi} d\varphi \int_{-R}^R dz \varphi_m(\rho=R, \varphi, z) \partial(\varphi) =$$

$$= - \int_0^{2\pi} d\varphi \int_{-R}^R dz (-4M_s) \int_{\mu=-\infty}^{\infty} e^{i\mu\varphi} \sum_{\mu=-\infty}^{\infty} J_\mu(kR) J_\mu(kR) \frac{\mu \sin^{\mu} \varphi}{\mu^2-1} (+M_s \cos \varphi) =$$

$$= -4M_s \int_0^{2\pi} d\varphi \int_{-R}^R dz \int_{\mu=-\infty}^{\infty} J_\mu^2(kR) \frac{\mu \sin^{\mu} \varphi}{\mu^2-1} (-M_s \cos \varphi)$$

$$\int_0^{2\pi} d\varphi \sin^{\mu} \varphi \cos \varphi = -\frac{1}{2} \left[\frac{\cos(\mu+1)\varphi}{(\mu+1)} + \frac{\cos(\mu-1)\varphi}{(\mu-1)} \right]_0^{2\pi} = -\frac{1}{2} \left[\frac{(-1)^{\mu+1}}{\mu+1} + \frac{(-1)^{\mu-1}}{\mu-1} \right]$$

$$= -\frac{1}{2} (-2) \left[\frac{1}{\mu+1} + \frac{1}{\mu-1} \right] = \frac{2\mu}{\mu^2-1}, \quad \text{таким же образом} \quad \int_0^{2\pi} d\varphi (\dots) = -\frac{2\mu}{\mu^2-1}$$

$$W_m = 2 \cdot 4M_s^2 \int_{-R}^R dz \int_{\mu=-\infty}^{\infty} J_\mu^2(kR) \frac{2\mu^2}{(\mu^2-1)^2} = \left| \int_{-R}^R dz e^{-k|z-z'|} = \frac{2L}{k} f(kL) \right|$$

$$= 32M_s^2 L \int_0^k f(kL) \sum_{\mu=-\infty}^{\infty} \frac{\mu^2}{(\mu^2-1)^2} J_\mu^2(kR) = \text{нормировка по поверхности}$$

Взяв $\frac{1}{R} \rightarrow \infty$ получим нормировку по поверхности Азарони (р.119):

$$E_m = 4R^2 M_s^2, \quad E_m / \pi R^2 = \frac{4}{\pi} M_s^2 - \text{числовая энергия}$$

$$W_m = 32M_s^2 \int_0^t f(\beta t) \sum_{\mu=-\infty}^{\infty} \frac{\mu^2}{(\mu^2-1)^2} J_\mu^2(t), \quad f(\beta t) \rightarrow 1, \quad \beta = 4R \rightarrow \infty.$$

$$\int_0^t \frac{dt}{t} J_\mu^2(t) = |6.538, \text{ Grad. - R.}| = \frac{1}{2\mu}, \quad \text{ног } \sum_{\mu} \dots \text{ р. 119, } \sum_{\mu=0}^{\infty} \dots \rightarrow 2 \sum_{\mu=0}^{\infty}$$

$$W_m(4R \rightarrow \infty) = C M_s^2 \sum_{\mu=-\infty}^{\infty} \frac{\mu^2}{(\mu^2-1)^2}$$

$$\sum_{\mu=-\infty}^{\infty} \frac{\mu^2}{(\mu^2-1)^2} = \left| \mu = 2n \right| = 2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{n}{[(2n)^2-1]^2} = \frac{1}{4} \sum_{n=1}^{\infty} \left[\frac{1}{(2n-1)^2} - \frac{1}{(2n+1)^2} \right] = \frac{1}{4}$$

$$W_m(4R \rightarrow \infty) = C M_s^2 \cdot \frac{1}{4} \text{ и получено } = \frac{E_m}{\pi R^2} = \frac{4}{\pi} M_s^2, \quad C = \frac{16}{\pi}$$

$$W_m^{s.d.}(\beta) = 2 \left(\frac{16}{\pi} \right) M_s^2 \sum_{\mu=-\infty}^{\infty} \frac{\mu^2}{(\mu^2-1)^2} \int_0^t f(\beta t) J_\mu^2(t) dt$$

нормировка. энергия д.-д. гора. на ег. ег. гора.

где single-domain гора: $W_m^{s.d.}(\beta) = 2\pi M_s^2 \int_0^t f(\beta t) J_1^2(t) dt$

$W_m^{s.d.}(\beta \rightarrow \infty) = 2\pi M_s^2 \frac{1}{2} = \pi M_s^2$ и $W_m^{s.d.} / W_m^{d.d.} = \frac{1}{4} \pi^2 / 4$ при $\beta \rightarrow \infty$ согласно Азарони.

Date. 16. 03.

Но введем $\beta \rightarrow \infty$ магнетизацию, т.е. генерация с M и μ не имеет
 смысла. Тогда $\beta < \beta_c = 1,81$. Для параметров $\beta \sim 0,1$.

$$\frac{1}{M_s^2} W_m^{d.d.}(\beta) = \frac{8 \cdot 16}{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{n^2}{[(2n)^2 - 1]^2} \int_0^{\infty} dt f(\beta t) J_{2n}^2(t)$$

Сравним $W_m^{d.d.}(\beta)$ с $W_m^{s.d.}(\beta)$ — для W -isoliz-dl.mod

Найдем $\beta = 0,08$. $\frac{1}{M_s^2} W_m^{s.d.} = 0,319$, $\frac{1}{M_s^2} W_m^{d.d.} = 0,236$.

и $W_m^{s.d.}(\beta) \approx W_m^{d.d.}(\beta)$ при $\beta \rightarrow \infty$. Их отношение $\frac{W_m^{s.d.}}{W_m^{d.d.}} = \frac{\pi^2}{4}$ при $\beta \rightarrow \infty$

то с увеличением β $\frac{W_m^{s.d.}}{W_m^{d.d.}}$ уменьшается. При $\beta = 0,08$ $\frac{W_m^{s.d.}}{W_m^{d.d.}} = 1,35$.

Энергия спинного вклада

→ Энергия спинного вклада $W_m^{d.d.}$ с $W_m^{s.d.}$ и $W(\text{vortex})$. надо $\ll W_m^{d.d.}$
 Спинного вклада генер. спинного вклада.

Умножим q (8.1.12) Aharoni: $\gamma_N = \frac{\pi C}{q}(\sqrt{2}-1) + \pi M_s^2 q \left[1 - \frac{2q}{L} \ln\left(1 + \frac{L}{2q}\right) \right]$
 где q — ширина зерна.

Вклад зерна в энергию $W^{d.w.} = \frac{1}{V_d} \gamma_N S = \frac{DL}{\pi R^2 L} \gamma_N = \frac{2}{\pi R} \gamma_N$



$$W^{d.w.} = \frac{2C}{qR} (\sqrt{2}-1) + 2\pi M_s^2 \frac{q}{R} \left[1 - \frac{2q}{L} \ln\left(1 + \frac{L}{2q}\right) \right]$$

Для FeNi с $L = 40 \text{ nm}$, $q \approx 20 \text{ nm}$, $\gamma_N \approx 5 \text{ эрг/см}^2 \rightarrow W^{d.w.} = \frac{2}{\pi \cdot 0,5 \mu\text{m}} \frac{5 \cdot 10^4}{\text{см}^2} = \frac{20 \cdot 10^4}{\pi}$

$$\frac{1}{M_s^2} W^{d.w.} = \frac{20 \cdot 10^4}{\pi} \frac{1}{(0,8 \cdot 10^3)^2 \text{ Fe}^2 \text{ Cu}^3} \frac{\text{эрг}}{\text{см}^2} = \frac{20}{\pi \cdot (0,8)^2} \cdot 10^{-2} = 3,7 \cdot 10^{-2} = 0,097$$

Тогда безоговорочно $W^{d.d.} = W_m^{d.d.} + W^{d.w.} = 0,236 + 0,097 = 0,333 > W_m^{s.d.} = 0,319$

и д.д. сформирована безоговорочно при $L = 40 \text{ nm}$, $R = 0,5 \mu\text{m}$: $W^{d.d.} > W^{s.d.} > W^{\text{vortex}}$

Без M_s^2 $W^{d.d.}(\beta) = W_m^{d.d.}(\beta) + W^{d.w.}(\beta)$, $W^{d.w.}(\beta) = 2(\sqrt{2}-1) \frac{C/M_s^2}{qL} \beta + 2\pi \frac{q}{L} \beta \left[1 - \frac{1}{\beta} \frac{2q}{R} \ln\left(1 + \beta \frac{R}{2q}\right) \right]$

$$W^{d.w.}(\beta) = 2(\sqrt{2}-1) \frac{(C/M_s^2)}{qL} \beta + 2\pi \frac{q}{L} \beta \left[1 - \frac{1}{\beta} \frac{2q}{R} \ln\left(1 + \beta \frac{R}{2q}\right) \right]$$

$$W^{d.w.}(\beta) = 2(\sqrt{2}-1) \frac{(C/M_s^2)}{qR} + 2\pi \frac{q}{R} \left[1 - \frac{1}{\beta} \frac{2q}{R} \ln\left(1 + \beta \frac{R}{2q}\right) \right], \quad (q/R = \delta)$$

$$W^{d.w.}(\beta) = 2(\sqrt{2}-1) \frac{(C/M_s^2 R^2)}{\delta} + 2\pi \delta \left[1 - \frac{2\delta}{\beta} \ln\left(1 + \frac{\beta}{2\delta}\right) \right]$$

Но как $\delta = f(\beta, R)$ надо определить из минимизации $W^{d.w.}$

при $\beta \rightarrow 0$ ($L \rightarrow 0$) $\gamma_N = \pi \sqrt{2CK_1(\sqrt{2}-1)} \approx 0,24 \frac{\text{эрг}}{\text{см}^2} \rightarrow W^{d.w.} = \frac{1}{M_s^2} \frac{2}{\pi R} \gamma_N \approx 9,5 \cdot 10^{-2}$

Interplay of π -condensate and vortex in double-domain gas

note.

W.d.d. Sygges π -condensate vortex, then W.S.d. A gas W.S.d. vortex, then R no common vortex.

for $\beta \rightarrow 0$ $q = \sqrt{2.04 \frac{C}{K_1}} = \sqrt{2.04 \cdot 2 \cdot 10^{-6} \frac{\text{J/m}^2}{\text{m}^2}} = \sqrt{4.08 \cdot 10^{-6}} = 2.02 \cdot 10^{-3} \text{ m}^{-1} = 0.4 \mu\text{m}^{-1}$

$C/M_s^2 = R_0^2$ - в обозначенной шкале.

$W.d.w. (\beta) = 2(\sqrt{2}-1) \left(\frac{R_0}{R}\right)^2 \frac{1}{\delta} + 2\pi\delta \left[1 - \frac{2\delta}{\beta} \ln\left(1 + \frac{\beta}{2\delta}\right)\right] + \delta \left(\frac{K_1}{M_s^2}\right)$

for $\beta \ll 2\delta$ $\delta = \frac{q}{R}$: $(R_0/R)^2 (\sqrt{2}-1) \frac{1}{\delta^2} = \left(\frac{K_1}{M_s^2}\right) \frac{1}{2} + \pi \left[1 - \frac{4\delta}{\beta} \ln\left(1 + \frac{\beta}{2\delta}\right) + \frac{\delta}{2\beta}\right]$

$(\sqrt{2}-1) \left(\frac{R_0}{R}\right)^2 \frac{1}{\delta^2} = \frac{1}{2} k_1 + \pi \left[\frac{4\delta + \beta}{2\delta + \beta} - \frac{4\delta}{\beta} \ln\left(1 + \frac{\beta}{2\delta}\right) \right]$, $k_1 = (K_1/M_s^2)$

for $\beta \ll 2\delta$ $\ln(\cdot)$ gets $(\sqrt{2}-1) \left(\frac{R_0}{R}\right)^2 \frac{1}{\delta^2} = \frac{1}{2} k_1 - \frac{\pi}{6} \frac{\beta^2}{\delta^2}$ then $\delta^2 = \frac{2}{k_1} \left[(\sqrt{2}-1) \left(\frac{R_0}{R}\right)^2 + \frac{\pi}{6} \beta^2 \right]$, neglecting β^2 in $W.d.w. (\beta)$

$k_1 = \frac{K_1}{M_s^2} = \frac{10^3 \text{ J/m}^2}{(0.8 \cdot 10^3)^2 \text{ J/m}^2} \sim 2 \cdot 10^{-3} \ll 1$ and $\beta \ll 1$ and $(R_0/R) \ll 1$

for $R \gg R_0$ $R_0 = \sqrt{C/M_s} = \frac{\sqrt{2} \cdot 10^{-3}}{0.8 \cdot 10^3} \text{ m} \approx 2 \cdot 10^{-6} \text{ m} \approx 20 \text{ nm}$ (18 nm)

$\delta^2 \approx \frac{2(\sqrt{2}-1)}{k_1} \left(\frac{R_0}{R}\right)^2$ and $\delta \approx \sqrt{\frac{2(\sqrt{2}-1)}{k_1}} \frac{R_0}{R} = 20 \left(\frac{R_0}{R}\right) \ll 1$ if $R > 100 R_0 = 2 \mu\text{m}$

T.e. in regime $\beta \ll 2\delta$ $W.d.w. \approx k_1 \delta$ small ($\sim 10^{-3}$), so π -condensate δ vortex $R > 100 R_0$ gets small vortex.

Then π -condensate $\beta \ll 1$ and $\delta \sim 1$ ($q \sim R$) π -condensate and vortex Sygges vortex (interplay with single-dom. "vortex"), but π -condensate vortex on π -condensate, $q \ll R$ d.-d. gas.

for $\beta \gg \delta$ $(\sqrt{2}-1) \left(\frac{R_0}{R}\right)^2 \frac{1}{\delta^2} = \frac{1}{2} k_1 + \pi \left[1 - \frac{4\delta}{\beta} \ln \frac{\beta}{2\delta}\right] \approx \frac{1}{2} k_1 + \pi \approx \pi$

$\delta^2 = \frac{(\sqrt{2}-1)}{\pi} \left(\frac{R_0}{R}\right)^2$, $\delta = \sqrt{\frac{(\sqrt{2}-1)}{\pi}} \left(\frac{R_0}{R}\right) \approx 0.4 \left(\frac{R_0}{R}\right)$ Sygges $\ll 1$ if $R > 10 R_0$ - π -condensate

$W.d.w. (\beta \gg \delta) = \delta \left[2(\sqrt{2}-1) \left(\frac{R_0}{R}\right)^2 \frac{1}{\delta^2} + 2\pi \right] = \delta \left[\frac{2(\sqrt{2}-1)}{\pi} \left(\frac{R_0}{R}\right)^2 + 2\pi \right] \approx 4\pi\delta$

$W.d.w. (\beta \gg \delta) \approx 4\pi\delta = 4\pi \cdot 0.4 \left(\frac{R_0}{R}\right) \approx 5 \left(\frac{R_0}{R}\right)$ vortex interplay

$\beta \sim \delta$ and $\beta \ll 1, \delta \ll 1$ - same π -condensate vortex.

Crabroane zapreui ussarp. good
b. single-dens, double-dens, & wither (washed)
1/4 W. 1/4 W. 1/4 W.

Date: . . .

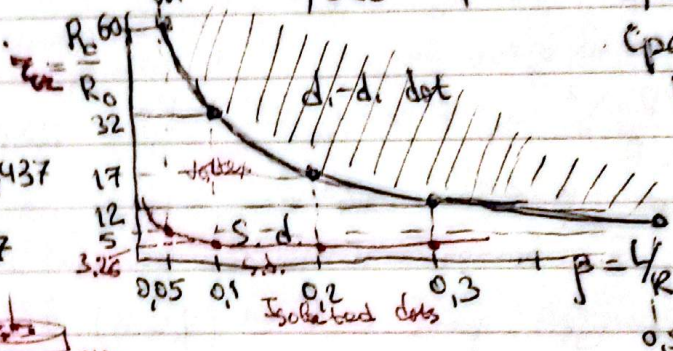
Incident plane θ , give δ a range $W_{dw}(\beta, R)$. here $\beta = 0.1$

Range δ , $W_{dw} = W_{dw}$ give parameter R ($\alpha = R/R_0$)

($\beta = 0.1$) (Infinite values of δ & α)

+ only $\frac{P_0}{P_0} > 30$ g/g
 g/g = 30 g/g
 W_{sl} - W_{vd} = 0.319 - 0.276 = 0.043
 - Difference $\frac{P_0}{P_0} = 2.0$ g/g
 W_{sl} = 0.319 g/g
 W_{vd} = 0.276 g/g

$$W^{\text{st}} - W_m^{\text{st}} = 0,054$$
$$w_{st} - w_m^{th} = 0,629 - 0,493$$

$$= 0,196$$
$$D_{\text{ne } \beta} = 0,5$$
$$\tau_{cz} = 8 \text{ w/m } \delta = 0,077$$


$W^{sd}(\beta, R) \cup$
 $W^{dd}(\beta, R) = W^{dd} + W^{dr}$
 $\uparrow \quad \uparrow$
 $u. m. \quad d. d. \text{ gata}$
 $d. d. \text{ gata}$

Рассет τ or перехода s.d. - vortex во границе Usua Визуал

— кривая $Z_0(p)$
Усова, при $z \gg z_0$
Borogova "vertex"

Due große Generatoren $p = 0,08$ u. $\tau_{cr} = 3,60 \rightarrow R_{cr} = 3,60 \cdot R_0 \approx 36,18$

Периоды роста берца при $\frac{L_0}{R_0} = \beta \tau_{cr} < 1$.

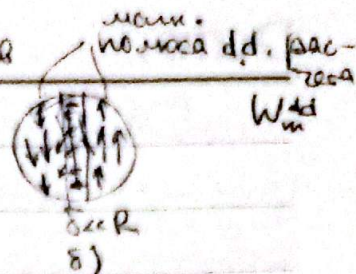
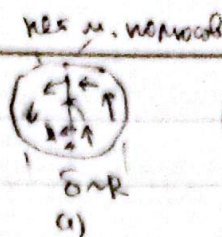
$R_{oc} = 65 \text{ nm}$ $n_{\text{film}} = 1.08$

у Деполяризова R_0 $R = 500 \text{ nm} > R_{cr}$ и газы в "vortex" сост.

"Vortex" возникает на энергиях y d.d. газа со скоростью $K_{\text{взв.}}$.
Тем не менее при $B \sim 1$ и $B \sim 1$ возмущения no-vortex создаются
где скорость $W_{\text{м}}$ не равна R_0 , т.к. перемещаются на скорости $K_{\text{взв.}}$.

Date. 21. 03.

Coenon (gen Coenon).



... Wdd. + Wdd.

$\text{Size} \propto W_{dd} \approx W_m + W_{dw}$
 turn a) $c \propto R$

т.к. $\text{div} R$ не равен нулю, то $\text{div} R$ не равен нулю. Вспомогательная д.д.-модель.

связь взаимозависимости: $W_{tot} = W_{(isol. \text{ dem.})} + W_{int.}$

$W_{\text{vortex}}(\text{isol. d.}) \leq W_{\text{dd}}(\text{isol. d.})$, но $W_{\text{int}}^{\text{dd}} < 0$ и знаменатель $d/R \ll 1$,
 тогда как $W_{\text{int}}^{\text{vortex}} \approx 0$. Выводимое $W_{\text{int}}(d/R \rightarrow 0)$ перфо
 ратор W_{tot} d.d. - пенетри, но не бундлер на vortex-дотс пенетри

физическая условие: 1)0 разность магнитостат. взаимодействия 17-18/II
не конечных значений с $q_m \sim \langle M \rangle$ - такое взаимодействие

племени конических функций $\in L_m \times L_m$ - такое ограничение
племени ведет к $(H_{ef} = H_{ext} + \lambda \langle M \rangle)$ неопредел. подел.
или нет, если все функции ограничены и их $\langle M \rangle$ - нагр.

1) о возможности существования нелинейной функции $\lambda = f(T, R)$; 2) о возможности нелинейной функции $\lambda = f(T, R)$; 3) о возможности нелинейной функции $\lambda = f(T, R)$.

Single-domain = vertex to huge improvement ~ 2.5 times faster
 1992-1993 APS - Gene Chabring ("Buckley")

→ подготовка журнала APS для издания.

Матричное разложение с $\vec{r}$ в строку $\vec{R}_n$, $\vec{r}'$ в строку $\vec{R}_n$!

$$\frac{1}{|\vec{r}-\vec{r}_i|} = \frac{1}{|\vec{r}_n-\vec{r}_{n1}|} + \left[(\vec{r}-\vec{r}_n) + (\vec{r}-\vec{r}_{n1}) \right] \cdot \nabla \left(\frac{1}{r} \right) \Big|_{\vec{r}_n-\vec{r}_{n1}} +$$

$$+ (\vec{r} - \vec{R}_n)(\vec{r} - \vec{R}_{n'}) \cdot \nabla \nabla \left(\frac{1}{r} \right) \Big|_{\vec{r} = \vec{R}_n} + \dots - \text{фактически использ.}$$

Заван 9/III $\frac{g_{\text{песчан}}}{R_n}$ $\frac{g_{\text{горел}}}{R_n}$

Сравним полные Энергии решеток (квадратных) 21/III
и других решеток, находящихся в

1) single-domain state, $AF(\psi)$ - phase, $W = W_m^{sd} = W_m^{s.d.}$

2) "vortex" state, $W^{vd} = W_m + W_{ex}$ isolated dot energies c. "vortex"

и. н. = 0. д. в. - domain wall сформ. как 16/III в изобитическом Акарии.

Date. . .

Результат $\vec{n} = \frac{\vec{r}_{ij}}{r_{ij}}$ $\mu = 2mb$, $\vec{\mu}_i = \vec{\mu}_j$

→ Даны: $\vec{r}_{ij}$ и $\vec{\mu}_i = \vec{\mu}_j$ иском. U_{ij} $\vec{r}_{ij} = r_{ij} \sim \langle M \rangle$

Векторная функция U_{ij} на $\vec{r}_{ij}$ $\vec{\mu}_i = \vec{\mu}_j$ $\vec{r}_{ij} = r_{ij} \sim \langle M \rangle$

$$U_{ij} = \frac{\mu^2}{T^3} \left[\vec{e}_i \cdot \vec{e}_j - 3(\vec{n}_i \cdot \vec{n}_j) + \frac{3}{2} \vec{n} (\vec{e}_i - \vec{e}_j) [2\vec{e}_i \cdot \vec{e}_j - 5(\vec{n}_i \cdot \vec{n}_j) - 1] + \right. \\ \left. + \frac{3}{4} [1 - 4(\vec{e}_i \cdot \vec{e}_j) + 2(\vec{e}_i \cdot \vec{e}_j)^2 + 5(\vec{n}_i \cdot \vec{n}_j)(\vec{n}_j \cdot \vec{n}_j) (4 - 4\vec{e}_i \cdot \vec{e}_j + 7(\vec{n}_i \cdot \vec{n}_j))] - \right. \\ \left. - \frac{5}{3} ((\vec{n}_i \cdot \vec{n}_j)^2 + (\vec{n}_j \cdot \vec{n}_j)^2) (3 - 6(\vec{e}_i \cdot \vec{e}_j) + 14(\vec{n}_i \cdot \vec{n}_j)) \right] \frac{1}{T^2} + \dots, \quad \vec{z} = \frac{\vec{e}}{T}$$

Рассм. $AF(\varphi)$ - векторная функция $\vec{r}_{ij}$ и $\vec{\mu}_i = \vec{\mu}_j$ $\vec{r}_{ij} = r_{ij} \sim \langle M \rangle$

$$U_{ij} = \frac{\mu^2}{T^3} \left[1 - 3(\vec{n}_i \cdot \vec{n}_j)^2 + \frac{3}{4} [1 - 4 + 5(\vec{n}_i \cdot \vec{n}_j)^2 (4 - 4 + 7(\vec{n}_i \cdot \vec{n}_j)^2) - \right. \\ \left. - \frac{5}{3} 2(\vec{n}_i \cdot \vec{n}_j)^2 (3 - 6 + 14(\vec{n}_i \cdot \vec{n}_j)^2) \right] \frac{1}{T^2} + \dots = \frac{\mu^2}{T^3} \left[1 - 3(\vec{n}_i \cdot \vec{n}_j)^2 + \right. \\ \left. + \frac{3}{4} \frac{1}{3} [-3 + 35(\vec{n}_i \cdot \vec{n}_j)^4 - \frac{10}{3} (\vec{n}_i \cdot \vec{n}_j)^2 (-3 + 14(\vec{n}_i \cdot \vec{n}_j)^2)] \right] = \\ = \frac{\mu^2}{T^3} \left[1 - 3(\vec{n}_i \cdot \vec{n}_j)^2 + \frac{3}{4} \frac{1}{3} (-3 + 10(\vec{n}_i \cdot \vec{n}_j)^2 - \frac{35}{3} (\vec{n}_i \cdot \vec{n}_j)^4) \right]$$

$$(\vec{n}_i \cdot \vec{e}_j) = (\cos \varphi_{ij}, \sin \varphi_{ij}) (\cos \varphi_0, \sin \varphi_0) = \cos(\varphi_{ij} - \varphi_0)$$

$$(\vec{n}_i \cdot \vec{e}_j)^2 = (\cos \varphi_{ij} \cos \varphi_0 + \sin \varphi_{ij} \sin \varphi_0)^2 = \cos^2 \varphi_{ij} \cos^2 \varphi_0 + \sin^2 \varphi_{ij} \sin^2 \varphi_0 + \\ + 2 \cos \varphi_{ij} \sin \varphi_{ij} \cos \varphi_0 \sin \varphi_0 = \cos^2 \varphi_{ij} \cos^2 \varphi_0 + \sin^2 \varphi_{ij} \sin^2 \varphi_0 + \sin 2\varphi_{ij} \sin 2\varphi_0$$

$$(\vec{n}_i \cdot \vec{e}_j)^4 = \cos^4 \varphi_{ij} \cos^4 \varphi_0 + \sin^4 \varphi_{ij} \sin^4 \varphi_0 + \cos^2 \varphi_{ij} \sin^2 \varphi_{ij} \sin^2 2\varphi_0 + \\ + 2 \cos^3 \varphi_{ij} \sin \varphi_{ij} \cos^2 \varphi_0 \sin 2\varphi_0 + 2 \sin^3 \varphi_{ij} \cos \varphi_{ij} \sin^2 \varphi_0 \sin 2\varphi_0 + 2 \cos^2 \varphi_{ij} \sin^2 \varphi_{ij} \cos^2 \varphi_0 \sin^2 2\varphi_0$$

$$\text{Упростим } (\vec{n}_i \cdot \vec{e}_j)^4 = \frac{1}{2} \cos^4 \varphi_{ij} [\cos^4 \varphi_0 + \sin^4 \varphi_0] + \cos^2 \varphi_{ij} \sin^2 \varphi_{ij} \times \\ \times [\sin^2 2\varphi_0 + 2 \cos^2 \varphi_0 \sin^2 \varphi_0], \quad \cos^4 \varphi_0 + \sin^4 \varphi_0 = (\sin^2 \varphi_0 + \cos^2 \varphi_0)^2 - 2 \sin^2 \varphi_0 \cos^2 \varphi_0 = 1 - 2 \sin^2 \varphi_0 \cos^2 \varphi_0$$

$$(\vec{n}_i \cdot \vec{e}_j)^4 = \cos^4 \varphi_{ij} \left[1 - \frac{1}{2} \sin^2 2\varphi_0 \right] + \cos^2 \varphi_{ij} \sin^2 \varphi_{ij} \left[\sin^2 2\varphi_0 + \frac{1}{2} \sin^2 2\varphi_0 \right] =$$

note.

$$= \cos^4 \varphi_r + \left[\cos^4 \varphi_r \left(-\frac{1}{2}\right) + \frac{3}{2} \cos^2 \varphi_r \sin^2 \varphi_r \right] \sin^2 2\varphi_0 =$$

$$= \cos^4 \varphi_r + \frac{1}{2} \cos^2 \varphi_r [3 \sin^2 \varphi_r - \cos^2 \varphi_r] \sin^2 2\varphi_0, \quad r \rightarrow r_{ij}$$

$$W_m^{us} = \frac{1}{2} \sum_{ij} u_{ij} = \frac{1}{2} \sum_{ij} \frac{\mu^2}{r_{ij}^3} \left[1 - 3(\vec{n}_{ij} \cdot \vec{e})^2 + \frac{3}{4} \frac{\ell^2}{r_{ij}^2} (-3 + 10(\vec{n}_{ij} \cdot \vec{e})^2 - \frac{35}{3} (\vec{n}_{ij} \cdot \vec{e})^4) \right]$$

$$= \frac{1}{2} \sum_{ij} \frac{1}{r_{ij}^3} [1 - 3(\vec{n}_{ij} \cdot \vec{e})^2] + \frac{\mu^2}{2} \frac{3}{4} \ell^2 \sum_{ij} \frac{1}{r_{ij}^5} \left[-3 + 10(\vec{n}_{ij} \cdot \vec{e})^2 - \frac{35}{3} (\vec{n}_{ij} \cdot \vec{e})^4 \right]$$

$$W_m^{us} = W_m^0 - \frac{35}{4} \frac{\mu^2 \ell^2}{2} \sum_{ij} \frac{(\vec{n}_{ij} \cdot \vec{e})^4}{r_{ij}^5} \quad \text{— згедь когедри. анизотропия.}$$

нама на ма $(\vec{n} \cdot \vec{e})^4 = \cos^4(\varphi_r - \varphi_0) = \frac{3}{8} + \frac{1}{2} \cos 2(\varphi_r - \varphi_0) + \frac{1}{8} \cos 4(\varphi_r - \varphi_0)$

$$(\vec{n} \cdot \vec{e})^2 = \cos^2(\varphi_r - \varphi_0) = \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \cos 2(\varphi_r - \varphi_0)$$

$$\sum_{i \in \text{об. пем.}} f(r) \cos 2(\varphi_r - \varphi_0) = \sum_r f(r) \left[\frac{\cos 2\varphi_r \cos 2\varphi_0 + \sin 2\varphi_r \sin 2\varphi_0}{(x^2 - y^2)} \right] = 0$$

$$W_m^{us} = \frac{1}{2} \sum_{ij} u_{ij} = \frac{1}{2} \sum_{ij} \frac{\mu^2}{r_{ij}^3} \left[1 - 3 \cdot \frac{1}{2} + \frac{3}{4} \frac{\ell^2}{r_{ij}^2} \left(-3 + 10 \cdot \frac{1}{2} - \frac{35}{3} \left[\frac{3}{8} + \frac{1}{8} \cos 4(\varphi_r - \varphi_0) \right] \right) \right]$$

$$= \sum_{ij} \frac{\mu^2}{r_{ij}^3} \left[-\frac{1}{2} + \frac{3}{4} \frac{\ell^2}{r_{ij}^2} \left(-\frac{19}{8} - \frac{35}{24} \cos 4\varphi_r \cos 4\varphi_0 \right) \right] = W_m^0 - \frac{35}{32} \frac{\mu^2 \ell^2}{2} \sum_{ij} \frac{\cos 4\varphi_r \cos 4\varphi_0}{r_{ij}^5}$$

$$W_m^{us} = W_m^0 (\text{isotropic}) - \frac{35}{32} \frac{\mu^2 \ell^2}{2} \left(\sum_{ij} \frac{\cos 4\varphi_r}{r_{ij}^5} \right) \cos 4\varphi_0$$

$$\sum_{ij} f(\vec{r}_{ij}) = N \sum_{n \neq 0} f(\vec{r}_n) \quad \text{— сумма по всем координатам гора с } \vec{r}_n = 0$$

$$\text{тогда } \frac{1}{V} \sum_{ij} f(r_{ij}) = \frac{N}{V_{\text{var.}}} \sum_{n \neq 0} f(r_n) = \frac{1}{V_{\text{var.}}} \sum_n f(r_n) \text{ как } 15/1799.$$

$$\frac{1}{V} W_m^{us}(\varphi_0) = \frac{1}{V} W_m^0 - \frac{35}{64} \frac{\mu^2 \ell^2}{V_{\text{var.}}} \sum_{n \neq 0} \frac{\cos 4\varphi_{r_n}}{r_n^5} \cos 4\varphi_0 =$$

$$= \text{const} + K_4^{ef} \cos 4\varphi_0, \quad \left(K_4^{ef} = -\frac{35}{64} \frac{\mu^2 \ell^2}{V_{\text{var.}}} \sum_{n \neq 0} \frac{\cos 4\varphi_{r_n}}{r_n^5} \right)$$

то безразмерное выражение на K_4^{ef} д.-д. гора, $K_4^{ef} \sim \frac{1}{V_{\text{var.}}} \sum_{n \neq 0} \frac{\cos 4\varphi_{r_n}}{r_n^5}$

$$K_4^{ef} = K_4^{ef}(\text{d.d.}) \sim -\frac{35}{24} \frac{Q^2}{V_{\text{var.}}} \sum_n \frac{\cos 4\varphi_{r_n}}{r_n^5} < 0, \text{ то } \cos 4\varphi_{r_n} \text{ близок к } 1 \text{ при } \varphi_0 = 0, \pi/2 \text{ и } 3\pi/2$$

д.-д. гора. момент координат гора $Q_{ef} \sim \mu \ell = \langle M \rangle V \ell$, в единице $Q = 4LR^3 M_s$ где д.-д. гора. Но $\langle M \rangle$ момент = M_s и K_4^{ef} нет?

Date. 22. 03.

Сравнение энергий сверхпроводящих вихрей S-d, d-d и vortex изм. гиромагнетизма

Но для $AF(\varphi)$ - пары когерентных гозов, рассматриваемых в Климченко'93 и если $F(\varphi_0)$ - парная волна $\langle \vec{M} \rangle_d = \vec{M}_d$ амплитуды когер. гозов

Согласно APL'99 есть не менее, а еще дифференциал по φ, φ_0 . и не существенно $\varphi = \varphi_0$, $\vec{M} = \langle \vec{M} \rangle_d$ или $\vec{M} = \vec{M}_d$ —

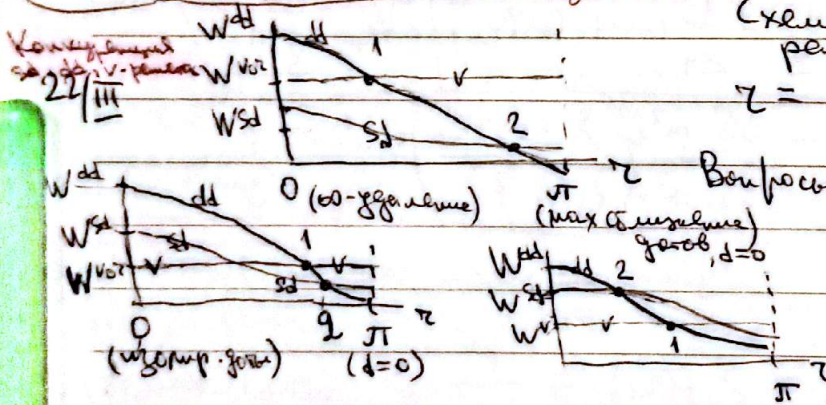
— берем, что направление осей гозов в плоскости (когерентных, не вращающихся) совпадает с направлением вращений. Вектор $\vec{M}$ — не момент гоза.

Т.е. амплитуды W_m , найденные в Климченко'93 для $AF(\varphi)$ и для $F(\varphi_0)$ — пары в квадруплетном взаимодействии абелевской преобразования. Иначе амплитуды и фазы всех взаимодействий для в. плоскости не совпадают APL'99 (при $H=0$, $V_{eff}(\varphi_0)$)

Но $\langle \vec{M} \rangle_d$ для "vortex" гоза $= 0$ при $H=0$ и $V_{eff}(\varphi_0) = 0$ (H=0) Амплитуды не равны нулю при $0 < H < H_c$ (переход $\varphi \rightarrow F(\varphi)$) но тогда не меняется, что он пары гозов в $F(\varphi_0)$ пары $\langle \vec{M} \rangle_d$ в $F(\varphi_0)$ — фазы амплитуды гозов не.

Многочисленные $\mu = \varphi_0$ — $\langle \vec{M} \rangle_d$ не равна 0 в взаимодействии гозов. гоз. взаимодействия гозов ($d \gg R$) вращаются, но гоз. при осевом взаимодействии — взаимодействие гозов неограниченно, взаимодействует с бесконечным количеством гозов в $F(\varphi_0)$ фазе. Но $d-d$ взаимодействия "vortex" гозов нет при $\langle \vec{M} \rangle_d = 0$ согласно 14/2007.

Схема энергии S-d, d-d и vortex-переходов гозов при взаимодействии $\gamma = \frac{2\pi R}{T} = \frac{\pi}{1 + (d/2R)}$



- Выводы:
- 1) если на T.1 $d \rightarrow v$ переход
 - 2) если на T.2 $d \rightarrow sd$ переход
 - 3) то при T.1 и T.2 $W_{sd} > W_v$
 - 4) гоз. взаимодейств. не W_v не зависит от d/R

Выводы: $\begin{cases} dp=0 \\ d\varphi=f(p) \\ dz \neq 0 \end{cases} \rightarrow \begin{cases} M_x = -M_s f(p) \sin \varphi \\ M_y = M_s f(p) \cos \varphi \\ M_z(p), f(p)=1 \end{cases}$ т.е. $H_x = H_p \cos \varphi - H_p \sin \varphi$
 $H_y = H_p \sin \varphi + H_p \cos \varphi$
 $\vec{M}(\vec{r})$ - Vortex не зависит от z (в идеальном гозе), но если $M_z \neq 0$.

Энергия взаимодействий. Энергия изоморф. гоза по Ковару: $W_m = \frac{4\pi \mu_0^2}{LR^2} [g(\varphi) - g(\varphi_0)]$

Магнитоса. энергия плоскости не eq. взаимодействий, Согласно 12/1: $W_m = 2\pi \sum_k \frac{f(kL)}{k^2} |(\vec{k} \cdot \vec{M}_k)|^2 + 2\pi \sum_k [1 - f(kL)] |M_k^z|^2$, $\vec{k}$ — вектор волнового числа, f — функция $\sim M_k^2(\vec{k} \cdot \vec{k})$ коррелирует при гозе $\vec{k} \rightarrow -\vec{k}$.

$M_k^x = \frac{1}{S_{\text{эл}}} \int d^2 \vec{r} M_x(\vec{r}) e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}} = \frac{1}{S} (-M_s) \int d\varphi f(p) \sin \varphi e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}} \sim (-i \sin \varphi)$ по таблице в п. Вектор и согласно 11/VIII 982.

0010. $M_k \sim (i \cos \theta_k) \cdot (k \cdot \vec{M}_k) = (\cos \theta_k, \sin \theta_k) \cdot A(-i \sin \theta_k, i \cos \theta_k) =$
 $iA(-\cos \theta_k \sin \theta_k + \cos \theta_k \sin \theta_k) = 0$ uau 11/01 381. Ho, b'au

$W_m = 2\pi \sum_k [1 - f(k)] |M_k^2|^2$ - *napred* *penetration* *buftu* *Uova*.
(kugla) c'au *pen* *1* *gore* *1* *no* *gore*

$M_k^2 = \frac{1}{S_{\text{ar}}} \int d^2 \vec{p} M^2(\vec{p}) e^{i \vec{k} \cdot \vec{p}}$, $M_2(p) = \begin{cases} \pm M_s \sqrt{1 - \left(\frac{p^2}{b^2 + p^2}\right)^2}, & p \leq b \\ 0, & p > b \end{cases}$

$M_2(p) = \begin{cases} \frac{b^2 - p^2}{b^2 + p^2} (\pm M_s), & p \leq b \\ 0, & p > b \end{cases}$ $M_2(p) = \pm M_s F(p)$, *various* *conquer*.
 M_n^2 *gare* *min* W_m^{var} ? *One* *ch* *board*?

$M_k^2 = \int d^2 \vec{p} \left(\frac{b^2 - p^2}{b^2 + p^2} \right) e^{i \vec{k} \cdot \vec{p}} = \left| \int_0^{2\pi} d\phi e^{i k \rho} \right| = 2\pi \int_0^b d\rho \left(\frac{b^2 - \rho^2}{b^2 + \rho^2} \right) J_0(k\rho)$

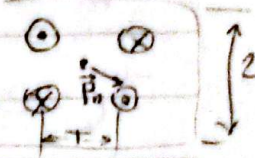
$k \rho \leq b \ll R$, $k\rho = \frac{2\pi}{2\pi} \sqrt{n_1^2 + n_2^2} \rho < \frac{\pi \sqrt{n_1^2 + n_2^2}}{2R+d} b$, $\frac{\pi b}{2R+d} \ll 1$, *no* $\nabla n_1, n_2$ *averg* $\gg 1$.

$J_k = 2\pi \int_0^b d\rho \rho \frac{b^2 - \rho^2}{b^2 + \rho^2} J_0(k\rho) = \left| \rho = b \tan \frac{t}{2}, d\rho = b \frac{dt}{\cos^2 \frac{t}{2}} \cdot \frac{1}{2} \right| =$

$= 2\pi \int_0^{\pi/2} dt \frac{b}{2 \cos^2 \frac{t}{2}} \frac{b \tan \frac{t}{2}}{1 + \tan^2 \frac{t}{2}} \frac{1 - \tan^2 \frac{t}{2}}{1 + \tan^2 \frac{t}{2}} J_0(kb \tan \frac{t}{2}) = \pi b^2 \int_0^{\pi/2} dt \frac{\sin \frac{t}{2}}{\cos^3 \frac{t}{2}} \cos t J_0(kb \tan \frac{t}{2})$

$M_k^2 = (\pm M_s) J_k$, $J_k = 2\pi \int_0^b d\rho \rho \left(\frac{b^2 - \rho^2}{b^2 + \rho^2} \right) J_0(k\rho)$ - *uget* *rek* *u* *os* *os*

But M_k^2 *gare* *"checkerboard"* *concern* *penetration*, *nonlinear*, *2* *to* *checkerboard* *gare* *min* W_m *uau* *u* *gare* *hom.* *dots* *c* $\perp \vec{M}$ *crystal* *Shin*.

$M_k^2 = \frac{1}{S_{\text{ar}}} \int d^2 \vec{p} M_2(\vec{p}) e^{i \vec{k} \cdot \vec{p}} = \frac{1}{S_{\text{ar}}} \sum_n \left[\int d^2 \vec{p} M_2^n(\vec{p}) e^{i \vec{k} \cdot (\vec{p} + \vec{p}_n)} \right]$ 

$= \frac{1}{S_{\text{ar}}} \sum_n e^{i \vec{k} \cdot \vec{p}_n} \cos \theta_n \int d^2 \vec{p} |M_2^n(p)| e^{i \vec{k} \cdot \vec{p}} = \frac{1}{S_{\text{ar}}} s(\vec{k}, \theta_n) \hat{M}^2(\vec{k}) T^2 = \frac{M_s}{S_{\text{ar}}} J_k^2$

uau *hom.* *dot* $\perp$ - *pa* *ore* $\nabla \Sigma$ *gore*. *So* $M_k^2 = \frac{M_s}{S_{\text{ar}}} \frac{2\pi R}{k} J_1(kR) s(\vec{k})$,

$\int d^2 \vec{p} |M^2(\vec{p})| e^{i \vec{k} \cdot \vec{p}} = M_s \frac{2\pi R}{k} J_1(kR)$

$W_m(\theta_n) = 2\pi \sum_k [1 - f] |M_k^2|^2 = 2\pi \sum_k [1 - f] \frac{|s(\vec{k}, \theta_n)|^2}{S_{\text{ar}}^2} \left(\int d^2 \vec{p} |M_2^n(p)| e^{i \vec{k} \cdot \vec{p}} \right)^2$

$= 2\pi \sum_k [1 - f] \left| s(\vec{k}, \theta_n) \int d^2 \vec{p} |M_2^n(p)| e^{i \vec{k} \cdot \vec{p}} \right|^2 = 2\pi \frac{M_s^2}{S_{\text{ar}}^2} \sum_k [1 - f] J_k^2 |s(\vec{k}, \theta_n)|^2$

$F(k) = 2\pi \frac{M_s^2}{S_{\text{ar}}^2} [1 - f(kL)] J_k^2$ - *Some* *adverse* *buftu* *rem* *b* *co.* *1* *hom.* *dots*

Date.

11. Inhomogeneous checkerboard - phase plane
vortex - gas

Escaneado con CamScanner

$$J_k = \frac{1}{M_s} \int d^2 p M^2(\hat{p}) e^{ik \cdot \hat{p}}, \text{ где hem. det } J_k = \int d^2 p e^{ik \cdot \hat{p}} = \frac{2\pi R}{k} J_0(k)$$

Due vortex - det $J_k = 2\pi \int_0^{\theta} d\theta \left(\frac{\theta^2 - p^2}{\theta^2 + p^2} \right) J_0(k\theta), \quad 1 - f(kL) = f'(kL)$

Уменьшить $F(k)$ в буге $F(k) = 2\pi \frac{M_s^2}{S_{gr}} [1 - f(kL)] J_k^2$ норма

уменьш. q. черной SRT - hem. det.

$$W_m^{vort}(\text{checkerb.}) = W_m^0(AF) - 4a + 2a_d = 4 \sum_{\vec{k} \neq 0} F(k) - 4A_{12} + 2A_{13}$$

$$A_{nn_1} = 2 \sum_{\vec{k} \neq 0} F(k) \cos \vec{k} \cdot (\vec{p}_n - \vec{p}_{n_1}), \quad \vec{k} = \frac{2\pi}{2\pi} (n_1, n_2)$$

$$\cos \vec{k} \cdot (\vec{p}_1 - \vec{p}_2) = \cos \pi n_1 = (-1)^{n_1}, \quad \cos \vec{k} \cdot (\vec{p}_1 - \vec{p}_3) = \cos \pi (n_1 + n_2) = (-1)^{n_1 + n_2}$$

$$W_m^{vort}(\text{checkerb.}) = 4 \sum_{\vec{k} \neq 0} F(k) - 4 \cdot 2 \sum_{\vec{k} \neq 0} F(k) (-1)^{n_1} + 2 \cdot 2 \sum_{\vec{k} \neq 0} F(k) (-1)^{n_1 + n_2} =$$

$$= 4 \sum_{\vec{k} \neq 0} F(k) \left[1 - 2(-1)^{n_1} + 2(-1)^{n_1 + n_2} \right] = 4 \sum_{\vec{k} \neq 0} F(k) [1 - (-1)^{n_1}] [1 - (-1)^{n_2}] =$$

$$= 4 \cdot 4 \sum_{\vec{k}(n_1, n_2) - \text{keres.}} F(k) = 16 \sum_{n_1, n_2 \text{ keres.}} F(k)$$

до me cpe-ry $\Rightarrow W = \sum F(k) S(k)$
eclm $S(k) = \begin{cases} 4, n_1, n_2 - \text{keres.} \\ 0, \text{unare} \end{cases}$

$$W_m^{vort}(\text{checkerb.}) = 16 \sum_{n_1, n_2 - \text{keres.}} F(k), \quad F(k) = 2\pi \frac{M_s^2}{S_{gr}} [1 - f(kL)] J_k^2$$

$$W_m^{vort}(\text{checkerb.}) = 16 \cdot 4 \cdot \sum_{\substack{n_1, n_2 > 0 \\ \text{keres.}}} F(k), \quad S_{gr} = 4\pi^2$$

$$J_k = 2\pi \theta^2 \int_0^1 dx x \left(\frac{1-x^2}{1+x^2} \right) J_0(k\theta x) = 2\pi \theta^2 I(k\theta), \quad I(k\theta) = \int_0^1 dx x \left(\frac{1-x^2}{1+x^2} \right) J_0(k\theta x)$$

$$W_m^{vort}(c.b.) = 16 \cdot 4 \frac{M_s^2}{16\pi^4} (2\pi) (2\pi \theta^2)^2 \sum_{\substack{n_1, n_2 > 0 \\ \text{keres.}}} [1 - f(kL)] I^2(k\theta) =$$

$$= (2\pi)^3 \cdot 4 M_s^2 \frac{\theta^4}{T^4} \sum_{n_1, n_2 > 0 \text{ keres.}} [1 - f(kL)] I^2(k\theta) \quad \text{— значение минимума.}$$

На eq. d. zema gora $\tilde{W}_m^{vort} = \frac{V_m}{V_m} \frac{T^2 L}{\pi R^2 L} = \frac{T^2}{\pi R^2} W_m^{vort}$ под. норми. и, терм

$$\tilde{W}_m^{vort} = 32\pi^2 M_s^2 \frac{\theta^4}{R^2 T^2} \sum_{n_1, n_2 > 0 \text{ keres.}} [1 - f(kL)] I^2(k\theta) \quad \text{— на eq. d. zema gora}$$

Due uzoap. vortex gora $W_m^{vort}(\text{isol.}) = \frac{4\pi \theta^3}{L R^2} M_s^2 \left[g(0) - g\left(\frac{L}{\theta}\right) \right],$
где $g(t)$ - функция Лерва.

Разность $\tilde{W}_m^{vort} - \tilde{W}_m^{vort}(\text{isol.}) = \tilde{W}_m^{vort}(\text{interaction})$ — гас. инт. и. d. zema
Значение v. d. zema gora в p. m. n. y

Date.

Адам знаемяно нонанон инепиу Vertex - пемелку гораб
 $\frac{1}{M_s^2} W_{vor} = 0,052 - 0,061$ на ег. бреме гора гора $(R_0/R) = 0,1$
 орену нуну. Т.е. нуну токуну R_0/R на с.д. на д.д. гора
 конкуну гораб с vertex - пемелку на нону.

Конанон 16/III R_0 гора нуну гора с.д. → Vertex б нуну. гора
 Бера 2,42 гора $\beta = 0,2$.

→ Познелу $(R_0/R) = 1/3$, нуну $W_{min}^{vor} = 0,477(1)$
 гора н с д.д. гора нону
 vertex конкуну. нуну $\frac{b}{R} = 0,17$,
 $\beta/R = 0$

$$\partial(\rho) = \pm M_s \frac{b^2 - \rho^2}{b^2 + \rho^2}$$

Нуну нуну нуну нуну нуну W_m^{vor} . Дуну
 нуну нуну W_m^{vor} (isol), нуну нуну нуну. Нуну нуну нуну W_m^{vor}

$$W_m^{vor} = \frac{1}{2V_d} \int d^3z \int d^3z' \frac{\rho_m(\vec{z}) \rho_m(\vec{z}')}{|\vec{z} - \vec{z}'|} \quad \rho_m(\vec{z}) = \begin{cases} -\text{div} \vec{M}(\vec{z}) = 0, & \text{if } V \\ -\text{Div} \vec{M}(\vec{z}) = (\vec{M} \cdot \vec{n}), & \text{if } S \end{cases}$$

$$W_m^{vor} = \frac{1}{2V_d} \int_{z=0}^L \int_{z=L}^L \frac{(\vec{M}(\vec{z}) \cdot \vec{n})(\vec{M}(\vec{z}') \cdot \vec{n}')}{|\vec{z} - \vec{z}'|} = \frac{1}{2V_d} \int_{z=0}^L \int_{z=L}^L \frac{\partial(\vec{\rho}) \partial(\vec{\rho}')}{|\vec{z} - \vec{z}'|} =$$

$$= \frac{1}{2V_d} \int_{z=0}^L \int_{z=L}^L \partial(\vec{\rho}) \partial(\vec{\rho}') \sum_k \int dk e^{-k|z-z'|} e^{i\mu(\varphi-\varphi')} J_\mu(k\rho) J_\mu(k\rho')$$

$$W_m^{vor} = W_m(\text{disk1}) + W_m(\text{disk2}) + W_m(\text{int})$$

between disks at $z=0, L$

$$W_m^{vor} = \frac{1}{2V_d} \int_{z=0}^L \int_{z=0}^L \frac{\partial(\vec{\rho}) \partial(\vec{\rho}')}{|\vec{z} - \vec{z}'|} + \frac{1}{2V_d} \int_{z=L}^L \int_{z=L}^L \frac{\partial(\vec{\rho}) \partial(\vec{\rho}')}{|\vec{z} - \vec{z}'|} + \frac{1}{V_d} \int_{z=0}^L \int_{z=L}^L \frac{\partial(\vec{\rho}) \partial(\vec{\rho}')}{|\vec{z} - \vec{z}'|}$$

нуну нуну. нуну нуну с M_s .

$$W_m(\text{int}) = \frac{1}{V_d} \int_{z_1}^L \int_{z_2}^L \partial(\vec{\rho}) \partial(\vec{\rho}') \sum_k \int dk e^{-k|z_1-z_2|} e^{i\mu(\varphi-\varphi')} J_\mu(k\rho) J_\mu(k\rho') =$$

$$= |\partial \text{ re zebunon of } \varphi| = \frac{1}{V_d} \int_{z_1}^L \int_{z_2}^L \partial(\vec{\rho}) \partial(\vec{\rho}') \int dk e^{-k|z_1-z_2|} J_\mu(k\rho) J_\mu(k\rho') \sum_{\mu} \int d\varphi d\varphi' e^{i\mu(\varphi-\varphi')} =$$

$$= \frac{(2\pi)^2}{V_d} \int_{z_1}^L \int_{z_2}^L \partial(\vec{\rho}) \partial(\vec{\rho}') \int dk e^{-k|z_1-z_2|} J_0(k\rho) J_0(k\rho') = \frac{(2\pi)^2}{V_d} \int_{z_1}^L \int_{z_2}^L \partial(\vec{\rho}) \partial(\vec{\rho}') \int dk J_0(k\rho) J_0(k\rho')$$

згача $\partial(\vec{\rho}) \partial(\vec{\rho}') < 0$
 $\vec{\rho} \cdot \vec{\rho}' = \rho \rho' \cos \theta$
 $\theta = \pi, \partial = +M_s \cos \theta = -M_s$
 $\theta = 0, \partial = +M_s$

$$W_m(1) = W_m(2) = \frac{(2\pi)^2}{2V_d} \int_{z_1}^L \int_{z_2}^L \partial(\vec{\rho}) \partial(\vec{\rho}') \int dk J_0(k\rho) J_0(k\rho')$$

$$W_m^{vor} = \frac{(2\pi)^2}{V_d} M_s^2 \int_{z_1}^L \int_{z_2}^L \left(\frac{b^2 - \rho^2}{b^2 + \rho^2} \right) \left(\frac{b^2 - \rho'^2}{b^2 + \rho'^2} \right) \int dk (1 - e^{-k|z_1-z_2|}) J_0(k\rho) J_0(k\rho') =$$

$$W_m^{vor} = 2\pi \int_{z_1}^L \int_{z_2}^L \left(\frac{b^2 - \rho^2}{b^2 + \rho^2} \right) J_0(k\rho) = 2\pi b^2 I(kb), \text{ c. 10/ix cor.}$$

$$W_m^{vor} = \frac{(2\pi)^2}{V_d} M_s^2 \int dk (1 - e^{-kL}) I^2(kb) = \frac{(2\pi)^2}{V_d} b^4 \int_0^\infty dt (1 - e^{-tL}) I^2(t)$$

date. 24. 03.

$$V_d = \pi R^2 L$$

$$I(t) = \int_0^1 dz z \left(\frac{1-z^2}{1+z^2} \right) J_0(2\pi t)$$

$$W_m^{var} (isol) = \frac{4\pi b^3}{R^2 L} [g(0) - g(\frac{L}{b})], \quad g(x) = \int_0^\infty dt e^{-tx} I^2(t)$$

по кубикам с ep. Jacob, ссм enfegments $g(r)$ for var.

$$W_m^{var} (isol) = \frac{4\pi}{\beta} x^3 [g(0) - g(\frac{\beta}{x})], \quad x = b/R \text{ (3906)}, \quad \text{нм } \frac{d}{R} \gg 1 \quad W_m^{var} \neq W_m^{var} (isol)$$

то же exp. gora:

$$F(k): \sum_{n_1, n_2 > 0 \text{ over}} F(n_1, n_2) \xrightarrow{T \rightarrow \infty} \int_{\varphi_k \in [0, \pi/2]} dk_x dk_y F(k), \quad \vec{k} = \frac{\pi}{T} (n_1, n_2), \quad n_1, n_2 - \text{zeros}$$

$$\sum_{n_1, n_2 > 0 \text{ over}} F(n_1, n_2) = \left(\frac{T}{2\pi} \right)^2 \int dk_x dk_y F(k), \quad \frac{\pi\sqrt{2}}{T} < k < \infty, \quad dk_x = \frac{2\pi}{T}$$

$$W_m^{var} = 32\pi^2 M_s^2 \frac{b^4}{R^2 T^2} \sum_{n_1, n_2 > 0 \text{ over}} [1 - f(kL)] I^2(kb) \xrightarrow{T \rightarrow \infty} 32\pi^2 M_s^2 \frac{b^4}{R^2 T^2} \frac{T^2}{(2\pi)^2} \times$$

$$\times \int_0^{\pi/2} dk_k \left(\frac{d\varphi_k}{dk} [1 - f(kL)] \right) I^2(kb) = 4\pi M_s^2 \frac{b^4}{R^2} \int_0^\infty dk k [1 - f(kL)] I^2(kb) =$$

$$= \left| 1 - f(kL) = \frac{1 - e^{-kL}}{kL} \right| = 4\pi M_s^2 \frac{b^4}{R^2 L} \int_0^\infty dk [1 - e^{-kL}] I^2(kb) = W_m^{var} (isol) -$$

Low $k=0$ b $W_m^{var} \sim (M_{k=0}^2)^2$ номер upass pass. — Beppo.

Bege $M_{k=0}^2 \sim \langle M^2 \rangle_s = 0$ que checkerboard AF state, $k_0 \neq 0$ que upamp. gora.

б поворе $W_{min}^{var} \sim b^n$ upm $d \neq 0$ ссм d. 1 uenueyoban

б var. lattice, med $W_m^{var} \sim 8\pi^2 x^4 \sum_{n_1, n_2} (...) \text{ que } kd, \text{ xos e } 3\pi$

б p. Beppo var. que $d=0$. nago $W_m^{var} \sim 32\pi^2 x^4 \left(\frac{R}{T} \right)^2 \sum_n (...)$

$$\frac{R}{T} = \frac{R}{2R+d} = \frac{1}{2+(d/R)} = \frac{1}{2\pi} \tau(d), \quad \tau(d) = \frac{2\pi}{2+d/R}$$

$$\frac{1}{R^2} W_m^{var} (x) = 32\pi^2 x^4 \frac{\tau^2}{(2\pi)^2} \sum_{n_1, n_2 > 0 \text{ over}} [1 - f(kR\beta)] I^2(kRx), \quad kR = \sqrt{n_1^2 + n_2^2} \frac{\pi R}{T} = \frac{\tau(d)}{2} \sqrt{n_1^2 + n_2^2}$$

$$W_m^{var} (x, d) = 8x^4 \tau^2(d) \sum_{n_1, n_2 > 0 \text{ over}} [1 - f(\beta \frac{\tau(d)}{2} \sqrt{n_1^2 + n_2^2})] I^2(x \frac{\tau(d)}{2} \sqrt{n_1^2 + n_2^2})$$

- numbers. enepue pemetku vortex gora b checkerb. state. c M_s^2 Egora.

$$W_{min}^{var} = 0.052, \quad \frac{b}{R} = 0.06 \text{ or } 23\pi (\beta = 0.2, R_0/R = 0.1)$$

б que, no upamp. gora ($d/R = 10$ and 20) nago nefermua.

$$W_{isol}^{var} (x) = \frac{4\pi}{\beta} x^3 [g(0) - g(\frac{\beta}{x})] + \left(\frac{R_0}{R} \right)^2 [2 - \ln x]$$

$$W_{isol}^{var} (min) = 0.047 \text{ upm } x = \frac{b}{R} = 0.095$$

lat - c. Beppo, oznachet $W_{int}^{var} > 0$.

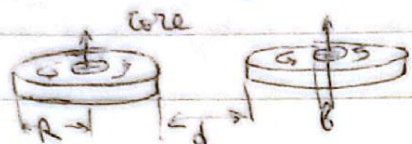
то же upamp. gora no "b"?

Date. 26. 03 .

Если взять $E = (R_0/R) = 1/3$, то для углов θ_{core} $W_{\text{isol}}^{\text{vor}} = 0,422$ при $\frac{R}{R_0} = 0,3$

— наименьшее норм. значение $< W_{\text{vor}}^{\text{vor}}$ при $d=0$ ($W_{\text{vor}}^{\text{vor}} = 0,477$)

Минимум газа: $W_{\text{vor}}^{\text{vor}}(d=0) = 0,475 \cdot \frac{b}{R} = 0,15$



Для vortex-дотс при $d=0$ рассматриваем энергию взаимодействующих cores (расстояние $b \approx 0,1R$)
 Тогда $2(R-b) \approx 1,8R$. А взаимодействие вычисляется

внутри cores, где $M_z(p) \neq 0$, т.к. M_x, M_y не зависят от координат
 в W_m^{vor} из-за $(\vec{k} \cdot \vec{M}_k) = 0$. В первом приближении в первом
 vortex-дотс взаимодействии, т.е. $W_m^{\text{vor}}(\text{int}) \approx 0$.

21-
 26/III Вспомогательные к выводу 22/III и другим норм. значения
 S: d., d.-d. и vortex-дотс, указанные.

Были рассмотрены $d/R = 0$, т.е. max coupling между дотсами.

Обозначим параметры: R/R_0 и $\beta = L/R$.

Среднее значение энергии: 1) single-domain dots $W^{\text{sd}} = W_m^{\text{sd}} [AF(\omega)]$; APL'99

2) double-domain dots $W^{\text{dd}} = W_m(\vec{M}_0 || \vec{u}_0) + W_{\text{dw}}^{\text{dw}}$; 3) vortex dots $W^{\text{vd}} = W_{\text{isol}}^{\text{vor}} = W_m^{\text{vor}} + W_{\text{ex}}$
 F(0)-phase энергия газа

→ При этом нормированная энергия на eq. объема газа $V_d = \pi R^2 L$ —

— при этом естественно возникает соотношение энергии газа W_{dw} и с норм. газом для сравнения.

W (на eq. объема газа) = $\frac{V_{\text{eq. volume}}}{V_d} W$ (на eq. объема ячеек) = $\frac{T^2}{\pi R^2} W(\text{eq. } V_{\text{eq.}})$

$\frac{V_i}{V_d} = \frac{T^2}{\pi R^2} = \frac{1}{\pi} \left(\frac{2\pi}{z} \right)^2 = \frac{4\pi}{z^2}$, $z = z(d) = \frac{2\pi}{2 + (d/R)}$, $z(0) = \pi$

W^{sd} не содержит обменного вклада и зависит лишь от β

Если зафиксировать $\beta = 0,2$, то наименьшее $W^{\text{sd}}(\beta = 0,2) = 0,231$

W^{dd} и W^{vd} зависят от $\frac{R}{R_0}$ через $W_{\text{dw}}^{\text{dw}}(\beta)$ и $W_{\text{ex}}^{\text{ex}}(\beta)$, соответственно.

И как и предполагалось минимизировать по параметрам системы

где $W_{\text{dw}}^{\text{dw}}(\beta) = W_m^{\text{dw}} + W_{\text{dw}}^{\text{dw}}(\beta)$ и по радиусу "core" of vortex где $W^{\text{vd}}(\beta)$

$W^{\text{sd}}(\beta)$ регулярно падает с ростом β — функция W-hand-min. mod

$W^{\text{sd}}(\beta = 0,2; d=0) = 0,231$, а $W^{\text{sd}}(\beta = 0,2; d \rightarrow \infty) = 0,629 \rightarrow$ т.е. максимум

взаимодействия в APL'99 phase single-dom. газе через уменьшение энергии sd-газа на eq. его объема. Кривая $R-L$ "sd" $\rightarrow$ "vor" всегда имеет минимум при $d/R = 0$

Date. 28.03.

$$\int_0^\infty \frac{dx}{x} J_\mu(ax) J_\mu(bx) = \frac{1}{2^\mu} \left(\frac{a}{b}\right)^\mu, \quad 0 < a < b, \quad \mu > \frac{1}{2}.$$

$$I(t) = \int_0^1 dz z \frac{1-z^2}{1+z^2} J_0(tz) = \int_0^1 dz z J_0(tz) - 2 \int_0^1 dz z \frac{z^2}{1+z^2} J_0(tz)$$

$$\int_0^1 dz z \frac{z^2}{1+z^2} J_0(tz) = |z^2 = x| = \frac{1}{2} \int_0^1 dx \frac{x}{1+x} J_0(t\sqrt{x}) = \frac{1}{2} \int_0^1 dx \frac{x}{1+x} \sum_{s=0}^\infty \frac{(-1)^s}{(s!)^2} t^{2s} x^s$$

$$= \frac{1}{2} \sum_{s=0}^\infty \frac{(-1)^s t^{2s}}{2^{2s} (s!)^2} \int_0^1 dx \frac{x^{s+1}}{1+x} = \sum_{s=0}^\infty a_s \left[\frac{x^{s+1}}{(s+1)} - \frac{x^s}{(s+1)} + \dots + (-1)^s x + (-1)^{s+1} \ln(1+x) \right]$$

$$\text{Now } \int_0^1 dx \frac{x^{s+1}}{1+x} = \beta(s+2) = (-1)^{s+1} \ln 2 + \sum_{k=1}^{s+1} \frac{(-1)^{k+s+1}}{k}$$

$$\beta(s+2) = \sum_{k=0}^\infty \frac{(-1)^k}{k+s+2} \rightarrow I(t) = \frac{J_1(t)}{t} - \sum_{s=0}^\infty \frac{(-1)^s \beta(s+2)}{2^{2s} (s!)^2} t^{2s}$$

u ne budno var ujednostavit ujednostavit

$$2\beta(x) = \psi\left(\frac{x+1}{2}\right) - \psi\left(\frac{x}{2}\right), \quad \psi(x) = \ln x - \sum_{k=0}^\infty \left[\frac{1}{x+k} - \ln\left(1 + \frac{1}{x+k}\right) \right]$$

$$\approx \ln x - \frac{1}{2} \sum_{k=0}^\infty \frac{1}{(x+k)^2} \approx \ln x + O\left(\frac{1}{x^2}\right), \quad 2\beta\left(\frac{s+3}{2}\right) = \psi\left(\frac{s+3}{2}\right) - \psi\left(\frac{s+2}{2}\right)$$

$$\approx \ln\left(\frac{s+3}{2}\right) - \ln\left(\frac{s+2}{2}\right) = \ln\left(\frac{s+3}{s+2}\right), \quad \beta\left(\frac{s+3}{2}\right) = \frac{1}{2} \ln\left(\frac{s+3}{s+2}\right) \approx \frac{1}{2} \frac{1}{s+2}$$

$$I(t) = \int_0^1 dz z \left(\frac{1-z^2}{1+z^2} \right) J_0(tz) = 2 \int_0^1 dz z \frac{1}{1+z^2} J_0(tz) - \int_0^1 dz z J_0(tz) = \frac{1}{2(s+2)}$$

$$= 2 \frac{1}{2} \int_0^1 dx \frac{J_0(t\sqrt{x})}{1+x} - \frac{J_1(t)}{t} = \int_0^1 dx \sum_{s=0}^\infty \frac{(-1)^s t^{2s} x^s}{(s!)^2 2^{2s}} - \frac{J_1(t)}{t} =$$

$$= \sum_{s=0}^\infty \frac{(-1)^s \beta(s+1)}{(s!)^2 2^{2s}} t^{2s} - \frac{J_1(t)}{t} = \frac{J_1(t)}{t} - \sum_{s=1}^\infty \frac{(-1)^s \beta(s+2)}{(s!)^2 2^{2s}} t^{2s}$$

$$\frac{J_1(t)}{t} = \sum_{s=0}^\infty \frac{(-1)^s}{(s!)(s+1)!} \frac{t^{2s}}{2^{2s+1}}$$

$$I(t) = \sum_{s=0}^\infty \frac{(-1)^s \beta(s+1)}{(s!)^2 2^{2s}} t^{2s} - \sum_{s=0}^\infty \frac{(-1)^s}{s!(s+1)!} \frac{t^{2s}}{2^{2s+1}} = \sum_{s=0}^\infty \frac{(-1)^s}{(s!)^2 2^{2s}} \left[\beta(s+1) - \frac{1}{2(s+1)} \right]$$

$$I(t) = \sum_{s=0}^\infty a_s t^{2s}, \quad a_s = \frac{(-1)^s}{(s!)^2 2^{2s}} \left[\beta(s+1) - \frac{1}{2(s+1)} \right] - \text{order } s \text{ of } \beta(s+1) \text{ is } \frac{1}{2(s+1)}$$

$$\text{Let's say } s \gg 1 \quad \beta(s+1) = \frac{1}{2(s+1)} + O\left(\frac{1}{s^2}\right)$$

$$\text{where } g(x) = \int_0^\infty dt e^{-tx} I^2(t) = \int_0^\infty dt e^{-tx} \int_0^1 dz z \frac{(1-z^2)}{(1+z^2)} J_0(tz) \int_0^1 dz' z' \frac{(1-z'^2)}{(1+z'^2)} J_0(tz') =$$

$$= \int_0^1 dz z \left(\frac{1-z^2}{1+z^2} \right) \int_0^1 dz' z' \left(\frac{1-z'^2}{1+z'^2} \right) \int_0^\infty dt e^{-tx} J_0(zt) J_0(z't) = \int_0^1 dz dz' z z' \frac{(1-z^2)}{(1+z^2)} \frac{(1-z'^2)}{(1+z'^2)} \frac{1}{\sqrt{zz'}} K(x) \approx K(x)$$

$$\text{we } x^2 = \frac{4zz'}{(z+z')^2 + x^2}$$

(B. 1. 1. 1.)

290

no skyrmions & magnetostat. Amplifying.

Модель неоднородного цилиндра. Года 30/11
 (шириной замен. стеной). Выход и вход
 что позволяет увидеть сех. термин анал.
 не с core of valley.



$$R = AO \cdot \lg \frac{R_0}{2}$$

$$\omega' = \frac{R}{\sin \frac{\theta_0}{2}} = l$$

поверхн. гоза $\rho(\varphi) = l \sin \varphi +$

$$\sqrt{l^2 \sin^2 \varphi} = l^2 + R^2, \quad \frac{\varphi_0}{2} \leq \varphi \leq \frac{\varphi_0}{2}$$

$$l^2 \sin^2 \varphi = l^2 + R^2 = R^2 \left[\frac{1}{\sin^2 \varphi_0} \sin^2 \varphi = \frac{1}{\sin^2 \varphi_0} + 1 \right] = \frac{R^2}{\sin^2 \varphi_0} \left[\sin^2 \varphi + \cos^2 \varphi_0 \right]$$

$$f_2(\varphi) = R \frac{\sin \varphi}{\sin \frac{\varphi_0}{2}} \pm \frac{R}{\sin \frac{\varphi_0}{2}} \sqrt{\sin^2 \varphi + \cos^2 \frac{\varphi_0}{2}} = R \frac{1}{\sin \frac{\varphi_0}{2}} \left[\sin \varphi \pm \sqrt{\sin^2 \varphi + \cos^2 \frac{\varphi_0}{2}} \right]$$

$$r + (y-l)^2 = R^2, \quad g^2 + l^2 - 2yl = R^2, \quad g^2 - 2p \sin \varphi l + (l^2 - R^2) = 0$$

$$j_{\pm}(\varphi) = \frac{1}{2} \left[2 \sin \varphi l \pm \sqrt{(2 \sin \varphi l)^2 - 4(l^2 - R^2)} \right] = l \sin \varphi \pm \sqrt{l^2 \sin^2 \varphi - l^2 + R^2}$$

$\varphi \leq \frac{\pi}{2} + \frac{\varphi_0}{2}$ — предельный угол φ .
 Если $\varphi_0 \rightarrow 0$ — значит, что
 А если $\varphi_0 \rightarrow \pi$ — значит, дуга на
 половине газа.

Задача 4: $\begin{cases} M_x = -M_s f(\rho) \sin \varphi \\ M_y = M_s f(\rho) \cos \varphi \\ M_z(\rho) \neq 0 \end{cases} \quad \text{w/ } \rho \geq B \quad \begin{cases} M_x = -M_s \sin \varphi \\ M_y = M_s \cos \varphi \\ M_z = 0 \end{cases}$
 где $f(\rho) = \sin(\rho/B) = 1$

$$M_\varphi = M_\psi, M_\theta = 0, M_z = 0 \text{ free "core"}$$

• Hubert $E_{ex} = A \int dV (\nabla \vec{m})^2 = A \int dV [(\nabla m_x)^2 + (\nabla m_y)^2 + (\nabla m_z)^2]$

$$m_\varphi = 1, m_p = 0, m_z = 0 \Rightarrow E_{ex} = A \int dV \left[\left(\frac{\partial m_p}{\partial \varphi} \right)^2 + \left(\frac{\partial m_\varphi}{\partial \varphi} \right)^2 + \left(\frac{\partial m_z}{\partial \varphi} \right)^2 + \left(\frac{\partial m_p}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial m_\varphi}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial m_z}{\partial z} \right)^2 + \frac{1}{\rho^2} \left\{ \left(\frac{\partial m_p}{\partial \varphi} - m_\varphi \right)^2 + \left(\frac{\partial m_\varphi}{\partial \varphi} + m_p \right)^2 + \left(\frac{\partial m_z}{\partial \varphi} \right)^2 \right\} \right]$$

$$E_{\text{ex}} = \frac{1}{2} \int d^3\vec{r} \left[\frac{1}{\rho^2} (M_{\text{ex}})^2 \right]$$

$$W_{ex} = \frac{C}{2} \int d^3x \frac{(\vec{m} \cdot \vec{p})^2}{p^2} = \frac{C}{2} \int d^2p \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{p^2} = \frac{1}{2} 4\pi \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{p^2}$$

$$C = 2M_s^2$$

Date.

$$\vec{r}(x, y) = \frac{1}{R} [x \hat{x} + (y-l) \hat{y}] = \frac{1}{R} [x (\hat{\rho} \cos \varphi - \hat{\varphi} \sin \varphi) + (y-l) (\hat{\rho} \sin \varphi + \hat{\varphi} \cos \varphi)] = \frac{\rho}{R} [\hat{\rho} \{ \cos^2 \varphi + \sin^2 \varphi \} + \hat{\varphi} \{ -\cos \varphi \sin \varphi + \sin \varphi \cos \varphi \}] + \frac{(l-l)}{R} [\hat{\rho} \sin \varphi + \hat{\varphi} \cos \varphi] = \frac{\rho \hat{\rho}}{R} - \frac{l}{R} [\hat{\rho} \sin \varphi + \hat{\varphi} \cos \varphi] = \frac{1}{R} (\rho - l \sin \varphi) \hat{\rho} - \frac{l \cos \varphi}{R} \hat{\varphi}, \text{ т.е. } \begin{cases} n_\rho = \frac{1}{R} (\rho - l \sin \varphi) \\ n_\varphi = -\frac{l \cos \varphi}{R} \end{cases}$$

$$(\vec{M} \cdot \vec{n}) = M_\rho n_\rho + M_\varphi n_\varphi + M_z n_z = M_\varphi n_\varphi = -M_\rho \frac{l \cos \varphi}{R}, \quad \left(l = \frac{R}{\sin \varphi_0} \right)$$

$$\vec{M} = (M_\varphi \hat{\varphi}), \quad M_\varphi = M_s.$$

$(\vec{M} \cdot \vec{n}) = -M_s \frac{l \cos \varphi}{R}$ - это не век. берём $\frac{l}{R} \gg 1$ - век $\vec{n}$ в направлении $\varphi_0 \rightarrow 0$.
 $\varphi = \frac{\pi}{2} + \varphi_0$, век $\vec{n}$ в направлении φ_0 почти равен $\frac{\cos \frac{\pi}{2}}{\sin \frac{\pi}{2}}$.

$$\varphi_m(\vec{r}) = \oint_{S_m} \frac{(\vec{M} \cdot \vec{n})(\vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|} dS' \quad (\vec{r}' \in S_m), \quad dS' = dz' d\varphi'$$

$$\varphi_m(\vec{r}) = \int dz' d\varphi' \frac{(-M_s l / R) \cos \varphi'}{|\vec{r} - \vec{r}'|} = \left(-\frac{M_s l}{R} \right) \int_0^{\pi/2 + \varphi_0} d\varphi' \int_{\pi/2 - \varphi_0}^{\pi/2 + \varphi_0} \frac{\cos \varphi'}{|\vec{r} - \vec{r}'|} dz'$$

$\vec{r}' = z' \hat{z} + \rho' \cos \varphi' \hat{x} + \rho' \sin \varphi' \hat{y}$, где $\rho' \neq R$, век $\vec{n}$ в направлении φ_0 почти равен $\frac{\cos \frac{\pi}{2}}{\sin \frac{\pi}{2}}$.
 $\frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|} = \sum_k \int dk e^{-k|z-z'|} J_\mu(k\rho) J_\mu(k\rho') e^{i\mu(\varphi-\varphi')}$ - не возмущает усреднения. Сохраняем порядок.

Важно учесть направление к осм. координат с учетом $\varphi_0 \rightarrow 0$ - век $\vec{n}$ почти равен $\frac{\cos \frac{\pi}{2}}{\sin \frac{\pi}{2}}$. $(\vec{M} \cdot \vec{n})$ почти равен $M_\varphi n_\varphi$.

$$M_x = -M_s \sin \varphi = -M_s \frac{y}{\rho} = -M_s \frac{(y'+l)}{\sqrt{x'^2 + (y'+l)^2}}, \quad M_y = M_s \frac{x'}{\sqrt{x'^2 + (y'+l)^2}}$$

$$\vec{n} = \hat{\rho} = \hat{x} \cos \varphi' + \hat{y} \sin \varphi'$$

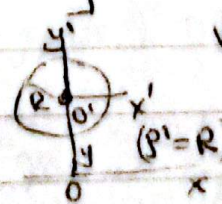
$$(\vec{M} \cdot \vec{n}) = M_x n_x + M_y n_y = -M_s \frac{(y'+l) \cos \varphi'}{\sqrt{x'^2 + (y'+l)^2}} + M_s \frac{x' \sin \varphi'}{\sqrt{x'^2 + (y'+l)^2}} = \left| \begin{matrix} x' = \rho' \cos \varphi' \\ y' = \rho' \sin \varphi' \end{matrix} \right|$$

$$= \frac{M_s}{\sqrt{x'^2 + (y'+l)^2}} [-(y'+l) \cos \varphi' + x' \sin \varphi'] = -\frac{M_s l}{\sqrt{x'^2 + (y'+l)^2}} \cos \varphi'$$

$$(\vec{M} \cdot \vec{n}) = -\frac{M_s l \cos \varphi'}{\sqrt{R^2 + l^2 + 2l\rho' \sin \varphi'}}$$

$$(\vec{M} \cdot \vec{n}) = -M_s l \frac{\cos \varphi'}{\sqrt{R^2 + l^2 + 2lR \sin \varphi'}} = \left| l = \frac{R}{\sin \varphi_0} \right| = -\frac{M_s l \cos \varphi'}{R} \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{\sin^2 \varphi_0} (1 + \sin^2 \varphi_0 + 2 \sin \varphi_0 \sin \varphi')}} = -M_s \frac{\cos \varphi'}{\sqrt{1 + \sin^2 \varphi_0 + 2 \sin \varphi_0 \sin \varphi'}}$$

- важно учесть $\varphi_0 \neq 0$
 усреднение по φ даёт $\varphi = (\vec{M} \cdot \vec{n})$ на поверхности φ_0 и φ_m .



$$dS' = dz' d\ell = dz' R d\varphi'$$

Date. 31. 03.

B coberb. uopguyax gora $\varphi_m(\vec{r}) = \int_{S_{\text{box}}} dS' \frac{(\vec{M} \vec{n}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|} = (-M_s) \int_0^L \int_0^{2\pi} \frac{dz' d\varphi'}{|\vec{r} - \vec{r}'|} \frac{\cos\varphi'}{\sqrt{a+b\sin\varphi'}}$

$$\int_0^{2\pi} \frac{d\varphi' \cos\varphi'}{\sqrt{a+b\sin\varphi'}} e^{-i\mu\varphi'} \rightarrow \int_0^{2\pi} \frac{d\varphi' \cos\varphi' \cos\mu\varphi'}{\sqrt{a+b\sin\varphi'}} = I_\mu^c, \quad \int_0^{2\pi} \frac{d\varphi' \cos\varphi' \sin\mu\varphi'}{\sqrt{a+b\sin\varphi'}} = I_\mu^s$$

$$a+b\sin\varphi = |\varphi = \pi \pm \pi/2| = a \pm b\cos\pi, \quad \frac{a}{b} = \frac{1+\sin^2\varphi_0}{2\sin\varphi_0} = \frac{1}{2}\left(u + \frac{1}{u}\right) \geq 1$$

$$\varphi_m(\vec{r}) = (-M_s) \int_0^L \int_0^{2\pi} \frac{dz' d\varphi' \cos\varphi'}{\sqrt{a+b\sin\varphi'}} \sum_{\mu} \int dk e^{-k|\vec{r}-\vec{r}'|} e^{i\mu(\varphi-\varphi')} J_\mu(k\rho) J_\mu(k\rho')$$

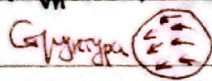
$$W_m(\varphi_0) \sim \int dz d\varphi \varphi_m(\vec{r}) \vartheta(\vec{r}) = \int dz d\varphi (-M_s) \frac{\cos\varphi}{\sqrt{a+b\sin\varphi}} (-M_s) \int dz' \int d\varphi' \frac{\cos\varphi'}{\sqrt{a+b\sin\varphi'}}$$

$$\times \frac{\cos\varphi'}{\sqrt{a+b\sin\varphi'}} \sum_{\mu} \int dk e^{-k|\vec{r}-\vec{r}'|} e^{i\mu(\varphi-\varphi')} J_\mu(kR) J_\mu(kR) = \left| \int_0^L dz dz' e^{-k|\vec{r}-\vec{r}'|} \right| = \frac{2L}{k} f(kL)$$

$$= M_s^2 (2L) \int_0^{2\pi} d\varphi d\varphi' \frac{\cos\varphi}{\sqrt{a+b\sin\varphi}} \frac{\cos\varphi'}{\sqrt{a+b\sin\varphi'}} \sum_{\mu} \int_0^\infty \frac{dk}{k} f(kL) J_\mu^2(kR) e^{i\mu(\varphi-\varphi')}$$

$$= 2LM_s^2 \sum_{\mu} \left(\int_0^{2\pi} \frac{dk}{k} f(kL) J_\mu^2(kR) |I_\mu|^2 \right), \quad I_\mu = \int_0^{2\pi} \frac{d\varphi \cos\varphi e^{i\mu\varphi}}{\sqrt{a+b\sin\varphi}}, \quad \begin{matrix} a = 1 + \sin^2\varphi_0 \\ b = 2\sin\varphi_0 \end{matrix}$$

$$W(\varphi_0) = W_{\text{ex}}(\varphi_0) + W_m(\varphi_0) - \text{zero naitu min no } \varphi_0 \text{ u crabn. c}$$



— zero bupye-buckle (0 ≤ φ₀ < π/2). W^{s.d.}, W^{bd}

31/III $W_m^{s.d.} = 2\pi M_s^2 \int_0^\infty \frac{dt}{t} f(\beta t) J_1^2(t)$ gne $\vec{M} \parallel \text{mocrasa hom. det.}$

$$I_\mu(\varphi_0) = \int_0^{2\pi} \frac{d\varphi \cos\varphi}{\sqrt{a(\varphi_0)+b(\varphi_0)\sin\varphi}} e^{i\mu\varphi}, \quad I_\mu(\varphi_0 \rightarrow 0) = \int_0^{2\pi} \cos\varphi e^{i\mu\varphi} = \pi(\delta_{\mu 1} + \delta_{\mu -1})$$

$$W_m(\varphi_0 \rightarrow 0) = A \cdot 2LM_s^2 \cdot 2\pi^2 \int_0^\infty \frac{dk}{k} f(kL) J_1^2(kR) = 4\pi^2 A L M_s^2 \int_0^\infty \frac{dt}{t} f(\beta t) J_1^2(t)$$

crabn. c $W_m^{s.d.}$ gne $2\pi M_s^2 = 4\pi^2 A L M_s^2, \quad A = \frac{1}{2\pi L}$ u

$$W_m(\varphi_0) = \frac{1}{\pi} M_s^2 \sum_{\mu=-\infty}^{\infty} \sum_{\nu=-\infty}^{\infty} \left(\int_0^\infty \frac{dk}{k} f(kL) J_\mu^2(kR) \right) |I_\mu(\varphi_0)|^2 = \frac{2}{\pi} M_s^2 \sum_{\mu=1}^{\infty} \left(\int_0^\infty \frac{dk}{k} f(kL) J_\mu^2(kR) \right) |I_\mu(\varphi_0)|^2$$

$$W_{\text{ex}}(\varphi_0) = \frac{1}{V_d} (-\pi) L C \ln \cos\varphi_0 = -\frac{\pi L C}{\pi R^2 L} \ln \cos\varphi_0 = -M_s^2 \left(\frac{R_0}{R}\right)^2 \ln \cos\varphi_0$$

$$\frac{1}{M_s^2} W^{bd}(\varphi_0) = -\left(\frac{R_0}{R}\right)^2 \ln \cos\varphi_0 + \frac{2}{\pi} \sum_{\mu=1}^{\infty} \left(\int_0^\infty \frac{dk}{k} f(kL) J_\mu^2(kR) \right) |I_\mu(\varphi_0)|^2$$

Prm $\varphi_0 \ll 1$ $\frac{1}{\sqrt{a+b\sin\varphi}} = \frac{1}{\sqrt{a}\sqrt{1+\frac{b}{a}\sin\varphi}} = \frac{1}{\sqrt{a}} \left[1 - \frac{b}{2a} \sin\varphi \right]$

$$I_\mu(\varphi_0) = \int_0^{2\pi} \cos\varphi e^{i\mu\varphi} \frac{1}{\sqrt{a}} \left[1 - \frac{b}{2a} \sin\varphi \right] = \frac{1}{\sqrt{a}} \int_0^{2\pi} \cos\varphi e^{i\mu\varphi} - \frac{1}{\sqrt{a}} \frac{b}{2a} \int_0^{2\pi} \cos\varphi \sin\varphi e^{i\mu\varphi}$$

date.

"Buckley" dat upu H=0

$$= \frac{1}{\sqrt{a}} \left[\pi \delta_{\mu,1} \right] - \frac{1}{\sqrt{a}} \frac{b}{2a} \left[\frac{i}{2} \pi \delta_{\mu,2} \right] = \frac{\pi}{\sqrt{a}} \delta_{\mu,1} - i \frac{b}{4a^{3/2}} \pi \delta_{\mu,2}$$

$$W_m(\varphi_0 \ll 1) = \frac{2}{\pi} \sum_{\mu=1}^{\infty} \int \frac{dk}{k} f J_{\mu}^2 \left[\frac{\pi^2}{a} \delta_{\mu,1} + \frac{b^2}{16a^3} \pi^2 \delta_{\mu,2} \right] =$$

$$= \frac{2\pi}{a} \int \frac{dk}{k} f J_1^2(kR) + \frac{\pi}{8} \frac{b^2}{a^3} \int \frac{dk}{k} f J_2^2(kR), \quad \begin{cases} a(\varphi_0) = 1 + \sin^2 \varphi_0 \\ b(\varphi_0) = 2 \sin \varphi_0 \end{cases}$$

при малом φ_0 $\frac{b}{a} = \frac{2 \sin \varphi_0}{1 + \sin^2 \varphi_0}$ т.е. $\frac{b}{a} \approx 2 \sin \varphi_0$ (линейно).

В малом $\sin \varphi_0$ мы можем считать $W_m(\varphi_0) \approx \varphi_0$ не забывая.

$$W_m(\varphi_0) = 2\pi \int \frac{dk}{k} f(kL) J_1^2(kR) + O(\varphi_0^2)$$

$$-\ln \cos \varphi_0 = -\ln \left[1 - \frac{1}{2} \varphi_0^2 \right] = \left(\frac{1}{2} \right) \varphi_0^2$$

$$W(\varphi_0) = W(0) + [\dots] \varphi_0^2 + \dots \quad \text{— выхожу на разном. Показываю что } \varphi_0^2$$

$$\frac{1}{(1+x)^{1/2}} = 1 - \frac{1}{2}x + \frac{3}{8}x^2 + O(x^3) \Rightarrow \frac{1}{\sqrt{1+b \sin^2 \varphi}} = \frac{1}{\sqrt{a}} \left[1 - \frac{b}{2a} \sin^2 \varphi + \frac{3}{8} \frac{b^2}{a^2} \sin^4 \varphi \dots \right]$$

$$= \frac{1}{\sqrt{a}} - \frac{1}{2} \frac{b}{a} \sin^2 \varphi + \frac{3}{8} \frac{b^2}{a^2} \sin^4 \varphi + O(\varphi_0^3)$$

$$\int_0^{2\pi} \cos \varphi e^{i\mu\varphi} \sin^2 \varphi = \frac{1}{2} \int d\varphi \cos \varphi [1 - \cos 2\varphi] e^{i\mu\varphi} = \frac{\pi}{2} \delta_{\mu,1} - \frac{1}{2} \int d\varphi \cos \varphi \cos 2\varphi e^{i\mu\varphi} =$$

$$= \frac{\pi}{2} \delta_{\mu,1} - \frac{1}{2} \int_0^{2\pi} d\varphi e^{i\mu\varphi} \frac{1}{2} [\cos \varphi + \cos 3\varphi] = \frac{\pi}{2} \delta_{\mu,1} - \frac{1}{4} [\pi \delta_{\mu,1} + \pi \delta_{\mu,3}] = \frac{\pi}{4} \delta_{\mu,1} - \frac{\pi}{4} \delta_{\mu,3}$$

$$I_{\mu}(\varphi_0) = \int d\varphi \cos \varphi e^{i\mu\varphi} \left[\frac{1}{\sqrt{a}} - \frac{b}{2} \sin^2 \varphi + \frac{3}{8} b^2 \sin^4 \varphi \right] = \frac{1}{\sqrt{a}} \pi \delta_{\mu,1} -$$

$$- \frac{b}{2} \left[\frac{i}{2} \pi \delta_{\mu,2} \right] + \frac{3}{8} b^2 \frac{\pi}{4} [\delta_{\mu,1} - \delta_{\mu,3}] = \pi \left[\frac{1}{\sqrt{a}} + \frac{3}{32} b^2 \right] \delta_{\mu,1} - \pi \frac{3b^2}{32} \delta_{\mu,3} -$$

$$- i \pi \frac{b}{4} \delta_{\mu,2}$$

$$|I_{\mu}(\varphi_0)|^2 = [Re I_{\mu}]^2 + [Im I_{\mu}]^2 = \pi^2 \left[\frac{1}{\sqrt{a}} + \frac{3}{32} b^2 \right]^2 \delta_{\mu,1}^2 + \pi^2 \frac{b^2}{16} \delta_{\mu,2}^2 = \pi^2 \left[\frac{1}{a} + \frac{3}{16} \frac{b^2}{a} + \frac{9}{(32)^2} b^4 \right] \delta_{\mu,1}^2 + \pi^2 \frac{b^2}{16} \delta_{\mu,2}^2$$

$$W_m(\varphi_0 \ll 1) = \frac{2}{\pi} \sum_{\mu=1}^{\infty} \int \frac{dk}{k} f J_{\mu}^2 \left[\pi^2 \left(\frac{1}{a} + \frac{3}{16} \frac{b^2}{a} + \frac{9}{(32)^2} b^4 \right) \delta_{\mu,1}^2 + \pi^2 \frac{b^2}{16} \delta_{\mu,2}^2 \right] =$$

$$= 2\pi \left(\frac{1}{a} + \frac{3}{16} \frac{b^2}{a} + \frac{9}{(32)^2} b^4 \right) \int \frac{dk}{k} f J_1^2 + 2\pi \frac{b^2}{16} \int \frac{dk}{k} f J_2^2 =$$

$$= 2\pi \left(\frac{1}{a} + \frac{3}{16} b^2 \right) \int \frac{dk}{k} f(kL) J_1^2(kR) + 2\pi \frac{b^2}{16} \int \frac{dk}{k} f(kL) J_2^2(kR) =$$

$$= \left| \frac{1}{a} = \frac{1}{1 + \sin^2 \varphi_0} = 1 - \sin^2 \varphi_0 \approx 1 - \varphi_0^2, \quad b^2 = 4 \sin^2 \varphi_0 = 4 \varphi_0^2 \right| =$$

$$= 2\pi \left(1 - \varphi_0^2 + \frac{3}{16} \cdot 4 \varphi_0^2 \right) \int \frac{dk}{k} f J_1^2 + 2\pi \frac{\varphi_0^2}{4} \int \frac{dk}{k} f J_2^2 =$$

$$= W_m(\varphi_0=0) + \varphi_0^2 \left[-\frac{1}{4} \int \frac{dk}{k} f J_1^2 + \frac{1}{4} \int \frac{dk}{k} f J_2^2 \right] \cdot 2\pi =$$

$$= W_m(0) - \frac{\pi}{2} \left[\int \frac{dk}{k} f(kL) \{ J_1^2(kR) - J_2^2(kR) \} \right] \varphi_0^2$$

Date.

$$W_{\text{sd}}^{\text{sd}}(\varphi_0) = W(0) + \varphi_0^2 \left[\frac{1}{2} \left(\frac{R_0}{R} \right)^2 - \frac{\pi}{2} \int_0^{\frac{R}{R_0}} \frac{dk}{k} f(kL) [J_1^2(kR) - J_2^2(kR)] \right] =$$

$$= W(0) + \frac{1}{2} \varphi_0^2 \left[\left(\frac{R_0}{R} \right)^2 - \pi \int_0^{\frac{R}{R_0}} \frac{dt}{t} f(t) [J_1^2(t) - J_2^2(t)] \right], \text{ см. 3/1}$$

Рассуждение: $F(\beta) = \pi \int_0^{\frac{R}{R_0}} \frac{dt}{t} f(t) [J_1^2(t) - J_2^2(t)] > 0 (!)$ и поэтому $c\beta$.

Кривая L-R: $F(\beta) = \left(\frac{R_0}{R} \right)^2$ — linear curve, minimum $\Phi \Pi$ (note: $\varphi_0 = 0$ is a minimum)

S.d. $\rightarrow$ B.d. No resonance in "buckle" configuration c "vortex"?

$$I_{\text{sd}}(\varphi_0) = \int_0^{2\pi} d\varphi f(\varphi, \varphi_0) e^{i\mu\varphi} = \int_0^{2\pi} d\varphi f(\varphi, \varphi_0) \cos \mu\varphi + i \int_0^{2\pi} d\varphi f(\varphi, \varphi_0) \sin \mu\varphi =$$

$$= \text{Re } I_{\mu} + i \text{Im } I_{\mu}$$

Итак, $R_{c1}(\beta)$ где $\Phi \Pi$ sd-bd ка curve $F(\beta) = (R_0/R)^2$

R_{c1} — порождает граничные условия $\varphi_0 = 0$

β	0,04	0,05	0,08	0,1	0,2	0,3	0,5	1	
sd-bd R_{c1}	8,65	7,79	6,13	5,49	3,91	3,22	2,54	1,91	Single - buckle
sd-bd R_{c0}	4,45	4,47	3,59	3,25	2,40	2,03	1,66	1,30	Single - vortex

$R_{c1}(\beta)$ где sd $\rightarrow$ bd $\Phi \Pi$ упер Grenze $R_{c1}(\beta)$ sd-v.d. at $2\pi/\pi$

T.e. B.d. — page невысужден, сбалансирован с S.d. в осевом R, L, etc. где v.d. — page unlos монотонно W. &

$R > R_{c1}$ — граничные на кривые min $W(\varphi_0)$ не упер $\varphi_0 = 0$. (hom. dot)

У buckle — где W_{sd} монотонно "vortex", но W_{m} zero domain W_{m} .



$$l = \frac{R}{\sin \varphi_0}, \sin \varphi_0 = \frac{R}{l}, \sin \varphi_0^{\text{max}} = \frac{R}{R+b} \neq 1 \text{ если } b/R \text{ конечно (} \frac{b}{R} \ll 1 \text{)}$$

$$\cos \varphi_0^{\text{max}} = \sqrt{1 - \frac{R^2}{(R+b)^2}} = \sqrt{1 - \frac{1}{(1+b/R)^2}} \approx \sqrt{1 - [1 - 2\frac{b}{R}]} \approx \sqrt{\frac{2b}{R}} \text{ (Klein)}$$

$$\Pi_{\mu} \beta \rightarrow 0: W^{\text{sd}}(\beta) = W_{\text{m}}^{\text{sd}}(\beta) \rightarrow 0$$

$$W^{\text{bd}}(\beta) = -\left(\frac{R_0}{R} \right)^2 \ln \cos \varphi_0 + W_{\text{m}}^{\text{bd}}(\beta), W_{\text{m}}^{\text{bd}}(\beta) \rightarrow 0$$

$W_{\text{m}}^{\text{vz}}(\beta) \rightarrow \text{const}$, т.е. $\tilde{M}$ — где vortex core

$$W^{\text{vd}}(\beta) = \left(\frac{R_0}{R} \right)^2 \left[2 - \ln \frac{b}{R} \right] + \text{const} > 0 \text{ и граница sd-bd } > W^{\text{sd}} \text{ unlos}$$

$$W_{\text{m}}^{\text{vz}}(\beta) = \frac{4\pi}{\beta} x^3 [g(0) - g(\frac{\beta}{2x})] = \frac{4\pi}{\beta} x^3 \int_0^{\frac{\beta}{2x}} dt [1 - e^{-t\frac{\beta}{2x}}] I^2(t) \approx |x = \frac{\beta}{2}| =$$

$$\approx 4\pi x^2 \int_0^{\infty} dt t I^2(t) = 4\pi x^2 \int_0^1 dz z \frac{(1-z^2)}{(1+z^2)} \int_0^1 dz' z' \frac{(1-z'^2)}{(1+z'^2)} J_0(zt) J_0(z't) = \frac{1}{2} \int_0^1 dt t J_0(zt) J_0(zt) = \frac{1}{2}$$

Диаграмма $\Phi\Gamma$, угловое мо м.

date. 02. 04.

Задача: $\nabla \nabla \frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|} = -\frac{4\pi}{3} \delta(\vec{r} - \vec{r}') \hat{I} + \frac{1}{R^5} [3\vec{R}\vec{R} - R^2 \hat{I}]$,

где $\hat{I}$ - диагональ единичная, $\vec{R} = \vec{r} - \vec{r}'$. $\Phi\Gamma \hat{G}(\vec{r}, \vec{r}') = \nabla \nabla \frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|}$

$\text{Sp } \hat{G}(\vec{r}, \vec{r}') = -\frac{4\pi}{3} \delta(\vec{r} - \vec{r}') \text{Sp}(\hat{I}) + \frac{1}{R^5} \text{Sp}(3\vec{R}\vec{R} - R^2 \hat{I}) = -4\pi \delta(\vec{r} - \vec{r}')$

$\hat{I} = \hat{x}\hat{x} + \hat{y}\hat{y} + \hat{z}\hat{z}$. $\frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|} = \frac{1}{2\pi} \int d^2k \frac{1}{k} e^{-k|z-z'|} e^{i\vec{k}(\vec{\rho} - \vec{\rho}')}$

$\hat{G}(\vec{\rho}, \vec{\rho}') = \frac{1}{L} \int_0^L dz dz' \hat{G}(\vec{r}, \vec{r}')$, $g_{zz}(\vec{\rho}, \vec{\rho}') = \frac{2}{L} \left[\frac{1}{\sqrt{L^2 + (\vec{\rho} - \vec{\rho}')^2}} - \frac{1}{|\vec{\rho} - \vec{\rho}'|} \right]$

Вектор диаграмм. Вектор $\Phi\Gamma \hat{G}(\vec{r}, \vec{r}') = \nabla \nabla \frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|}$ находится только для угловых моментов разложения. Поэтому нужно свести к вектор. $\hat{G}(\vec{k})$

$\int d^2k \frac{1}{R^3} = \frac{1}{L} \int_0^L dz dz' \frac{1}{(\Delta^2 + (z-z')^2)^{3/2}} = \frac{1}{L} \frac{\partial}{\partial \Delta} \int_0^L dz dz' \frac{1}{\sqrt{\Delta^2 + (z-z')^2}} =$

$= -\frac{1}{L \Delta} \frac{\partial}{\partial \Delta} \int_0^L dz dz' \int_0^\infty dk e^{-k|z-z'|} J_0(k\Delta) = -\frac{2}{L \Delta} \frac{\partial}{\partial \Delta} \int_0^\infty \frac{dk}{k} f(kL) J_0(k\Delta) =$

$= +\frac{2}{L \Delta} \int_0^\infty dk f(kL) J_1(k\Delta) = \frac{2}{\Delta} \int_0^\infty dk J_1(k\Delta) \left[1 - \frac{1}{kL} (1 - e^{-kL}) \right] =$

$= \frac{2}{\Delta} \int_0^\infty dk J_1(k\Delta) - \frac{2}{\Delta L} \int_0^\infty dk \frac{J_1(k\Delta)}{k} + \frac{2}{\Delta L} \int_0^\infty dk e^{-kL} \frac{1}{k} J_1(k\Delta) = |\vec{\Delta} - \vec{\rho} - \vec{\rho}'| =$

$= \frac{2}{\Delta} \cdot 1 - \frac{2}{\Delta L} \cdot \frac{\Gamma(1/2)}{2 \Gamma(3/2)} + \frac{2}{\Delta L} \frac{[\sqrt{\Delta^2 + L^2} - L]}{\Delta} = \frac{2}{\Delta^2} + \frac{2}{\Delta^2 L} [\sqrt{\Delta^2 + L^2} - L] - \frac{2}{\Delta L} =$

$= \frac{2}{\Delta L} [\sqrt{\Delta^2 + L^2} - \Delta]$, $\vec{R} = \vec{r} - \vec{r}' = \vec{\rho} - \vec{\rho}' + \hat{z}(z-z') = \vec{\Delta} + \hat{z}(z-z')$

$\hat{G}(\vec{\rho}, \vec{\rho}') = \frac{1}{L} \int_0^L dz dz' \hat{G}(\vec{r}, \vec{r}') = \frac{1}{L} \int_0^L dz dz' \left[-\frac{4\pi}{3} \delta(\vec{r} - \vec{r}') \hat{I} + \frac{1}{R^5} (3\vec{R}\vec{R} - R^2 \hat{I}) \right] =$

$= -\frac{4\pi}{3} \delta(\vec{\rho} - \vec{\rho}') \hat{I} + \frac{1}{L} \int_0^L dz dz' \frac{1}{[\Delta^2 + (z-z')^2]^{5/2}} \left[3\vec{\Delta}\vec{\Delta} + 3\hat{z}\hat{z}(z-z')^2 - (\Delta^2 + (z-z')^2) \hat{I} \right]$

$g_{zz}(\vec{\rho}, \vec{\rho}') = -\frac{4\pi}{3} \delta(\vec{\rho} - \vec{\rho}') + \frac{1}{L} \int_0^L dz dz' \frac{1}{[\Delta^2 + (z-z')^2]^{5/2}} \left[3(z-z')^2 - (\Delta^2 + (z-z')^2) \right]$

Вектор диаграмм $\hat{G}(\vec{\rho}, \vec{\rho}') = -\frac{4\pi}{3} \delta(\vec{\rho} - \vec{\rho}') (\hat{x}\hat{x} + \hat{y}\hat{y}) + \frac{1}{L} \int_0^L dz dz' \frac{1}{[\Delta^2 + (z-z')^2]^{5/2}} \left[3\vec{\Delta}\vec{\Delta} - (\Delta^2 + (z-z')^2) (\hat{x}\hat{x} + \hat{y}\hat{y}) \right]$

$\frac{1}{L} \int_0^L dz dz' \frac{1}{[\Delta^2 + (z-z')^2]^{5/2}} = -\frac{1}{3\Delta L} \frac{\partial}{\partial \Delta} \int_0^L dz dz' \frac{1}{[\Delta^2 + (z-z')^2]^{3/2}} = -\frac{1}{3\Delta} \frac{\partial}{\partial \Delta} \left[\frac{2}{\Delta^2 L} [\sqrt{\Delta^2 + L^2} - \Delta] \right] =$

$= -\frac{2}{3\Delta L} \frac{\partial}{\partial \Delta} \left[\frac{1}{\Delta^2} \sqrt{\Delta^2 + L^2} - \frac{1}{\Delta} \right] = -\frac{2}{3\Delta L} \left[\frac{(-2)}{\Delta^3} \sqrt{\Delta^2 + L^2} + \frac{1}{\Delta^2} \frac{\Delta}{\sqrt{\Delta^2 + L^2}} + \frac{1}{\Delta^2} \right] =$

$= -\frac{2}{3L} \frac{1}{\Delta^2} \left[\frac{1}{\Delta} \left(1 + \frac{\Delta}{\sqrt{\Delta^2 + L^2}} \right) - \frac{2}{\Delta^2} \sqrt{\Delta^2 + L^2} \right] = -\frac{2}{3L} \frac{1}{\Delta^3} \left[1 + \frac{\Delta \sqrt{\Delta^2 + L^2}}{\Delta^2 + L^2} - \frac{2}{\Delta} \sqrt{\Delta^2 + L^2} \right] =$

$= -\frac{2}{3L} \frac{1}{\Delta^3} \left[\Delta - \sqrt{L^2 + \Delta^2} - \frac{L^2}{\sqrt{L^2 + \Delta^2}} \right]$, отсюда

Date. 03. 04.

$$Sp(\hat{I}) = 3, Sp(\hat{I}_p) = 2, Sp(\hat{R}\hat{R}) = R^2$$

$$\begin{aligned} \text{Hence, } \hat{g}(\vec{p}\vec{p}') &= -\frac{4\pi}{3} \delta(\vec{p}-\vec{p}') \hat{I}_p + 3\hat{\Delta}\hat{\Delta} \left(-\frac{2}{3L}\right) \frac{1}{\Delta^4} \left[\Delta - \sqrt{\Delta^2 + L^2} - \frac{L^2}{\sqrt{\Delta^2 + L^2}} \right] - \\ &- \hat{I}_p \frac{2}{\Delta^2 L} \left[\sqrt{\Delta^2 + L^2} - \Delta \right] = -\frac{4\pi}{3} \delta(\vec{p}-\vec{p}') \hat{I}_p - \frac{2}{L} \frac{\hat{\Delta}\hat{\Delta}}{\Delta^4} \left[\Delta - \sqrt{\Delta^2 + L^2} - \frac{L^2}{\sqrt{\Delta^2 + L^2}} \right] - \\ &- \hat{I}_p \frac{2}{L} \frac{1}{\Delta^2} \left[\sqrt{\Delta^2 + L^2} - \Delta \right] \\ Sp \hat{g}(\vec{p}\vec{p}') &= \frac{2}{L} \left[\frac{1}{\sqrt{\Delta^2 + L^2}} - \frac{1}{\Delta} \right] + Sp_{\text{Hilbert}} \hat{g}(\vec{p}\vec{p}') = \frac{2}{L} \left[\frac{1}{\sqrt{\Delta^2 + L^2}} - \frac{1}{\Delta} \right] - \frac{8\pi}{3} \delta(\vec{p}-\vec{p}') - \\ &- \frac{2}{L} \frac{1}{\Delta^2} \left[\Delta - \sqrt{\Delta^2 + L^2} - \frac{L^2}{\sqrt{\Delta^2 + L^2}} \right] - \frac{4}{L} \frac{1}{\Delta^2} \left[\sqrt{\Delta^2 + L^2} - \Delta \right] = -\frac{8\pi}{3} \delta(\vec{p}-\vec{p}') + \\ &+ \frac{2}{L\Delta^2} \left[\frac{\Delta^2}{\sqrt{L^2 + \Delta^2}} - \Delta - \Delta + \sqrt{\Delta^2 + L^2} - \frac{L^2}{\sqrt{\Delta^2 + L^2}} - 2\sqrt{\Delta^2 + L^2} + 2\Delta \right] = \\ &= -\frac{8\pi}{3} \delta(\vec{p}-\vec{p}') + \frac{2}{L\Delta^2 \sqrt{L^2 + \Delta^2}} \left[\Delta^2 + \Delta^2 + L^2 - L^2 - 2(\Delta^2 + L^2) \right] = \\ &= -\frac{8\pi}{3} \delta(\vec{p}-\vec{p}') - \frac{4L}{\Delta^2 \sqrt{\Delta^2 + L^2}} - ? \text{ guess } = -4\pi \delta(\vec{p}-\vec{p}'), \text{ naive} \\ &\text{answer.} \end{aligned}$$

3/12 Homework assign reference to ex. APL - SRT handouts. Or check assign Shin u nora nepegenbano.

4/12 Rectang. dots - M(z, H) KIST Library.
 R.M. H. New, RWF Pease and RL White J. Vac. Sci. Techn. B12, 3196 (1994).
 Bzannogenisbue garob hor. E-beam lithog.
 Moxifurcar. $\approx 0.1 \mu\text{m}$ rectangular dots of Co ($L=20\text{nm}$ near)
 Consider. too the ultimate theoretical storage density of
 Such medium would be determined only by the super-
 paramagnetic limit on the sizes of single-domain
 particles ($\sim 100 \text{ \AA}$).

Each bit of information is stored in a single domain magnetic particle.

+ (2) R.M.H. New, RWF Pease, RL White -11- B13, 1089 (1995).
 Arrays of Co-nanopics. ($0.2-0.4 \mu\text{m}$, $L=20\text{nm}$) garob.

M(H) array of cobaltnanogenesb. garob. Rectangular garob u
 neegnofoognoe coos. M(H) u qdby narex, Eob anayafpennu
 M(H) upu H H garob u neegnofoognoe u neegnofoognoe. garob.
 $L=0.4 \mu\text{m}$, $w=0.2 \mu\text{m}$, $d \approx 1 \mu\text{m}$, $\mu_0 M_s \approx 1000 \text{ oe}$
 E-beam lithography technique. $\mu_0 M_s \approx 1000 \text{ oe}$
 $\rightarrow$ T.e. garob upennu, neegnofoognoe u neegnofoognoe

Vortex - dot в своем внеш поле
(может "местных" вихрей)

Date.

- ② J. Smyth, S. Schultz, D.R. Freshkin, D.P. Kern, S.A. Rehtan
H. Schmid, M. Cali and T.R. Koehler. JAP 69, 5262 (1990).

array of FeNi 0,1-5 μm thickness. Dot size $\approx$ wavelength.
parameters $w = 0,18 \mu\text{m}$, $l = 1,47 \mu\text{m}$, $L = 0,05 \mu\text{m}$.

...расшир. на взаимод. с ... $\ell_{ex} = \sqrt{\frac{A}{M_s}} = 12,5 \text{ nm}$

From: M(H) v/v paymax l/w.
 The $w < 0.3 \mu\text{m}$ replacement, the domain wall nucleation and motion, a "vortex" nucleation and motion.

- ① D.K. Fredkin, T.R. Koehler, J.F. Smyth and S. Schultze.
JAP 69, 5276 (1991): $M(\vec{r})$ B wave $H \parallel u \perp$ gem. ocm rect. gra.
($H = 8$)

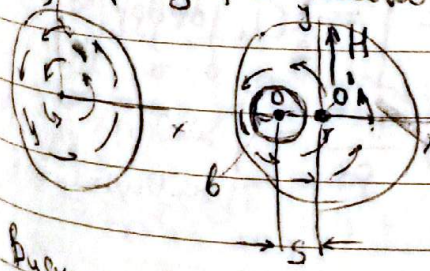
- 5) R.D. Gomez, M.C. Shih, R.M.H. New et al. JAP 80 342 (1996)
Regn. array of nanocrystall. rectangular $0,2 \times 0,4 \times 0,02 \mu m$
с-греб. МРМ, М(Н) — газы незначительного влияния.

непосредственно через SRT-каналы в АПЛ

4-5/17

 "Promerale Vortex" в изомп. поле, численности 5/10

массово-высоте, т.е. высь при $H > 0$, $H/M_s \ll 1$ не имеет
договоренности, а только увеличивается и не...



а) Core, радиусом в сечениях втулки
горя и не касающаяся ее края $p = R$
б) $H \parallel O_y$ и смещение центра втулки $\parallel O_x$
и равно $5''$

Видимо с и в надо рассматривать как варианты написания.

0 - сущ., существительное с неопределенным значением ("люди")

0' - сущ., существительное с определенным значением ("люди")

01 - ... с центром в центре "vortex" } как у геле buckles
... с центром в центре газа } 30-31/III "

$(x-s)^2 + (y)^2 = R^2$, $\rho^2 + s^2 - 2\rho s \cos \varphi = R^2$

$$W_{\pm} = \frac{C}{2} \int d^3\vec{r} (m\psi)^2 = \frac{1}{C} \int d^3\vec{r} \frac{1}{2} = \frac{1}{C} \int d\phi \frac{d\rho}{d\phi} = \frac{1}{C} \int d\phi \rho_{\pm}(\phi)$$

Date.

C. 10.11.20 (5/R)²

$$\ln \frac{R+p(\varphi)}{R-p(\varphi)} = \ln \frac{R \cos \varphi + R \sqrt{1 - \frac{s^2}{R^2} \sin^2 \varphi}}{R \cos \varphi - R \sqrt{1 - \frac{s^2}{R^2} \sin^2 \varphi}} = \left(\frac{s}{R} \rightarrow s \right) = \ln \frac{u - \frac{s^2}{2} \sin^2 \varphi}{u + \frac{s^2}{2} \sin^2 \varphi} = \ln \frac{u - \frac{s^2}{2} \sin^2 \varphi}{u + \frac{s^2}{2} \sin^2 \varphi}$$

$$= \ln \left[1 - \frac{s^2}{2u} \sin^2 \varphi \right]^2 = 2 \ln \left[1 - \frac{s^2}{2u} \sin^2 \varphi \right] \approx -\frac{s^2}{u} \sin^2 \varphi = -s^2 \sin^2 \varphi$$

$$\ln \frac{R+p(\varphi)}{R-p(\varphi)} = \ln \left[\frac{1 + \cos \varphi - \frac{s^2}{2} \sin^2 \varphi}{-1 + \cos \varphi + \frac{s^2}{2} \sin^2 \varphi} \right] - \text{maxo, u/ regentur } \left\{ \frac{p_1(\varphi)}{p_2(\varphi)} \right\} - \text{no depende}$$

Do que resulta para o caso $s=0$ ou $s \ll R$ temos $\frac{p_1(\varphi)}{p_2(\varphi)} = \frac{R+p(\varphi)}{R-p(\varphi)}$ no "vortex" $\varphi \in [\frac{\pi}{2} - \varphi_0, \frac{\pi}{2} + \varphi_0]$

Temos que $p^2 + s^2 - 2ps \cos \varphi \leq R^2$, no $p \geq 0$, t.e. $(p \geq b)$

$$\rightarrow W_{ex} = \frac{1}{2} CL \int_0^{2\pi} \int_b^{p_1(\varphi)} \frac{dp}{p} = \frac{1}{2} CL \int_0^{2\pi} d\varphi \ln \left[\frac{1}{b} (s \cos \varphi + R \sqrt{1 - \frac{s^2}{R^2} \sin^2 \varphi}) \right]$$

- a seguir me do no caso com. dependente. Como no 30/11/20

$$\text{Então: } \left(\frac{\partial \varphi}{\partial p} \right)^2 + \left(\frac{\partial \theta}{\partial p} \right)^2 = \left| \frac{m_\varphi = \sin \theta}{m_\theta = \cos \theta} \right| = \cos^2 \theta \left(\frac{d\theta}{dp} \right)^2 + \sin^2 \theta \left(\frac{d\varphi}{dp} \right)^2 = \frac{1}{b^2}$$

$$W_{ex} = \frac{1}{2} CL \int_0^{2\pi} \int_b^{p_1(\varphi)} \left(\frac{d\theta}{dp} \right)^2 = \left| \theta(p) = 2 \arctg \frac{p}{b} \right| = \left| \theta'_p = 2 \frac{1}{1 + \frac{p^2}{b^2}} \frac{1}{b} = \frac{2b}{b^2 + p^2} \right| =$$

$$= \frac{1}{2} CL \int_0^{2\pi} \int_b^{p_1(\varphi)} \frac{4b^2}{(b^2 + p^2)^2} = \frac{1}{2} CL \cdot 2\pi \cdot 4b^2 \frac{1}{4b^2} = \pi CL$$

$$\int_0^{2\pi} \int_b^{p_1(\varphi)} \left(\frac{d\theta}{dp} \right)^2 = 4b^2 \int_0^{2\pi} \int_b^{p_1(\varphi)} \frac{1}{(b^2 + p^2)^2} = \left| p^2 = u \right| = 4b^2 \frac{1}{2} \int_0^{2\pi} \frac{1}{(b^2 + u)^2} = 2b^2 \left(-\frac{1}{b^2 + u} \right) \Big|_b^{p_1(\varphi)} = 1$$

$$\rightarrow \text{Portanto } W_{ex} = \frac{1}{2} CL \int_0^{2\pi} \int_b^{p_1(\varphi)} \left[\left(\frac{d\theta}{dp} \right)^2 + \frac{\sin^2 \theta}{p^2} \right] = \frac{1}{2} CL \int_0^{2\pi} \int_b^{p_1(\varphi)} \left(\frac{d\theta}{dp} \right)^2 + \frac{1}{2} CL \int_0^{2\pi} \int_b^{p_1(\varphi)} \frac{\sin^2 \theta(p)}{p^2} + \frac{1}{2} CL \int_0^{2\pi} \int_b^{p_1(\varphi)} \frac{1}{p^2} = \left| \sin \theta(p) = \frac{2bp}{b^2 + p^2}, p \leq b \right|$$

$$= 2\pi CL + \frac{1}{2} CL \int_0^{2\pi} \ln \frac{R+p(\varphi)}{b}$$

$$W_{ex}(s, b) = 2\pi CL + \frac{1}{2} CL \int_0^{2\pi} \ln \left[\frac{s}{b} \cos \varphi + \frac{R}{b} \sqrt{1 - \frac{s^2}{R^2} \sin^2 \varphi} \right]$$

$$\text{Quando } s=0 \text{ (buraco furo): } W_{ex}(0, b) = 2\pi CL - \pi CL \ln \frac{b}{R} = \frac{1}{2} \left[2 - \ln \frac{b}{R} \right] C R^2$$

$$\left[\dots \right] = \frac{s}{b} \cos \varphi + \frac{1}{b} \sqrt{1 - \frac{s^2}{R^2} \sin^2 \varphi} = \frac{s}{b} \cos \varphi + \frac{1}{b} \left(1 - \frac{s^2}{2R^2} \sin^2 \varphi \right) =$$

$$= \frac{1}{b} + \frac{s \cos \varphi}{b} - \frac{s^2}{2b} \sin^2 \varphi, \ln \left[1 + s \cos \varphi - \frac{s^2}{2} \sin^2 \varphi \right] = \ln(1+x) = x - \frac{x^2}{2} + \dots$$

$$= s \cos \varphi - \frac{s^2}{2} \sin^2 \varphi - \frac{1}{2} \left(s \cos \varphi - \frac{s^2}{2} \sin^2 \varphi \right)^2 = s \cos \varphi - \frac{s^2}{2} + O(s^3)$$

Magnetostatic energy "rigid" vortex

date. 07.04.

$$\int_0^{2\pi} d\varphi \ln \left[\frac{s}{b} \cos \varphi + \frac{1}{b} \sqrt{1 - s^2 \sin^2 \varphi} \right] = \int_0^{2\pi} d\varphi \left[-\ln b + s \cos \varphi - \frac{s^2}{2} \right] =$$

$$= -2\pi \ln(b) - \pi s^2$$

$$W_{ex}(s, b) = 2\pi c L + \frac{1}{2} c L \left[-2\pi \ln b - \pi s^2 \right]$$

$$W_{ex}(s, b) = 2 \left(\frac{C}{R^2} \right) + (-1) \left(\frac{C}{R^2} \right) \left[\ln b + \frac{1}{2} s^2 \right] = \left(\frac{R_0}{R} \right)^2 \left[2 - \ln b - \frac{1}{2} s^2 \right]$$

for b, s & eq. R. S -cylinder with radius R . x', y' - coord. of vortex core.

$$\vec{M} = M_s \begin{pmatrix} \sin \varphi \\ \cos \varphi \end{pmatrix} = M_s \begin{pmatrix} \frac{y}{\rho} \\ \frac{x}{\rho} \end{pmatrix} = M_s \begin{pmatrix} \frac{y'}{\sqrt{(x'+s)^2 + y'^2}} \\ \frac{x'}{\sqrt{(x'+s)^2 + y'^2}} \end{pmatrix}$$

$$M_x n_{x'} + M_y n_{y'} = -M_s \frac{\rho' \sin \varphi'}{\sqrt{(\dots)}} \cos \varphi' + M_s \frac{(\rho' \cos \varphi' + s)}{\sqrt{(\dots)}} \sin \varphi' =$$

$$= +M_s \frac{s \sin \varphi'}{\sqrt{\rho'^2 + 2s\rho' \cos \varphi' + s^2}}$$

$$\varphi_m(\vec{r}) = \int_{S_{\text{core}}} dS' \frac{(\vec{M} \cdot \vec{n}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|} + \int_{S_{\text{surface}}} dS' \frac{(\vec{M} \cdot \vec{n}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|} = \varphi_m^{\delta}(\vec{r}) + \varphi_m^T(\vec{r})$$

$$\int_{S_{\text{core}}} dS' \frac{(\vec{M} \cdot \vec{n}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|} = \int_{S_{\text{core}}} dS' \frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|} \frac{M_s s \sin \varphi'}{\sqrt{(\dots)}} = M_s \int_0^{2\pi} d\varphi' \int_0^L dz' \frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|} \frac{s \sin \varphi'}{\sqrt{R^2 + s^2 + 2sR \cos \varphi'}}$$

$$W_m \sim \int_{S_{\text{core}}} dS \varphi_m(\vec{r}) \partial(\vec{r}) = \int_{S_{\text{core}}} dS \varphi_m(\vec{r}) \partial_{\text{core}}(\vec{r}) + \int_{S_{\text{surface}}} dS \varphi_m(\vec{r}) \partial_{\text{surface}}(\vec{r}) =$$

$$= \int_{S_{\delta}} dS \partial_{\delta}(\vec{r}) [\varphi_m^{\delta}(\vec{r}) + \varphi_m^T(\vec{r})] + \int_{S_r} dS \partial_r(\vec{r}) [\varphi_m^{\delta}(\vec{r}) + \varphi_m^T(\vec{r})] =$$

$$= \int_{S_{\delta}} dS \partial_{\delta}(\vec{r}) \varphi_m^{\delta}(\vec{r}) + \int_{S_{\delta}} dS \partial_{\delta}(\vec{r}) \varphi_m^T(\vec{r}) + \int_{S_r} dS \partial_r(\vec{r}) \varphi_m^{\delta}(\vec{r}) + \int_{S_r} dS \partial_r(\vec{r}) \varphi_m^T(\vec{r})$$

$$W_m = \frac{1}{2} \oint dS \varphi_m(\vec{r}) \partial(\vec{r})$$

$$W_m^{\delta} = \frac{1}{2} \int_{S_{\delta}} dS \int_{S_{\delta}} dS' \frac{\partial(\vec{r}) \partial(\vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|} = \left| \partial_{\delta} = (\vec{M} \cdot \vec{n})_{\delta} = M_s \frac{s \sin \varphi}{\sqrt{R^2 + s^2 + 2sR \cos \varphi}} \right| = 7/14$$

$$= \frac{1}{2} M_s^2 s^2 R^2 \int dz d\varphi \int dz' d\varphi' \frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|} \frac{\sin \varphi}{\sqrt{R^2 + s^2 + 2sR \cos \varphi}} \frac{\sin \varphi'}{\sqrt{R^2 + s^2 + 2sR \cos \varphi'}} =$$

$$= \frac{1}{2} M_s^2 s^2 \int dz d\varphi \int dz' d\varphi' \sin \varphi \sin \varphi' \sum_k \int dk e^{-k|z-z'|} e^{i\mu(\varphi-\varphi')} J_{\mu}^2(kR)$$

Date.

$$I_\mu = \int_0^{2\pi} d\varphi e^{i\mu\varphi} \sin\varphi = \frac{1}{2i} \int_0^{2\pi} d\varphi (e^{i\varphi} - e^{-i\varphi}) e^{i\mu\varphi} = \int_0^{2\pi} d\varphi [\cos\mu\varphi + i\sin\mu\varphi] \sin\varphi =$$

$$= i \int_0^{2\pi} d\varphi \sin\mu\varphi \sin\varphi = i\pi(\delta_{\mu,1} - \delta_{\mu,-1})$$

$$\sum_\mu a_\mu \left(\int d\varphi \sin\varphi e^{i\mu\varphi} \right) \cdot \left(\int d\varphi' e^{-i\mu'\varphi'} \sin\varphi' \right) = \sum_\mu a_\mu \left| \int d\varphi \sin\varphi e^{i\mu\varphi} \right|^2 =$$

$$= \sum_\mu a_\mu |i\pi(\delta_{\mu,1} - \delta_{\mu,-1})|^2 = \pi^2 \sum_\mu a_\mu (\delta_{\mu,1} + \delta_{\mu,-1}) = \pi^2 (a_1 + a_{-1})$$

+ к. $\sum_\mu a_\mu \delta_{\mu,1} \delta_{\mu,-1} = 0$, $a_\mu = J_\mu^2(kR)$

$$W_m^\delta = \frac{1}{2} M_s^2 S^2 \int_0^L dz dz' \int dk e^{-k|z-z'|} \cdot 2\pi^2 J_1^2(kR) = 2\pi^2 M_s^2 S^2 L \int_0^L dz f(kL) J_1^2(kR)$$

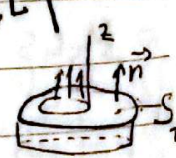
Посмотрим на eq. для газа $\frac{1}{V_d} W_m^\delta = \frac{2\pi^2 M_s^2 S^2 L}{\pi R^2 L} \int dk f(kL) = 2\pi M_s^2 \left(\frac{S}{R}\right)^2 \int \frac{dk}{k} f(kL)$

Омечая $M_s^2 \sim \frac{S}{R}$: $\frac{1}{V_d} W_m^\delta = 2\pi S^2 F(\beta)$, где $F(\beta) = \int \frac{dk}{k} f(\beta k) J_1^2(k) -$
 газ газ. паров. паров. газ.

Согл. 23/iii $\frac{1}{V_d} W_m^\tau = \frac{4\pi}{\beta} b^3 [g(0) - g(\beta/b)]$ - не забудем о S - численном члене
 на краях. Vortex core на краях газа.

$$W_m^{\tau\delta} = \frac{1}{2} \int_{S_\tau} dS \partial_\tau(\vec{r}) \varphi_m^\tau(\vec{r}) + \frac{1}{2} \int_{S_\tau} dS \partial_\tau(\vec{r}) \varphi_m^\delta(\vec{r}) = \int_{S_\tau} dS \partial_\tau(\vec{r}) \varphi_m^\tau(\vec{r}) =$$

$$= \int_{S_\tau} dS \partial_\tau(\vec{r}) \varphi_m^\delta(\vec{r}) = \int_{S_\tau} dS \partial_\tau(\vec{r}) \int_{S_\delta} dS' \frac{(\vec{M} \cdot \vec{n}')_\delta}{|\vec{r} - \vec{r}'|} = \left| \begin{matrix} \vec{r} \in S_\delta, \vec{r}' = R \\ \vec{r} \in S_\tau, z=0, L \end{matrix} \right| =$$

$$= \int_{S_\tau, z=0} dS \partial_\tau(\vec{r}) \int_{S_\delta} dS' \frac{\partial_\tau(\vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|} + \int_{S_\tau, z=L} dS \partial_\tau(\vec{r}) \int_{S_\delta} dS' \frac{\partial_\tau(\vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|}$$


$$\partial_\tau(\vec{r}') = (\vec{M} \cdot \vec{n}')_\tau = M_s \frac{b^2 - p^2}{b^2 + p^2}$$

в координ. системе O - с центром в центре буллы



$p^2 = x^2 + y^2 = (x' + s)^2 + y'^2 = p'^2 + s^2 + 2sp' \cos\varphi'$

в координ. системе газа. Поэтому $\partial_\tau(\vec{r}') = M_s \frac{b^2 - (p'^2 + 2sp' \cos\varphi' + s^2)}{b^2 + (p'^2 + 2sp' \cos\varphi' + s^2)}$

$$\int_{S_\tau, z=L} dS \partial_\tau(\vec{r}) \int_{S_\delta} dS' \frac{\partial_\tau(\vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|} = M_s^2 S \int_{z=L, p} d^2 p \left(\frac{b^2 - p^2}{b^2 + p^2} \right) \int_0^{2\pi} d\varphi' \frac{\sin\varphi'}{|\vec{r} - \vec{r}'| \sqrt{R^2 s^2 + 2Rs \cos\varphi'}}$$

Заметим $\vec{r}$ - в координ. системе O, $\vec{r}'$ в координ. системе газа O'

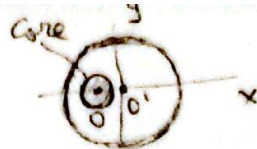
$$\frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|} = \sum_\mu \int dk e^{-k|z-z'|} J_\mu(k\rho) J_\mu(kR) e^{i\mu(\varphi-\varphi')} \quad (\rho=R)$$

$$\int_{S_\tau, z=L} dS \int_{S_\delta} dS' \frac{\partial_\tau(\vec{r}) \partial_\tau(\vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|} = M_s^2 S R \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{2\pi} d\varphi' \left(\frac{b^2 - p^2}{b^2 + p^2} \right) \int dz' \int d\varphi' \frac{\sin\varphi'}{\sqrt{R^2 s^2 + 2Rs \cos\varphi'}}$$

$$\times \sum_\mu \int dk e^{-k|z-z'|} J_\mu(k\rho) J_\mu(kR) e^{i\mu(\varphi-\varphi')} = \left| \int_0^{2\pi} d\varphi e^{i\mu\varphi} = 2\pi \delta_{\mu,0} \right| =$$

Zeeeman energy -

Date. "rigid" rotator



$$W_H = - \int d^3r' \vec{M}(\vec{r}') \cdot \vec{H} = \langle \vec{H} \cdot \vec{M} \rangle = -H \int d^3r' M_y(\vec{r}') = -H \int d^3r' M_s \frac{(x'+s)}{\sqrt{x'^2+s^2}}$$

$$= -H M_s \int d^3r' \int d\varphi \int d\varphi' M_s f(\varphi) \cos\varphi, \quad M_y(\vec{r}') = M_y(\vec{\rho}) = M_s f(\varphi) \cos\varphi, \quad f(\varphi) = \begin{cases} \frac{2\varphi}{(\varphi^2 + \varphi'^2)^{3/2}} & \varphi > \varphi' \\ 1 & \varphi < \varphi' \end{cases}$$

$$\int dS M_y = \int_{S_d} dS M_y + \int_{\text{bue core}} dS M_y$$

$$\int_{\text{core}} dS M_y = \int d\varphi \int d\varphi' M_s f(\varphi) \cos\varphi = 0, \quad \int_{\text{bue core}} dS M_y = \int_{S_d} dS M_y - \int_{\text{core}} dS M_y$$

$$\int_{\text{core}} dS M_y (f(\varphi)=1) = \int d\varphi \int d\varphi' M_s \cos\varphi = 0, \quad \int_{\text{bue core}} dS M_y (f(\varphi)=1) = \int d\varphi \int d\varphi' M_s \frac{(x'+s)}{\sqrt{x'^2+s^2}}$$

$$= M_s \int d\varphi \int d\varphi' \frac{(\rho' \cos\varphi' + s)}{\sqrt{\rho'^2 + s^2 + 2\rho's \cos\varphi'}} = M_s \int d\varphi \int d\varphi' (\rho \cos\varphi + s) \times$$

$$\times \frac{1}{\rho} \sum_{n=0}^{\infty} \left(\frac{s}{\rho}\right)^n P_n(-\cos\varphi) + M_s \int d\varphi \int d\varphi' (\rho \cos\varphi + s) \frac{1}{s} \sum_{\nu=0}^{\infty} \left(\frac{\rho}{s}\right)^{\nu} P_{\nu}(-\cos\varphi)$$

$$\cos\varphi = P_1(\cos\varphi), \quad 1 = P_0(\cos\varphi), \quad \int d\varphi (\dots). \quad P_n(-\cos\varphi) = (-1)^n P_n(\cos\varphi)$$

$$\int_{-\pi}^{\pi} d\varphi P_n(\cos\varphi) = \int_{-1}^1 dx P_n(x) = \left| \cos\varphi = x, -d\varphi \sin\varphi = dx \right| = ?$$

$$\int_{-\pi}^{\pi} d\varphi \cos\varphi P_n(\cos\varphi) = \frac{\pi}{2^{4m+1}} \binom{2m}{m} \binom{2(m+1)}{m+1}, \quad \text{even } n = 2m+1, \text{ "are 0"}$$

$$\int_{-\pi}^{\pi} d\varphi P_{2m}(\cos\varphi) = 2\pi \left[\binom{2m}{m} 2^{-2m} \right]^2, \quad \binom{p}{n} = \frac{p!}{n!(p-n)!}$$

$$\int_{-\pi}^{\pi} d\varphi \cos\varphi F(\cos\varphi) = \left| \sin\varphi = x \right| = - \int_{-\pi}^{\pi} d(\sin\varphi) F(\cos\varphi) = - \int_0^0 dx F(\sqrt{1-x^2}) = ?$$

$$\frac{1}{M_s} \int_{S_d} dS M_y = \int d\varphi \int d\varphi' (\rho \cos\varphi + s) \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n \left(\frac{s}{\rho}\right)^n P_n(\cos\varphi) + \int d\varphi \int d\varphi' (\rho \cos\varphi + s) \sum_{\nu=0}^{\infty} \left(\frac{\rho}{s}\right)^{\nu} (-1)^{\nu} P_{\nu}(\cos\varphi)$$

$$= \int d\varphi \int d\varphi' (-1) \frac{s}{\rho} - \text{need no, beca because no "n" terms remain because}$$

$$J(s, \rho) = \int_{-\pi}^{\pi} d\varphi' \frac{\cos\varphi'}{\sqrt{\rho'^2 + s^2 + 2\rho's \cos\varphi'}} = \left| \varphi' = \varphi + \pi \right| = - \int_{-\pi}^{\pi} d\varphi \frac{\cos\varphi}{\sqrt{\rho^2 + s^2 - 2\rho's \cos\varphi}} = -2 \int_0^{\pi} d\varphi \frac{\cos\varphi}{\sqrt{\rho^2 + s^2 - 2\rho's \cos\varphi}}$$

$$= -\frac{2}{s} \int_0^{\pi} d\varphi \frac{\cos\varphi}{\sqrt{1 + \left(\frac{s}{\rho}\right)^2 - 2\left(\frac{s}{\rho}\right) \cos\varphi}} = -\frac{2}{s} \frac{2}{\rho} \left[K\left(\frac{s}{\rho}\right) - E\left(\frac{s}{\rho}\right) \right] \quad \text{wfm } s/\rho < 1$$

$$\int_0^{\pi} d\varphi \frac{\cos\varphi}{\sqrt{\rho'^2 + s^2 + 2\rho's \cos\varphi'}} = -\frac{2}{s} \int_0^{\pi} d\varphi \frac{\cos\varphi}{\sqrt{\left(\frac{\rho}{s}\right)^2 + 1 - \left(\frac{\rho}{s}\right) \cos\varphi}} = -\frac{2}{s} \frac{2}{\rho/s} \left[K\left(\frac{\rho}{s}\right) - E\left(\frac{\rho}{s}\right) \right] \quad \text{wfm } \rho/s < 1$$

Date.

$$J(s, p') = -4 \left\{ \begin{array}{l} \frac{1}{s} [K(\frac{s}{p'}) - E(\frac{s}{p'})], \quad p' > s \\ \frac{1}{p'} [K(\frac{p'}{s}) - E(\frac{p'}{s})], \quad p' < s \end{array} \right\}$$

$$= 2 \int_0^\pi \frac{d\varphi'}{\sqrt{s'^2 + s^2 + 2s's \cos \varphi'}} = 4 \left\{ \begin{array}{l} \frac{1}{p'} K(\frac{s}{p'}), \quad p' > s \\ \frac{1}{s} K(\frac{p'}{s}), \quad p' < s \end{array} \right\}$$

$$\int_0^{2\pi} \frac{(s' \cos \varphi' + s)}{\sqrt{s'^2 + s^2 + 2s's \cos \varphi'}} d\varphi' = p' J(s, p') + s J_1(s, p') =$$

$$= -4 \left\{ \begin{array}{l} \frac{s'}{s} [K(\frac{s}{p'}) - E(\frac{s}{p'})], \quad p' > s \\ K(\frac{p'}{s}) - E(\frac{p'}{s}), \quad p' < s \end{array} \right\} + 4 \left\{ \begin{array}{l} \frac{s}{p'} K(\frac{s}{p'}), \quad p' > s \\ K(\frac{p'}{s}), \quad p' < s \end{array} \right\} =$$

$$= 4 \left\{ \begin{array}{l} (\frac{s}{p'} - \frac{p'}{s}) K(\frac{s}{p'}) + \frac{p'}{s} E(\frac{s}{p'}), \quad p' > s \\ E(\frac{p'}{s}), \quad p' < s \end{array} \right\}$$

$$\int_{s/R}^s dSM_y = \int_{s/R}^s dp \int_0^{2\pi} d\varphi \frac{(p \cos \varphi + s)}{\sqrt{p^2 + s^2 + 2sp \cos \varphi}} = \int_0^s dp \int_0^{2\pi} d\varphi E(\frac{p}{s}) + \int_{s/R}^R dp \int_0^{2\pi} d\varphi \times$$

$$\times \left[(\frac{s}{p} - \frac{p}{s}) K(\frac{s}{p}) + \frac{p}{s} E(\frac{s}{p}) \right] = \left| \frac{p}{s} = x \right| = 4s^2 \int_0^1 dx x E(x) +$$

$$+ 4s^2 \int_1^{R/s} dx x \left[(\frac{1}{x} - x) K(x) + x E(x) \right] + 4 \int_1^{s/R} (-1) s \frac{dy}{y^2} \frac{s}{y} \left[(y - \frac{1}{y}) K(y) + \frac{1}{y} E(y) \right]$$

$$= 4s^2 \int_0^1 dx x E(x) - 4s^2 \int_1^{s/R} \frac{dy}{y^3} \left[(y - \frac{1}{y}) K(y) + \frac{1}{y} E(y) \right] =$$

$$= 4s^2 \int_0^1 dx x E(x) + 4s^2 \int_{s/R}^1 \frac{dy}{y^3} \left[(y - \frac{1}{y}) K(y) + \frac{1}{y} E(y) \right] \quad \text{что генератор со 2-м членом?}$$

$$F(y) = \frac{1}{y^3} \left[(y - \frac{1}{y}) K(y) + \frac{1}{y} E(y) \right] = \frac{1}{y^4} \left[(y^2 - 1) K(y) + E(y) \right] =$$

$$= \frac{1}{y^4} \left[y^2 K(y) - y^2 D(y) \right] = \frac{1}{y^2} \left[K(y) - D(y) \right] = \frac{1}{y^2} \left[1 + \frac{1}{4} y^2 - \left(\frac{1}{2} + \frac{4}{3} \left(\frac{3}{8} \right)^2 y^2 \right) \right]$$

т.е. $F(y) = \frac{\pi}{4} \frac{1}{y^2}$ при $y \rightarrow 0$. Тогда с $F(y)$ номер не совпадает.

магнетонный момент при $s \rightarrow 0$.

Предположим $S \sim H$, тогда в W_H надо оставить только член $\sim S^2$.

$$K(\frac{s}{p}) = \frac{\pi}{2} \left[1 + \frac{1}{4} \frac{s^2}{p^2} + \dots \right] - \text{можно из-за разложения в ряд по } s$$

$$\text{и тогда в } \int dSM_y = \int_0^R dp \int_0^{2\pi} d\varphi \frac{p \cos \varphi}{\sqrt{p^2 + s^2 + 2sp \cos \varphi}} + s \int_0^R dp \int_0^{2\pi} d\varphi \frac{1}{\sqrt{p^2 + s^2 + 2sp \cos \varphi}}$$

Date.

$$= | \nabla \phi |_{\text{max}} = 0 \Rightarrow \int_0^L \int_0^{2\pi} \frac{1}{\rho} d\varphi ds = 2\pi R S = \text{const.}$$

Тогда $W_H = -HM_s L \cdot 2\pi R S = \frac{1}{V_d} W_H = \frac{1}{4\pi R^2 L} (-1) HM_s 2\pi R L S = -HM_s \frac{S}{R}$

и $\left(\frac{1}{M_s V_d} W_H = -2 \left(\frac{H}{M_s} \right) S \right), \quad H/M_s = h.$

$$W(s) = W_{ex}(s) + W_m(s) + W_H(s) = \left(\frac{R_0}{R} \right)^2 \left[2 - \ln b - \frac{1}{2} s^2 \right] + W_m^{vor}(s=0) + 2\pi F(\beta) s^2 - 2hs = W(s=0) - 2hs + s^2 \left[2\pi F(\beta) - \frac{1}{2} \left(\frac{R_0}{R} \right)^2 \right]$$

$W(s) = W(0) - 2hs + as^2, \quad \frac{\partial W}{\partial s} = -2h + 2as = 0, \quad \left(s_0 = \frac{1}{a} h \right)$

$a = 2\pi F(\beta) - \frac{1}{2} \left(\frac{R_0}{R} \right)^2 > 0$ гарантирует наличие экстремума на промежутке $0 \leq s \leq L$.

$2a(\beta, R) = 4\pi F(\beta) - \left(\frac{R_0}{R} \right)^2 = 4\pi F(\beta) - \beta^2 \left(\frac{R_0}{L} \right)^2, \quad \text{где } F(\beta) = R_0 \approx 1.8 \text{ nm}$

т.е. $a(\beta, R) > 0$ где $\beta \ll 1$ и $L \sim R_0$ — типичных размеров.

Тогда $\langle M_y \rangle = \frac{1}{M_s} \frac{1}{S_d} \int S_d M_y = \frac{1}{S_d} 2\pi R S = 2 \left(\frac{S}{R} \right) = 2S_0 = \frac{2}{a} \left(\frac{H}{M_s} \right)$

т.е. $\langle M_y \rangle \sim \frac{H}{M_s}$ — характерный масштаб $M(H) \sim H$ имеет в центре с экстр. Кривая $a(\beta, R) = 0$ есть в ФММ'94 это граница существования.

23/III было замечено $W^{vor}(isol) = \frac{4\pi\beta^3}{LR^2} [g(0) - g(\frac{1}{\beta})] + \left(\frac{R_0}{R} \right)^2 \left[2 - \ln \left(\frac{b}{R} \right) \right]$

И использован нормировку $\beta = L/R, \quad \chi = b/R$.

Нормировку как в ФММ'94 тогда $\xi = b/L$, найдем гр. где ξ .

$$W^{vor}(\xi) = \frac{4\pi \xi^3}{LR^2} [g(0) - g(\frac{1}{\xi})] + \left(\frac{R_0}{R} \right)^2 \left[2 - \ln \left(\xi \frac{L}{R} \right) \right]$$

$$W^{vor}(\xi) = \frac{L^2}{R^2} \left\{ 4\pi \xi^3 [g(0) - g(\frac{1}{\xi})] + \left(\frac{R_0}{L} \right)^2 \left[2 - \ln \left(\xi \frac{L}{R} \right) \right] \right\}$$

$$\frac{1}{\beta^2} \frac{\partial W^{vor}(\xi)}{\partial \xi} = \left\{ 4\pi \xi^3 [g(0) - g(\frac{1}{\xi})] \right\}'_{\xi} - \left(\frac{R_0}{L} \right)^2 \frac{1}{\xi} = 0,$$

т.е. видно, что $\xi_0 = \frac{b}{L}$ является решением от $\left(\frac{R_0}{L} \right)$.

$\left(\frac{b}{R} \right) = \frac{b}{L} \frac{L}{R} = \xi_0 \beta, \quad \text{т.е. } \frac{(b/R)}{\beta} = \xi_0 = \text{const}$ при L -пропорциональн.

а это не очень хорошо для. где параграф 27/III, где $(b/R)/\beta$ не есть константа, хотя 27/III permanece гр. $W^d(\beta) = W^{vor}(\beta, \frac{b}{R}, \frac{R}{L})$ с минимизацией W^{vor} по $(b/R) = \chi$, т.е. (b/R) тем на кривой. кривой $R(\beta)$.

note.

27/III Все же надо проверить, может ли быть

направление сдвиги $\vec{H}$ и $\vec{M}$ Editor'y.

8-9/12

One vortex - gas в поле $\vec{H} = H(\cos\varphi_H, \sin\varphi_H)$

9/12

$\langle \vec{M} \rangle$ - гиревый и Q_{AB} - квадрупольный момент

6-7/IV было рассмотрено направление поля $\vec{H} \parallel O_y$, т.е. $\varphi_H = \frac{\pi}{2}$.

Вектор смещения центра вихря $\vec{S} \perp \vec{H}$

$$\begin{cases} S_x = S \cos\varphi_s = S \cos(\varphi_H + \pi/2) = -S \sin\varphi_H \\ S_y = S \sin\varphi_s = S \sin(\varphi_H + \pi/2) = S \cos\varphi_H \end{cases}$$

На W_{ex} влияние произвольного φ_H не повлияет. Но $S = |\vec{S}|$ теперь

$$\begin{cases} y = y' + S_y \\ x = x' + S_x \end{cases}, \text{ где } \begin{cases} M_x = -M_s \frac{y}{p} \\ M_y = M_s \frac{x}{p} \end{cases} \quad \text{высв } \varphi_H \in [0, \pi/2] \text{ и вихрь смещается влево от нуля}$$

$$p^2 = x^2 + y^2 = (x' - S_x)^2 + (y' - S_y)^2 = x'^2 + y'^2 + S_x^2 + S_y^2 - 2S_x x' - 2S_y y'$$

$$p^2 = p'^2 + S^2 - 2\vec{S} \cdot \vec{p}' = p'^2 + S^2 - 2Sp' \cos(\varphi' - \varphi_s), \quad \varphi_s = \varphi_H + \pi/2$$

$$\begin{aligned} (\vec{M} \cdot \vec{n})_s &= M_x n_x + M_y n_y = -M_s \frac{(y' - S_y)}{p} \cos\varphi' + M_s \frac{(x' - S_x)}{p} \sin\varphi' = \left[\begin{matrix} y' = p' \sin\varphi' \\ x' = p' \cos\varphi' \end{matrix} \right] \\ &= \frac{M_s}{p} [S_y \cos\varphi' - S_x \sin\varphi'] = \frac{M_s}{p} S \sin(\varphi_s - \varphi') \end{aligned}$$

$$W_m^s = \frac{1}{2} \int_{S_s} \int_{S_s} dS dS' \frac{\partial(r) \partial(r')}{|r - r'|} = \frac{1}{2} M_s^2 S^2 R^2 \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi d\varphi' \frac{\sin(\varphi_s - \varphi) \sin(\varphi_s - \varphi')}{p(s, \varphi) p(s, \varphi') |r - r'|}$$

$$p(s, \varphi) = \sqrt{p'^2 + S^2 - 2Sp' \cos(\varphi' - \varphi_s)}, \text{ т.к. } S^2 \text{ уже есть, то с точн.}$$

$$p(s, \varphi) \sim S^2 \text{ в } W_m \quad p(s, \varphi) = p(s, \varphi') = p' = R \quad (\vec{r} \in S_s, \vec{r}' \in S_s)$$

$$W_m^s = \frac{1}{2} M_s^2 S^2 \int d\varphi d\varphi' \sin(\varphi_s - \varphi) \sin(\varphi_s - \varphi') \sum_k \int dk e^{-k|z - z'|} e^{i\mu(\varphi - \varphi')} J_2(k)$$

$$\int_0^{2\pi} d\varphi e^{i\mu\varphi} \sin(\varphi_s - \varphi) = \frac{1}{2i} \int_0^{2\pi} d\varphi e^{i\mu\varphi} [e^{i(\varphi_s - \varphi)} - e^{-i(\varphi_s - \varphi)}] =$$

$$= \frac{1}{2i} 2\pi [e^{i\varphi_s} \delta_{\mu,1} - e^{-i\varphi_s} \delta_{\mu,-1}] = \frac{\pi}{i} [e^{i\varphi_s} \delta_{\mu,1} - e^{-i\varphi_s} \delta_{\mu,-1}]$$

$$I_{\mu,1}^2 = \frac{\pi^2}{i^2} [e^{i\varphi_s} \delta_{\mu,1} - e^{-i\varphi_s} \delta_{\mu,-1}] \frac{\pi}{i} [e^{-i\varphi_s} \delta_{\mu,1} - e^{i\varphi_s} \delta_{\mu,-1}] =$$

$$= \pi^2 [\delta_{\mu,1} + \delta_{\mu,-1}] - \text{такой же результат как и для } \vec{H} \parallel O_y, \varphi_s = 0$$

$$\text{Поэтому } \frac{1}{V_d} W_m^s = 2\pi S^2 F(\beta) - \text{не зависит от } \mu \text{ и } \varphi_H.$$

$$W_H = - \int_{V_d} d\vec{r}' \vec{M}(\vec{r}') \cdot \vec{H} = - \int_{S_d} dS' \vec{M}(\vec{r}') \cdot \vec{H} \quad (\text{здесь } \vec{M}(\vec{r}') \text{ вне "core" вихря})$$

Date.

$$\vec{M}(\vec{s}', \varphi') \cdot \vec{H} = M_x H_x + M_y H_y = - \frac{(y' - s_y)}{s} M_s H \cos \varphi_H + \frac{(x' - s_x)}{s} M_s H \sin \varphi_H =$$

$$= \frac{1}{s(s, \varphi')} M_s H \left[-(p' \sin \varphi' - s \cos \varphi_H) \cos \varphi_H - (p' \cos \varphi' + s \sin \varphi_H) \sin \varphi_H \right] =$$

$$= \frac{1}{s(s, \varphi')} M_s H \left[p' \sin(\varphi_H - \varphi') + s \right], \text{ так как } \varphi_H = \pi/2, \kappa \neq 1/R$$

$$W_H = -M_s H L \int_{(s)}^R dp' p' \int_0^{2\pi} d\varphi' \frac{[p' \sin(\varphi_H - \varphi') + s]}{\sqrt{p'^2 + s^2 - 2sp' \cos(\varphi' - \varphi_s)}}, \quad \varphi_s = \varphi_H + \pi/2$$

$\sin(\varphi_H - \varphi') = -\cos(\varphi_s - \varphi')$

$$\int_0^{2\pi} d\varphi' F(\cos(\varphi' - \varphi_s)) = \int_{-\varphi_s}^{2\pi - \varphi_s} d\varphi F(\cos \varphi) = \int_0^{2\pi} d\varphi F(\cos \varphi) \text{ так как } \varphi_s \text{ не зависит.}$$

$$W(\vec{s}) = W_{ex}(s) + W_m(s) + W_H(s) \quad \text{— значение } W \text{ от } |\vec{s}| \text{ где } W_{comp.} \text{ гора}$$

$$W_H(s) = -M_s H L \int_0^R dp p \int_0^{2\pi} d\varphi \frac{[s - p \cos \varphi]}{\sqrt{p^2 + s^2 - 2sp \cos \varphi}} \quad \text{— берем } \mu \text{ и } \varphi \text{ берем } \text{ так } \int_0^{2\pi} d\varphi \cos \varphi = 0$$

$$\frac{1}{\sqrt{p^2 + s^2 - 2sp \cos \varphi}} = \int_0^\infty dk J_0(k \sqrt{p^2 + s^2 - 2sp \cos \varphi}) = \int_0^\infty dk \sum_{\mu} e^{i\mu \varphi} J_\mu(kp) J_\mu(ks)$$

$(p'=s)(\varphi'=0)$

$$\int_0^R dp p \int_0^{2\pi} d\varphi \frac{1}{\sqrt{(\cdot)}} = \int_0^\infty dk \sum_{\mu} e^{i\mu \varphi} J_\mu(ks) \int_0^R dp p J_\mu(kp) = 2\pi \int_0^\infty dk J_0(ks) \int_0^R dp p J_0(kp)$$

$$= 2\pi R \int_0^\infty dk J_0(ks) \frac{1}{k} J_1(kR) = J_1$$

$$\int_0^R dp p^2 \int_0^{2\pi} d\varphi \cos \varphi \frac{1}{\sqrt{(\cdot)}} = \int_0^R dp p^2 \int_0^{2\pi} d\varphi \cos \varphi \sum_{\mu} e^{i\mu \varphi} \int_0^\infty dk J_\mu(kp) J_\mu(ks) =$$

$$= \left| \int_0^{2\pi} d\varphi \cos \varphi e^{i\mu \varphi} = \frac{1}{2} \int_0^{2\pi} d\varphi (e^{i\varphi} + e^{-i\varphi}) e^{i\mu \varphi} = \pi (\delta_{\mu,1} + \delta_{\mu,-1}) \right| =$$

$$= 2\pi \int_0^R dp p^2 \int_0^\infty dk J_1(kp) J_1(ks) = J_2 \text{ не так } W_{comp.} \text{ гора.}$$

$$J_1 = (2\pi R) \int_0^\infty \frac{dk}{k} J_0(ks) J_1(kR) = (\cdot) \int_0^\infty \frac{dk}{k} [J_0(ks) - 1] J_1(kR) +$$

$$+ \int_0^\infty \frac{dk}{k} J_1(kR) (\cdot) = (\cdot) \frac{(-s^2)}{4R} + (\cdot) \int_0^\infty \frac{dk}{k} J_1(kR) =$$

(6.533)

$$= 2\pi R \left[-\frac{s^2}{4R^2} + 2^{-1} \frac{\Gamma(1/2)}{\Gamma(3/2)} \right] = 2\pi R \left[\frac{1}{2} \frac{\Gamma(1/2)}{\Gamma(3/2)} - \frac{s^2}{4R^2} \right] = 2\pi R \left[1 - \frac{s^2}{4R^2} \right]$$

так как $\frac{\Gamma(1/2)}{\Gamma(3/2)} = 1$

$$W_H(s) = -M_s H L [s J_1 - J_2]$$

$$\int_0^R dp p^2 J_1(kp) = |kp=x| = + \frac{1}{k^3} \int_0^k dx x^2 J_1(x) = \left| \frac{d}{dx} x^2 J_1(x) = -\frac{d}{dx} J_0(x) \right| =$$

1 берем $\frac{d}{dx} J_2$

$\frac{d}{dx} J_1(x) = -J_0(x)$

note.

$$\frac{1}{k^3} \left[x^2 (-1) J_0(x) + 2 \int J_0(x) x dx \right]_0^{kR} = \frac{1}{k^3} \left[-x^2 J_0(x) + 2x J_1(x) \right]_0^{kR} =$$

$$= \frac{1}{k^3} \left[-k^2 R^2 J_0(kR) + 2kR J_1(kR) \right] = -\frac{R^2}{k} J_0(kR) + \frac{2R}{k^2} J_1(kR)$$

$$J_1(s) = 2\pi \int_0^R ds s^2 \int_0^\infty dk J_1(ks) J_1(kR) = 2\pi \int_0^\infty dk J_1(kR) \left[-\frac{R^2}{k} J_0(kR) + \frac{2R}{k^2} J_1(kR) \right] =$$

$$= -2\pi R^2 \int_0^\infty \frac{dk}{k} J_1(kR) J_0(kR) + 4\pi R \int_0^\infty dk J_1(kR) J_1(kR) =$$

$$= (-2\pi R^2) \int_0^\infty \frac{dk}{k} [J_0(kR) - 1 + 1] J_1(kR) + 4\pi R \frac{(R+s)}{\pi} \left[E\left(\frac{2i\sqrt{RS}}{R-s}\right) - K\left(\frac{2i\sqrt{RS}}{R-s}\right) \right] =$$

$$= (-2\pi R^2) \frac{(-s)}{4R} \left[1 - 2 \ln \frac{s}{R} \right] + (-2\pi R^2) \cdot 1 + 4R(R+s) \left[E(\cdot) - K(\cdot) \right]$$

$$= (-2\pi R^2) \left[1 - \frac{s}{4R} \left(1 - 2 \ln \frac{s}{R} \right) \right] + 4R(R+s) \left[E\left(\frac{2i\sqrt{RS}}{R-s}\right) - K\left(\frac{2i\sqrt{RS}}{R-s}\right) \right]$$

$$\lim_{s \rightarrow 0} E\left(\frac{2i\sqrt{RS}}{R-s}\right) - K\left(\frac{2i\sqrt{RS}}{R-s}\right) = \frac{\pi}{2} \left[1 - \frac{1}{4} (-1) \frac{4RS}{(R-s)^2} - \frac{3}{64} \frac{16R^2 S^2}{(R-s)^4} - \right.$$

$$\left. - \frac{1}{4} (-1) \frac{4RS}{(R-s)^2} - \frac{9}{64} \frac{16R^2 S^2}{(R-s)^4} + O(S^4) \right] = \frac{\pi}{2} \left[\frac{2RS}{(R-s)^2} + 3 \frac{R^2 S^2}{(R-s)^4} + O(S^4) \right]$$

$$= \frac{\pi}{2} \left[\frac{2RS}{1 - \frac{2s}{R}} \frac{1}{R^2} + 3S^2 \frac{1}{R^2} + O(S^4) \right] = \frac{\pi}{2R^2} \left[2RS \left(1 + \frac{2s}{R} \right) + 3S^2 + O(S^4) \right] =$$

$$= \frac{\pi}{2R^2} [2RS + 7S^2 + O(S^4)]$$

$$J_2(s) = (-2\pi R^2) \left[1 - \frac{s}{4R} \left(1 - 2 \ln \frac{s}{R} \right) \right] + 4R(R+s) \frac{\pi}{R} [s + O(S^2)] =$$

$$= (-2\pi R^2) \left[1 - \frac{s}{4R} \left(1 - 2 \ln \frac{s}{R} \right) \right] + 4\pi RS, \quad \text{поскольку } J_2(s=0) = 0$$

$$J_1(s) = \int_0^\infty \frac{dk}{k} J_1(ks) \sim \text{при } s \rightarrow 0 \text{ устр. } \rightarrow 0.$$

$$J_2(s) = 4\pi RS + \frac{\pi}{2} RS \left(1 - 2 \ln \frac{s}{R} \right) - 2\pi R^2 \int_0^\infty \frac{dk}{k} J_1(ks) + O(S^2)$$

$$\text{и второе забывает от } \int_0^\infty \frac{dk}{k} J_1(ks) \text{ при } s \rightarrow 0.$$

В общем случае, какое же ну давно $\vec{s}$ - радиусное в $H(\mathbb{R}^n)$,
 какое забывает равно от $|\vec{s}|$, H , а $\langle \vec{M} \rangle$, Q забывает от φ_H .
 Значение $W(s)$ по φ_H чисел при наименьшем годе в единицу
 За негорово нулевое. Coupling.

$$J_1(ks) = s \sum \frac{1}{n!} J_{n+1}(k) \left[\frac{1-s^2}{2} k \right]^n, \quad \text{при } s \rightarrow 0$$

Date. 10. 04.

Дип. момент



в направлении $\vec{H}$, $H/M_s \ll 1$

$\int_0^\infty \frac{dk}{k} J_1(ks) \sim s$, но влияние боровского газа $\int_0^\infty \frac{dk}{k} J_1(ks) = 1$?

$$\begin{cases} M_{x'}(\vec{p}') = -M_s \frac{(p' \sin \varphi' - s \cos \varphi_s)}{\sqrt{s'^2 + s^2 - 2p's \cos(\varphi' - \varphi_s)}} \\ M_{y'}(\vec{p}') = M_s \frac{(p' \cos \varphi' + s \sin \varphi_s)}{\sqrt{s'^2 + s^2 - 2p's \cos(\varphi' - \varphi_s)}} \end{cases}$$

компоненты $\vec{M}$ газа
вектор "core" в системе
коорд. $x'y'-O'$ и углов
в центре газа.
 $\varphi_s = \varphi_H + \pi/2$.

$\langle \vec{M} \rangle_{S_d} = \frac{1}{S_d} \int_{S_d} dS \vec{M}(p')$, т.к. в центре атома, симметрично
"core" вращается в $\langle \vec{M} \rangle_H$ не газ

$$\begin{cases} M_{x'} = M_s s \cos \varphi_H \frac{1}{\sqrt{(\cdot)}} + (-M_s) \frac{p' \sin \varphi'}{\sqrt{(\cdot)}} \\ M_{y'} = M_s s \sin \varphi_H \frac{1}{\sqrt{(\cdot)}} + M_s \frac{p' \cos \varphi'}{\sqrt{(\cdot)}} \end{cases}$$

Для вращений $\int dS(\cdot)$.
($\varphi_H \sim \varphi_1$).

Вращение $\sim J_2$ типа.

$$S_d \langle M_{x'} \rangle = M_s \int_0^R \int_0^{2\pi} p' dp' d\varphi' \left[\frac{s \cos \varphi_H}{\sqrt{(\cdot)}} - \frac{p' \sin \varphi'}{\sqrt{s'^2 + s^2 - 2p's \cos(\varphi' - \varphi_s)}} \right]$$

Момент вращения. Вращение $\int dS(\cdot)$ в системе координат $x'y'z$,
с центром O - в центре боровского газа (какая $W_{ex} \sim 6/\sqrt{x}$). Дл. волны.

Бор. поверхность. газа $p'^2 = x'^2 + y'^2 = R^2 \rightarrow (x+s_x)^2 + (y+s_y)^2 = R^2 \rightarrow |\vec{p}'| = |\vec{p} + \vec{s}|$
 $p^2 + 2ps \cos(\varphi - \varphi_s) + s^2 = R^2$, $p_+(\varphi) = -s \cos(\varphi - \varphi_s) + \sqrt{s^2 \cos^2(\varphi - \varphi_s) + R^2 - s^2}$

$S_d \langle M_y \rangle_{S_d} = +M_s \int_0^{2\pi} \int_0^{p_+(\varphi)} p p \frac{y}{p} dp d\varphi = +M_s \int_0^{2\pi} \int_0^{p_+(\varphi)} p p \cos \varphi dp d\varphi = +\frac{1}{2} M_s \int_0^{2\pi} \cos \varphi p_+^2(\varphi) d\varphi$
 $= +\frac{1}{2} M_s \int_0^{2\pi} \cos \varphi \left[R^2 - 2Rs \cos(\varphi - \varphi_s) + O(s^2) \right] d\varphi = -M_s R s \cos \varphi_s \cdot \pi = -\pi R s \cos \varphi_s M_s$
 $+ \int_0^{2\pi} [\cos \varphi \cos \varphi_s + \sin \varphi \sin \varphi_s] \cos \varphi d\varphi = -M_s R s \cos \varphi_s \cdot \pi = -\pi R s \cos \varphi_s M_s$

$S_d \langle M_x \rangle_{S_d} = -M_s \int_0^{2\pi} \int_0^{p_+(\varphi)} p p \frac{x}{p} dp d\varphi = -\frac{1}{2} M_s \int_0^{2\pi} \sin \varphi p_+^2(\varphi) d\varphi = -\frac{1}{2} M_s \int_0^{2\pi} \sin \varphi \times$
 $\times [R^2 - 2Rs (\cos \varphi \cos \varphi_s + \sin \varphi \sin \varphi_s) + O(s^2)] d\varphi = -\frac{1}{2} M_s (-2) R s \sin \varphi_s \pi = \pi R s \sin \varphi_s M_s$
 $\begin{cases} \langle M_x \rangle_{S_d} = \left(\frac{s}{R}\right) \sin \varphi_s M_s \\ \langle M_y \rangle_{S_d} = -\left(\frac{s}{R}\right) \cos \varphi_s M_s \end{cases}$
т.к. вращение. $\vec{M} = \vec{M}_s \vec{M}_y = 2\left(\frac{s}{R}\right) \sin \varphi_s$
направление $\langle M_y \rangle$ асим. направление $\frac{1}{2}$.

date. 11.04.

$$W_H = - \int d^3r \vec{M}(r) \vec{H} = -LH \int_{S_d} dS [M_x \cos \varphi_H + M_y \sin \varphi_H] =$$

$$-V_d H [\cos \varphi_H \langle M_x \rangle_{S_d} + \sin \varphi_H \langle M_y \rangle_{S_d}] = -V_d H M_s [S \sin \varphi_S \cos \varphi_H + S \cos \varphi_S \sin \varphi_H] = -V_d H M_s S [\sin(\varphi_S - \varphi_H)] = -V_d H M_s S$$

$W_H = -hS$ у от φ_H не зависит, не зависит. Тогда $S_0 = \frac{1}{2a}h$, $h = \frac{H}{M_s}$, $S \ll (\frac{2}{R})$.

$$a = 2\pi F(\beta) - \frac{1}{2} \left(\frac{R_0}{R} \right)^2$$

moment "vortex" газа в поле $\vec{H} = H(\cos \varphi_H, \sin \varphi_H) \rightarrow \begin{cases} \langle M_x \rangle_{S_d} = M_s S \cos \varphi_H \\ \langle M_y \rangle_{S_d} = M_s S \sin \varphi_H \end{cases}$

полюсу $\langle \vec{M} \rangle_{S_d} \parallel \vec{H}$, но $\perp \vec{S} = S(-\sin \varphi_H, \cos \varphi_H)$.

для газа $\langle \vec{M} \rangle_{S_d} = M_s S_0 \frac{\vec{H}}{H} = \frac{1}{2a} \vec{H}$ - момент "vortex" ($S_0 = \frac{1}{2a}$) 11/17

энергия упруг. газа $W(s_0) = W(0) - h s_0 + a s_0^2 =$

$$= W(0) - h \frac{h}{2a} + a \frac{h^2}{(2a)^2} = W(0) - \frac{h^2}{4a}, \quad h = H/M_s, \quad \chi = \frac{1}{2a}$$

для hom. газа $W^{hom}(h) = W^h(0) - \frac{\vec{H} \cdot \vec{M}_s}{M_s^2} = W^h(0) - h$

если $H=0$ "vortex" беззвезд hom. газа, то с ростом H hom. dot становится преобладающим. $\Delta \equiv W^h(0) - W^v(0) > 0$

при h поле "vortex" < hom. dot : $W^h(h) = W^v(h)$ газ обрывает ветвь.

$W^h(0) - h = W^v(0) - \frac{h^2}{4a}$, $\frac{h^2}{4a} - h + \Delta = 0$, $h_{1,2} = \frac{1}{2} [4a \pm \sqrt{(4a)^2 - 4\Delta \cdot 1}]$

$h_{1,2} = 2a \pm \sqrt{4a^2 - \Delta}$ (1) $\rightarrow h_{\pm} = 2a [1 \pm \sqrt{1 - \frac{\Delta}{4a^2}}]$

это означает что "nuc.", "annihil." - vortex не существует

если $h_{1,2} \ll 1$.

параметры Гольдмана $R=250 \text{ nm}$, $L=25 \text{ nm}$

параметры газа : $H_n = 120 \text{ J} (h_n = \frac{120}{800} = 0,15)$ и $h_{an} = 300 \text{ J} (h_{an} = \frac{300}{800} = 0,38)$.

$$2a(\beta, R) = 2a(0,1; 250 \text{ nm}) = 4\pi F(0,1) - \left(\frac{18 \text{ nm}}{250 \text{ nm}} \right)^2 = 0,768 - 5,2 \cdot 10^{-3} = 0,763$$

$W^h(0) = 2\pi F(\beta) = 2\pi F(0,1) = 0,384$ $(R_0/R)^2 = (18/250)^2 = 5,2 \cdot 10^{-3}$

$W^v(0) = \frac{4\pi}{\beta} b^3 [g(0) - g(\frac{\beta}{b})] + \left(\frac{R_0}{R} \right)^2 [2 - \ln b] = \left| \beta=0,1 \right|_{\text{no } b^3 \text{ минимиз.}} = 0,027$ (при $b=0,062$)

$\Delta = W^h(0) - W^v(0) = 0,384 - 0,027 = 0,357$

т.е. $2a = 0,763$, $\Delta = 0,357$, то газ $\begin{cases} h_+ = 1,320 \\ h_- = 0,207 \end{cases}$

аннигиляция, а $h_- = 0,207$ - газ не может существовать. annihilation $h_n = 0,15$ и annihilation $h_{an} = 0,38$ - газ не может существовать.

Дата. Зачем кандалити вихри

Q_{dp} - vortex gora

None pabnoeue shifted "vortex" u hom. dot (βH): $(h = 2a - \sqrt{4a^2 - \Delta^2}) =$

h_n - none nasepu ycrainubocu hom. pazur, a h_{an} - nonepu ycrainubocu "vortex"

$0 < h_n < h_{an}$ SW-vortex

A eim H - nepenennoe c pacrotoi w ?

30 cecb. $S = M_s H / \zeta$ коэф. нескоча "осциллятора", eim $W(s) = \frac{1}{2} \zeta s^2$ - nonepu. энергия

Dugna λ - pacrotoi кандалити "vortex" $\omega_0 = \sqrt{\zeta / m_v} = \delta \sqrt{\zeta} \beta$ paznep mtr. neogneyrognocny

$$\frac{S_0}{R} = \frac{1}{2a} \frac{H}{M_s}, S_0 = \frac{R}{2a M_s^2} (M_s H) \rightarrow \zeta = \frac{2a M_s^2}{R}$$

β - paznyca "core" (β - тошнота гора, cecb)

$$\omega_0 = \delta \sqrt{\frac{2a}{R} M_s^2 \beta} = \delta M_s \sqrt{2a \left(\frac{\beta}{R}\right)} \quad \frac{\omega_0}{2\pi} = \left(\frac{\delta}{2\pi}\right) M_s \sqrt{2a \left(\frac{\beta}{R}\right)} = 3 \text{ GHz} \cdot 0,8 \cdot 0,02 \sqrt{0,76 \cdot 0,02} \approx 3 \cdot 0,8 \cdot 0,22 \text{ GHz} \approx 0,53 \text{ GHz}$$

T.e. que "vortex" gora uz FeNi , $L=25 \text{ nm}$, $R=250 \text{ nm}$ Dugna $\left(\frac{\omega_0}{2\pi}\right) = 0,53 \text{ GHz}$ гора cecb. pacrotoi β a.c. none.

Dne d.c. none $M(H)$: $M_H = \frac{1}{2a} H$, t.e. $\gamma_0 = \frac{1}{2a} = \frac{1}{0,763} = 1,31$

γ nobosaga $M(100\%) = 0,2 M_s = 160 \text{ z}$, no cecb. $\gamma_0^{\text{max}} = \frac{160}{100} = 1,6 (!)$

 $Q_{dp} = \int_V d^3 \vec{r} \left[3M_x x_\beta + 3M_\beta x_\alpha - 2\delta_{dp} (\vec{M} \cdot \vec{r}) \right]$, $\vec{r}$ - cmm. гора gora neogneyrognocny

Ecce m $Q_{dp} \neq 0$ que "vortex" gora b cecam none?

Dne $\vec{M}$ ne zabucur ac z . $(\vec{M} \cdot \vec{r}) = \vec{M} \cdot \vec{\rho} + M_z z = -M_s \frac{y}{\rho} x + M_s \frac{x}{\rho} y = 0$. bne, cecb

Bonyrny "core": $(\vec{M} \cdot \vec{r}) = -M_s s(\rho) \frac{y}{\rho} x + M_s s(\rho) \frac{x}{\rho} y + M_z z = 0$ "o none (dzt.)

Ecce $\alpha = z$ u m $\beta = z$, to $Q_{dp} = 0$ uz z $\beta z z = 0$, no $Q_{zz} \neq 0$ Bonyrny

$$Q_{xx} = 3 \int_V d^3 \vec{r} M_x x = 6L \int_S dS M_x x = -6LM_s \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^R d\rho \rho \sin \varphi \rho \cos \varphi = -6LM_s \int_0^{2\pi} d\varphi \sin \varphi \cos \varphi \int_0^R \rho^2 d\rho = -2LM_s \int_0^{2\pi} d\varphi \sin \varphi \cos \varphi \left[\rho^3 \right]_0^R = 0 + O(s^2) \text{ - bne "core" u}$$

$$Q_{yy} = 6 \int_V d^3 \vec{r} M_y y = 6LM_s \int_S dS \rho \int_0^{2\pi} d\varphi \cos \varphi \rho \sin \varphi = 0 \text{ (t.k. } Q_{yy} = -Q_{xx})$$

$$Q_{xy} = Q_{yx} = 3 \int_V d^3 \vec{r} [M_x y + M_y x] = 3LM_s \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^R d\rho \rho [-\rho \sin^2 \varphi + \rho \cos^2 \varphi] = 3LM_s \int_0^{2\pi} d\varphi \cos 2\varphi \int_0^R \rho^2 d\rho = LM_s \int_0^{2\pi} d\varphi \cos 2\varphi \left[\rho^3 \right]_0^R = 0$$

Bonyrny "core" $Q_{xy} = 3LM_s \int_0^{2\pi} d\varphi \cos 2\varphi \int_0^R \rho^2 s(\rho) d\rho = 3LM_s \int_0^{2\pi} d\varphi \cos 2\varphi [F(R) - F(0)] = 0$

date. 13.04.

Ротор на магнетизм. Энергия
перемещенного "vortex" dots $\vec{H}$

интересный $\vec{H}$ "vortex" имеет $Q_{d\beta} = 0 + O(s^2)$, т.е. взаимное
действие vortex-госов в решетке в первом приближении не
зависит $\langle \vec{M} \rangle_{\vec{H}} = M_s s (\cos \varphi_H, \sin \varphi_H) \sim s$.
т.е. взаимное действие "vortex" госов $\sim \langle \vec{M} \rangle_{\vec{H}}^2 \sim s^2$,
как в вакууме. - в вакууме $\sim Q_{d\beta} Q_{d\beta} \sim s^2 \cdot s^2 \sim s^4$ если не
- в вакууме. взаимное действие в вакууме. перемещено $\sim s^3$, если $s \ll 1$.
тогда суммарная энергия.

Этот результат указывает на то, что
энергия $q_m \sim \langle \vec{M} \rangle_{\vec{H}}$ зависит от перемещения
госов.

при сдвиге "vortex" госов в решетку от направления $\vec{M}_n$ (n -й узел)
зависит W_H и тогда W_m , возникающая из-за W interdot coupling.

будет. где u и g не учтены.

Можно W^V - энергию перемещенного shifted - "vortex" госов в
поле $\vec{H} = H (\cos \varphi_H, \sin \varphi_H)$ с учетом magnetostatic interdot coupling.

где F -фазы элементов госов $\langle \vec{M}_n \rangle_{\vec{H}}$ от φ_H не зависят.
то энергию W^V на eq. Элемент госов описывается $W(\vec{H}) = W(0) - \frac{1}{2} \chi_{int} H^2$

то учтем. тогда было $W_{int}^V(\vec{H}) = W_{int}^V(0) - \frac{1}{2} \chi_{is} H^2$, где
 $\chi_{is} = \frac{1}{2a}$ (корреляция W на M_s^2) как следует из параграфа 11/IV.

$W_{int}(0) = W^V(0)$, т.к. при $H=0$ $\langle \vec{M} \rangle_{\vec{H}} = 0$ и interdot coupling не
зависит от φ_H .

то F -фазы coupled dots описывается $H \rightarrow H + \lambda \langle \vec{M} \rangle_{\vec{H}}$, где
 $\lambda = \lambda(R, d)$ - коэффициент взаимного действия госов (аналог MFA).

→ Магнетостат. Энергия решетки госов (на eq. W_m не учтены):

то можно "местно" госов M^z и M^z_k не зависят от H (?)
предположим, что M^z_n находится в "checkerboard" state как 22/III.

то $H \neq 0$ $(\vec{k} \cdot \vec{M}_k) \neq 0$ где, в отличие от 22/III.

то $M^x_k = \int d^2 \vec{p} M_x(\vec{p}) e^{i \vec{k} \cdot \vec{p}}$. где F -фазы (определяются на аргументе $S_{int} = T^2$):
 $M^x_k = \frac{1}{T^2} \int d^2 \vec{p} M_x(\vec{p}) e^{i \vec{k} \cdot \vec{p}}$ и $M^y_k = \frac{1}{T^2} \int d^2 \vec{p} M_y(\vec{p}) e^{i \vec{k} \cdot \vec{p}}$

то $\vec{M}_k = k (M^x_k \cos \varphi_k + M^y_k \sin \varphi_k) = \frac{k}{T^2} \int d^2 \vec{p} e^{i \vec{k} \cdot \vec{p}} \{ M_x(\vec{p}) \cos \varphi_k + M_y(\vec{p}) \sin \varphi_k \}$

Date. . .

тогда углы φ и φ_0 не зависят от φ и φ_0

Векторное поле $\vec{M}$ в центре O' с угловыми координатами (φ', φ_0')

$$\left(\frac{\vec{k} \cdot \vec{M}(\vec{r}')}{k} \right) = \cos \varphi_k M_x(\vec{r}') + \sin \varphi_k M_y(\vec{r}') = \cos \varphi_k \left(\frac{-M_s}{\sqrt{c-1}} \right) \left[\vec{r}' \sin \varphi' - s \cos \varphi_0' \right] + \sin \varphi_k \frac{M_s}{\sqrt{c-1}} \left[\vec{r}' \cos \varphi' + s \sin \varphi_0' \right] = \frac{M_s}{\sqrt{r'^2 + s^2 - 2r's \cos(\varphi' - \varphi_s)}} \left[-r' \sin(\varphi' - \varphi_k) + s \cos(\varphi_k - \varphi_0') \right]$$

$$\int_{S_d} d^2 \vec{r}' e^{i \vec{k} \cdot \vec{r}'} \left[M_x \cos \varphi_k + M_y \sin \varphi_k \right] = M_s \int_{S_d} d^2 \vec{r}' \frac{e^{i \vec{k} \cdot \vec{r}'}}{\sqrt{c-1}} \left[-r' \sin(\varphi' - \varphi_k) + s \cos(\varphi_k - \varphi_0') \right]$$

$$= M_s \int_{S_d} d^2 \vec{r}' \sum_{\mu} i^{\mu} e^{i \mu (\varphi' - \varphi_k)} J_{\mu}(kr') \frac{[-r' \sin(\varphi' - \varphi_k) + s \cos(\varphi_k - \varphi_0')]}{\sqrt{r'^2 + s^2 - 2r's \cos(\varphi' - \varphi_s)}} =$$

$$= M_s \int_0^{2\pi} d\varphi' \int_0^{\varphi_0'} d\varphi' r' \sum_{\mu} i^{\mu} e^{i \mu (\varphi' - \varphi_k)} J_{\mu}(kr') \int_{S_d} d\vec{k} \sum_{\mu'} e^{i \mu' (\varphi' - \varphi_s)} J_{\mu'}(kr') J_{\mu'}(ks) \left[-r' \sin(\varphi' - \varphi_k) + s \cos(\varphi_k - \varphi_0') \right]$$

— Умножим на $\vec{r} \cdot \vec{M}(\vec{r})$ в xyz -O центре координат, с угловыми координатами (φ, φ_0)

$$\frac{1}{k} (\vec{k} \cdot \vec{M}(\vec{r})) = \cos \varphi_k M_x(\vec{r}) + \sin \varphi_k M_y(\vec{r}) = \cos \varphi_k (-M_s) f(\varphi) \sin \varphi + \sin \varphi_k M_s f(\varphi) \cos \varphi =$$

$$= M_s f(\varphi) \sin(\varphi_k - \varphi)$$

$$\frac{M_x}{k} = \frac{1}{T^2} \int_{S_d} d^2 \vec{r} M_x(\vec{r}) e^{i \vec{k} \cdot \vec{r}} = \frac{1}{T^2} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\varphi_0'} d\varphi' (-M_s) f(\varphi') \sin \varphi' e^{i \vec{k} \cdot \vec{r}'} +$$

$$+ \frac{1}{T^2} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\varphi_0'} d\varphi' (-M_s) \sin \varphi' e^{i \vec{k} \cdot \vec{r}'} = \frac{(-M_s) A \sin \varphi_k}{T^2} + \frac{(-M_s)}{T^2} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\varphi_0'} d\varphi' \sin \varphi'$$

$$M_x^k = -\frac{M_s}{T^2} [A_k \sin \varphi_k + B_k^x]$$

$$M_y^k = \frac{1}{T^2} \int_{S_d} d^2 \vec{r} M_y(\vec{r}) e^{i \vec{k} \cdot \vec{r}} = \frac{M_s}{T^2} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\varphi_0'} d\varphi' f(\varphi') \cos \varphi' e^{i \vec{k} \cdot \vec{r}'} + \frac{M_s}{T^2} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\varphi_0'} d\varphi' \cos \varphi' e^{i \vec{k} \cdot \vec{r}'}$$

$$M_y^k = \frac{M_s}{T^2} [A_k \cos \varphi_k + B_k^y], \text{ тогда } \left(\frac{\vec{k} \cdot \vec{M}}{k} \right) = \cos \varphi_k M_x^k + \sin \varphi_k M_y^k =$$

$$= \cos \varphi_k \left(\frac{-M_s}{T^2} \right) [A_k \sin \varphi_k + B_k^x] + \sin \varphi_k \frac{M_s}{T^2} [A_k \cos \varphi_k + B_k^y] = \frac{M_s}{T^2} [B_k^y \sin \varphi_k - B_k^x \cos \varphi_k]$$

т.е. "core" of vertex $\vec{r}$ не дает вклада в $(\vec{k} \cdot \vec{M})$.

$$B_k^x \sim \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\varphi_0'} d\varphi' (\sin \varphi') e^{i \vec{k} \cdot \vec{r}'} = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\varphi_0'} d\varphi' (\sin \varphi') = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\varphi_0'} d\varphi' (\sin \varphi')$$

$$M_x^k = -\frac{M_s}{T^2} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\varphi_0'} d\varphi' \sin \varphi' e^{i \vec{k} \cdot \vec{r}'} = -\frac{M_s}{T^2} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\varphi_0'} d\varphi' \sin \varphi' \sum_{\mu} i^{\mu} e^{i \mu (\varphi' - \varphi_k)} J_{\mu}(kr')$$

$$= -\frac{M_s}{T^2} \sum_{\mu} i^{\mu} e^{i \mu \varphi_k} \int_0^{2\pi} d\varphi \sin \varphi' e^{-i \mu \varphi'} \int_0^{\varphi_0'} d\varphi' J_{\mu}(kr')$$

→ Dangerous $\int_0^{\varphi_0'} d\varphi' J_{\mu}(kr') = F_{\mu}(r)$, $F_{\mu}[r_+] - F_{\mu}(0) = F_{\mu}[R - s \cos(\varphi - \varphi_s) + 0(s)] - F_{\mu}(0)$

$$= F_{\mu}(R) + \left(\frac{\partial F_{\mu}(x)}{\partial x} \right)_{x=R} (-s \cos(\varphi - \varphi_s)) - F_{\mu}(0). \text{ Но } \frac{\partial F_{\mu}(x)}{\partial x} = x J_{\mu}(kx)$$

note.

$$J_\mu(k\rho) = F_\mu(\rho) - F_\mu(0) = F_\mu(R) - F_\mu(0) + RJ_\mu(kR) [-S \cos(\varphi - \varphi_s)] + O(s^2)$$

$$= -\frac{M_s}{T^2} \sum_\mu e^{i\mu\varphi_k} \int_0^{2\pi} d\varphi \sin\varphi e^{-i\mu\varphi} \left[F_\mu(R) - F_\mu(0) - SRJ_\mu(kR) \cos(\varphi - \varphi_s) + O(s^2) \right]$$

$$\sin\varphi e^{-i\mu\varphi} = \frac{1}{2i} \int_{-\pi}^{\pi} d\varphi' (e^{i\varphi'} - e^{-i\varphi'}) e^{-i\mu\varphi} = \frac{\pi}{2i} (\delta_{\mu,1} - \delta_{\mu,-1}) + \sum_{\mu'} i\mu' e^{i\mu'\varphi_k} \frac{\Delta F_{\mu'}}{2i} (\delta_{\mu,1} - \delta_{\mu,-1})$$

$$= \frac{\Delta F_1}{2i} - \frac{\Delta F_{-1}}{2i} = \frac{\pi}{2} [e^{i\varphi_k} \Delta F_1 + e^{-i\varphi_k} \Delta F_{-1}] = |e^{i\varphi_k} \Delta F_1 - \Delta F_{-1}| =$$

$$= \Delta F_1 \sin\varphi_k, \text{ т.е. } \Delta F_\mu - \text{это не гасит брэгга в } (\vec{k}, \vec{M}_k).$$

$$M_k^x = \frac{M_s}{T^2} SR \sum_\mu i^\mu e^{i\mu\varphi_k} \int_0^{2\pi} d\varphi \sin\varphi e^{-i\mu\varphi} J_\mu(kR) \cos(\varphi - \varphi_s)$$

$$\int_0^{2\pi} d\varphi \sin\varphi \cos(\varphi - \varphi_s) e^{-i\mu\varphi} = \int_0^{2\pi} d\varphi \sin\varphi [\cos\varphi \cos\varphi_s + \sin\varphi \sin\varphi_s] [\cos\mu\varphi + i\sin\mu\varphi] =$$

$$= \int_0^{2\pi} d\varphi \left[\frac{1}{2} \sin 2\varphi \cos\varphi_s + \frac{1}{2} (1 - \cos 2\varphi) \sin\varphi_s \right] [\cos\mu\varphi + i\sin\mu\varphi] =$$

$$= \frac{1}{2} \cos\varphi_s \pi (\delta_{\mu,2} - \delta_{\mu,-2}) + \frac{1}{2} \sin\varphi_s \delta_{\mu,0} \cdot 2\pi - \frac{1}{2} \sin\varphi_s \pi (\delta_{\mu,2} + \delta_{\mu,-2})$$

$$M_k^x = M_s \frac{SR}{T^2} \sum_\mu i^\mu e^{i\mu\varphi_k} J_\mu(kR) \frac{\pi}{2} [-i\cos\varphi_s (\delta_{\mu,2} - \delta_{\mu,-2}) - \sin\varphi_s (\delta_{\mu,2} + \delta_{\mu,-2}) + 2\sin\varphi_s \delta_{\mu,0}] =$$

$$= \frac{\pi}{2} M_s \frac{SR}{T^2} [-i^2 e^{i2\varphi_k} J_2(kR) i e^{-i\varphi_s} + i^2 e^{-i2\varphi_k} J_{-2}(kR) (+i) e^{+i\varphi_s} + J_0(kR) 2\sin\varphi_s] =$$

$$= \pi M_s \frac{SR}{T^2} [J_0(kR) \sin\varphi_s + J_2(kR) \sin(2\varphi_k + \varphi_s)]$$

$$M_k^y = \frac{M_s}{T^2} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{2\pi} d\varphi' \cos\varphi e^{i\vec{k}\vec{\rho}} = \frac{M_s}{T^2} \int_0^{2\pi} d\varphi \cos\varphi \sum_\mu i^\mu e^{i\mu(\varphi_k - \varphi)} J_\mu(k\rho) =$$

$$= \frac{M_s}{T^2} \sum_\mu i^\mu e^{i\mu\varphi_k} \int_0^{2\pi} d\varphi e^{-i\mu\varphi} \cos\varphi \int_0^{2\pi} d\varphi' J_\mu(k\rho) = \frac{M_s}{T^2} \sum_\mu (\cdot) \int_0^{2\pi} d\varphi' (-SR) J_\mu(kR) \cos(\varphi_s) =$$

$$= -M_s \frac{SR}{T^2} \sum_\mu i^\mu e^{i\mu\varphi_k} \int_0^{2\pi} d\varphi e^{-i\mu\varphi} \cos\varphi \cos(\varphi - \varphi_s) J_\mu(kR)$$

$$\int_0^{2\pi} d\varphi \cos\varphi \cos(\varphi - \varphi_s) e^{-i\mu\varphi} = \frac{1}{4} \int_0^{2\pi} d\varphi (e^{i\varphi} + e^{-i\varphi}) (e^{i(\varphi - \varphi_s)} + e^{-i(\varphi - \varphi_s)}) e^{-i\mu\varphi} =$$

$$= \frac{1}{4} \int_0^{2\pi} d\varphi [e^{-i\varphi_s} e^{i2\varphi} + e^{i\varphi_s} + e^{-i\varphi_s} + e^{i\varphi_s} e^{-i2\varphi}] e^{-i\mu\varphi} = \frac{1}{4} 2\pi [e^{-i\varphi_s} \delta_{\mu,2} +$$

$$+ 2\cos\varphi_s \delta_{\mu,0} + e^{i\varphi_s} \delta_{\mu,-2}] \rightarrow M_k^y = \frac{M_s}{T^2} (-SR) \frac{\pi}{2} \sum_\mu i^\mu e^{i\mu\varphi_k} J_\mu(kR) \times$$

$$[e^{i\varphi_s} \delta_{\mu,2} + e^{i\varphi_s} \delta_{\mu,-2} + 2\cos\varphi_s \delta_{\mu,0}] = -M_s \frac{SR}{T^2} \frac{\pi}{2} [i^2 e^{i2\varphi_k} J_2 e^{-i\varphi_s} + i^{-2} e^{-i2\varphi_k} J_{-2} e^{i\varphi_s} +$$

$$J_0 \cdot 2\cos\varphi_s] = -\pi M_s \frac{SR}{T^2} [J_0(kR) \cos\varphi_s - J_2(kR) \cos(2\varphi_k - \varphi_s)] = M_k^y$$

Plan Memo

Date. 16.04

Dozuno buronn. $\lambda \chi_{is} < 1$ u $\lambda > 0$.

$\lambda \chi_{is} = (2a - 2a') \frac{1}{2a} = 2(1 - \frac{a'}{a}) < 1$, two buronn. r.k. $a' < a$.

Формула $-\lambda(\beta, \frac{d}{R}) \sim W_m^{int}(\beta, \frac{d}{R})$ з'являється hom. dots $\sim N_{ES} = \dots$

$$\rightarrow J_{int} = \frac{1}{2a'} = \frac{1}{[4\pi F(\beta, \frac{d}{R}) - (R_0/R)^2]} \quad J_{is} = \frac{1}{[4\pi F(\beta) - (R_0/R)^2]}$$

(Справдиві J_{int}, J_{is} з мех. Miramond'97 u Cowburn'99
які використовувалися в інших працях з Miramond (Fig.5),
но хоповіє Cornacue c Cowburn (Fig.3 PRL'99). C Schneider'99 не працює)

$\rightarrow$ Two genuine novos no hom., inhom. dots and lattices c 01.01.2000:
16/IV (no 16.04.00)

1) 13/II замкнутої області комплексних параметрів. Інтересує певний габ

$$W_m = \frac{\pi}{L} \sum_{\vec{k}} \int dz dz' e^{-k|z-z'|} \left[\frac{1}{k^2} (\vec{k} \cdot \vec{M}_{\vec{k}}(z)) (\vec{k} \cdot \vec{M}_{-\vec{k}}(z')) - M_{\vec{k}}^z(z) M_{-\vec{k}}^z(z') \right] +$$

$$+ \frac{2\pi}{L} \sum_{\vec{k}} \int dz |M_{\vec{k}}^z(z)|^2, \text{ ека забачено } M_{\vec{k}}(z) \text{ не, то}$$

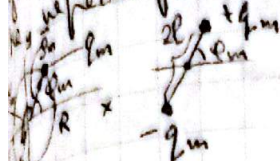
$$W_m = 2\pi \sum_{\vec{k}} \frac{\zeta(kL)}{k^2} |\vec{k} \cdot \vec{M}_{\vec{k}}|^2 + 2\pi \sum_{\vec{k}} [1 - \zeta(kL)] |M_{\vec{k}}^z|^2 - \text{уточнює } \zeta(kL) \text{ в Cr. APR'99, APR'00}$$

- 2) $\frac{26}{6\sqrt{11}}$ - розрахунок інтеграла $M \Phi D H_c(\varphi_H)$ для кб. пев. hom. dots
- 3) $2/\sqrt{11}$ - знаменник параметру $\chi(\varphi_H)$ певних hom. dots - аналогічний
- 4) $4/\sqrt{11}$ - розрахунок $H_c(\varphi_H = 0, \pi/2)$ - hom. dots or d/R
Розрахунок K_H or d/R для перпен. пев. hom. dots, no
c Cowburn'2000 мех. фактор не з'являється у-за weak coupling y new
- 5) $5/\sqrt{11}$ - новий, two "flower" state в нр. गरे under $\hat{Q}=0$, take in
new u hom. state
- 6) $15/\sqrt{11}$ параметри. Інтересує d.-d. गरे узагальнювати
16/III Конкретне до узагальн. d.-d. गरे
- 7) 11. Інтересує coupled "vortex" गरे - $24 \cdot 26/\sqrt{11}$
d.-d. गरे узагальнювати vortex गरे game урн $d/R \rightarrow 0$.
- 8) $R_c(L)$ для s.d. $\rightarrow$ v.d. рефракція урн $d/R \rightarrow 0$ - $27/\sqrt{11}$ - strong coupling
- 9) $30 - 31/\sqrt{11}$ "Bubble" dot (успіх бурпа бие गरे). W_{ex}, W_m узагальн. b.d.
- 10) Інтересує "vortex" गरे u певних чисел. v.d. урн $H/H_{c2} \ll 1$ - 6-14/II

18. 04. 17. *Анализ file Ycava по конкретным функциям, Звонко-Тыныш. 17/17*

Конечные q_m - функции

Услов и предположений: 1. q_m и q_{-m} в реальном пространстве y -мерном. 2D-размерности конечных функций. 2. q_m и q_{-m} в k -пространстве y -мерном.



конечные функции 2D-функции имеют $\vec{M}_d(\vec{p}) \parallel \vec{e}$.

q_m - функции двух функций q_m и q_{-m} . q_m и q_{-m} - функции q_m и q_{-m} . q_m и q_{-m} - функции q_m и q_{-m} .

$$\vec{M}_0 \cdot \vec{n} = M_0 \cos(\varphi_0) \cos(\varphi) = M_0 \cos(\varphi - \varphi_0)$$

$$\text{Для } q_m \text{-гана: } \partial_m(\vec{p}) = q_m \delta(\vec{p} - \vec{p}_m) + (-q_m) \delta(\vec{p} + \vec{p}_m), \quad \vec{p}_m = (p_m, p_y)$$

$$\varphi_m(\vec{r}) = \int_{S_d, r \in S_d} \frac{\partial_m(\vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|} \quad \text{— гана с поверхн. функцией}$$

$$W_m = \frac{1}{2V} \int dS \varphi_m(\vec{r}) \partial_m(\vec{r}) = \frac{1}{2V} \int dS dS' \frac{\partial_m(\vec{r}) \partial_m(\vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|}$$

in-plane magnetized dots S, S' - поверхности гана $(dS = r dr d\varphi)$

$$\frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|} = \frac{1}{2\pi} \int d^2k \frac{1}{k} e^{i\vec{k}(\vec{p} - \vec{p}')} e^{-k|z - z'|}$$

$$\frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|} = \frac{4\pi}{V} \sum_{\vec{k}} \frac{1}{k^2} e^{i\vec{k}(\vec{r} - \vec{r}')} = \frac{4\pi}{V} \frac{L}{2\pi} \int d\varphi \sum_{\vec{k}} \frac{1}{k^2 + q^2} e^{i\vec{k}(\vec{p} - \vec{p}')} e^{i\varphi(z - z')} =$$

$$= \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{i\varphi z}}{k^2 + q^2} = \frac{\pi}{k} e^{-k|z|} = \frac{2L}{2V} \sum_{\vec{k}} e^{i\vec{k}(\vec{p} - \vec{p}')} \frac{\pi}{k} e^{-k|z - z'|} = \frac{2\pi L}{V} \sum_{\vec{k}} \frac{e^{i\vec{k}(\vec{p} - \vec{p}')}}{k} e^{-k|z - z'|}$$

$$W_m = \frac{1}{2V} \int dS dS' \frac{\partial_m(\vec{r}) \partial_m(\vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|} = \frac{1}{2V} \frac{2\pi L}{V} \int dS dS' \partial_m(\vec{r}) \partial_m(\vec{r}') \sum_{\vec{k}} \frac{e^{i\vec{k}(\vec{p} - \vec{p}')}}{k} e^{-k|z - z'|}$$

$$= \frac{\pi L}{V^2} \sum_{\vec{k}} \frac{1}{k} \int dS \partial_m(\vec{r}) e^{i\vec{k}\vec{p}} \int dS' \partial_m(\vec{r}') e^{-i\vec{k}\vec{p}'} e^{-k|z - z'|}$$

$$\int d\varphi \partial(\vec{p}, z) e^{i\vec{k}\vec{p}} = \int d\varphi \int d\varphi' \frac{1}{p} \sum_n \delta(p - R - R_n) \partial_m(\vec{p}') e^{i\vec{k}\vec{p}'} = N \int d\varphi \partial_m(\vec{p}') e^{i\vec{k}\vec{p}'} \quad \text{— } |\vec{p} - \vec{R}_n| = R$$

$$W_m = \frac{\pi L^2}{V^2} \sum_{\vec{k}} \frac{1}{k} \left[R \int d\varphi \partial_m(\vec{p}) e^{i\vec{k}\vec{p}} \right] \left[R \int d\varphi' \partial_m(\vec{p}') e^{i\vec{k}\vec{p}'} \right] e^{-k|z - z'|}$$

$$\int d\varphi \partial(\vec{p}) e^{i\vec{k}\vec{p}} = N \int d\varphi \partial(R, \varphi) e^{i\vec{k}\vec{p}} = N (2\pi) \partial_E, \quad \partial_E = \int d\varphi \partial(R, \varphi) e^{i\vec{k}\vec{p}}$$

$$W_m = \frac{\pi L}{V^2} \sum_{\vec{k}} \frac{1}{k} R^2 \int d\varphi d\varphi' e^{-k|z - z'|} N^2 (2\pi)^2 |\partial_E|^2 = \frac{\pi L}{V^2} R^2 (2\pi)^2 N^2 2L \sum_{\vec{k}} \frac{f(kL)}{k^2} |\partial_E|^2$$

Plan Memo

Date. $V = NV_{\text{cell}} = NS_{\text{cell}}L = NL^3$

$$W_m = \frac{\pi L^3}{N^2 L^3 T^4} (R^2) (2\pi)^2 N^2 \sum_{\vec{k}} F(k) = \frac{(2\pi)^3 R^2}{T^4} \sum_{\vec{k}} \frac{f(kL)}{k^2} |\partial_{\vec{k}}|^2$$

$$\partial_{\vec{k}} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi \partial(\varphi, \varphi_0) e^{i\vec{k}\vec{r}} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi \partial(\varphi) e^{i k R \cos(\varphi_k - \varphi)}$$

1) Если हम. det $\partial(\varphi) = M_s \cos(\varphi - \varphi_0)$, $\partial_{\vec{k}} = M_s \int_0^{2\pi} d\varphi \cos(\varphi - \varphi_0) \sum_{\mu} i^{\mu} J_{\mu}(kR) e^{i\mu(\varphi_k - \varphi)}$

$$= \int_0^{2\pi} d\varphi \cos(\varphi - \varphi_0) e^{i\mu\varphi} = \frac{1}{2} \int_0^{2\pi} d\varphi [e^{i(\varphi - \varphi_0)} + e^{-i(\varphi - \varphi_0)}] e^{i\mu\varphi} = \frac{1}{2} [2\pi e^{-i\mu\varphi_0} \delta_{\mu-1} + 2\pi e^{i\mu\varphi_0} \delta_{\mu+1}]$$

$$= M_s \frac{1}{2\pi} \left[\pi e^{-i\varphi_0} i^{-1} J_{-1} e^{i\varphi_k} + \pi e^{i\varphi_0} i J_1 e^{-i\varphi_k} \right] =$$

$$= M_s \frac{1}{2} \left[i^{-1} (-1) e^{i(\varphi_k - \varphi_0)} + i e^{-i(\varphi_k - \varphi_0)} \right] J_1(kR) = i M_s J_1(kR) \cos(\varphi_k - \varphi_0)$$

$$W_m (\text{ham. det}) = \frac{(2\pi)^3 R^2}{T^4} \sum_{\vec{k}} \frac{f(kL)}{k^2} M_s^2 J_1^2(kR) \cos^2(\varphi_k - \varphi_0) = (2\pi)^3 \left(\frac{R}{S}\right)^2 M_s^2 \sum_{\vec{k}} \frac{f^2(kL)}{k^2} \cos^2(\varphi_k - \varphi_0)$$

— two abn. c APL'99 где $F(\varphi_0)$ — phase (B APL'99 note $S(\vec{k}, \varphi_0) = \cos(\varphi_k - \varphi_0)$)

2) Если φ_m — given value, то $\partial(\varphi) = \partial_0 \delta(\varphi - \varphi_m) - \partial_0 \delta(\varphi - \varphi_m - \pi)$

$R_d = L$ we consider. R $|\vec{r}| = R_d$

$$\partial_{\vec{k}} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi \partial(\varphi) e^{i\vec{k}\vec{r}} = \frac{1}{2\pi} \partial_0 \int_0^{2\pi} d\varphi e^{i k R_d \cos(\varphi - \varphi_k)} [\delta(\varphi - \varphi_m) - \delta(\varphi - \varphi_m - \pi)] =$$

$$= \frac{\partial_0}{2\pi} \left[e^{i k R_d \cos(\varphi_m - \varphi_k)} - e^{i k R_d \cos(\varphi_m + \pi - \varphi_k)} \right] = \frac{\partial_0}{2\pi} (2i) \sin[k R_d \cos(\varphi_m - \varphi_k)]$$

$$e^{i\vec{k}\vec{r}} = \sum_{\mu} i^{\mu} J_{\mu} e^{i\mu(\varphi - \varphi_k)}, \quad \sin[k R_d \cos(\varphi - \varphi_k)] = \text{Im} \left[\sum_{\mu} i^{\mu} J_{\mu} e^{i\mu(\varphi - \varphi_k)} \right] =$$

$$= 2 \sum_{n=1} J_{2n-1}(kR_d) \cos[(2n-1)(\varphi - \varphi_k)] (-1)^{n+1}$$

$$\partial_{\vec{k}} = \frac{\partial_0 (2i)}{2\pi} \cdot 2 \sum_{n=1} (-1)^{n+1} J_{2n-1}(kR_d) \cos[(2n-1)(\varphi_m - \varphi_k)] =$$

$$= \frac{2}{\pi} i \partial_0 \sum_{\mu > 0 \text{ odd}} (-1)^{\frac{\mu-1}{2}} J_{\mu}(kR_d) \cos \mu(\varphi_m - \varphi_k), \quad \partial_{\vec{k}=0} = 0$$

$$|\partial_{\vec{k}}|^2 = \left(\frac{2}{\pi}\right)^2 \partial_0^2 \sum_{\mu, \mu' > 0 \text{ odd}} (-1)^{\mu} (-1)^{\mu'} J_{\mu} J_{\mu'} \cos \mu(\varphi_m - \varphi_k) \cos \mu'(\varphi_m - \varphi_k) =$$

$$= \left(\frac{2}{\pi}\right)^2 \partial_0^2 \sum_{\mu, \mu' > 0 \text{ odd}} (-1)^{\frac{\mu+\mu'}{2}-1} J_{\mu} J_{\mu'} \left[\cos(\mu - \mu')(\varphi_m - \varphi_k) + \cos(\mu + \mu')(\varphi_m - \varphi_k) \right]$$

$$\sum_{\vec{k}} F(k) \cos 2n(\varphi_m - \varphi_k) = \sum_{\vec{k}} F(k) \left[\cos 2n\varphi_m \cos 2n\varphi_k + \sin 2n\varphi_m \sin 2n\varphi_k \right]$$

очевидно, замена $\vec{k} \rightarrow -\vec{k}$, т.е. $\varphi_k \rightarrow \pi + \varphi_k$ не меняет, инвариантность

$$W_m = (2\pi)^3 \frac{R_d^2}{T^4} \sum_{\vec{k}} \frac{f(kL)}{k^2} \frac{1}{\pi^2} \partial_0^2 \sin^2[k R_d \cos(\varphi_m - \varphi_k)] - \text{где } \varphi_m \text{ — given value.}$$

$$W_m = 4\pi \partial_0^2 \frac{R_d^2}{T^4} \sum_{\vec{k}} \frac{f(kL)}{k^2} \left\{ 1 - \cos[2k R_d \cos(\varphi_m - \varphi_k)] \right\}$$

то есть где φ_m — given value

Plan Memo

$$\cos(x \cos \Phi) = J_0(x) + 2 \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n}(x) \cos 2n \left(\frac{\pi}{2} - \Phi \right) =$$

$$= J_0(x) + 2 \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n J_{2n}(x) \cos 2n \Phi$$

$$= 4\pi \partial_0^2 \frac{R_d^2}{T^4} \sum_{\vec{k}} \frac{f(kL)}{k^2} \left[1 - J_0(2kR_d) - 2 \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n J_{2n}(2kR_d) \cos 2n(\varphi_m - \varphi_k) \right]$$

... $\sin 2n \varphi_k$... как ... $k_x \rightarrow -k_x$ и $k_y \rightarrow k_y$

$\cos 2n \varphi_k = \cos n(2\varphi_k) = \cos 2\varphi_k \cdot F(\sin^2 2\varphi_k)$, $\cos 2\varphi_k \sim (n_1^2 - n_2^2)$ не ... $\cos 2n \varphi_k$... n -раз.

$$W_m(\varphi_m) = 4\pi \partial_0^2 \frac{R_d^2}{T^4} \sum_{\vec{k}} \frac{f(kL)}{k^2} \left[1 - J_0(2kR_d) - 2 \sum_{l=1}^{\infty} J_{4l}(2kR_d) \cos 4l \varphi_k \cos 4l \varphi_m \right]$$

$$= W_m(\text{isotrop}) + \sum_{l=1}^{\infty} K_{4l} \cos 4l \varphi_m$$

$$W_m(\text{isotrop}) = 4\pi \partial_0^2 \frac{R_d^2}{T^4} \sum_{\vec{k}} \frac{f(kL)}{k^2} [1 - J_0(2kR_d)]$$

$$K_{4l} = -8\pi \partial_0^2 \frac{R_d^2}{T^4} \sum_{\vec{k}} \frac{f(kL)}{k^2} J_{4l}(2kR_d) \cos 4l \varphi_k$$

$$|\vec{\mu}|_{\text{quasim}} = 2q_m R_d$$

$$\delta(\vec{p}) = q_m \delta(\vec{p} - \vec{p}_m) - q_m \delta(\vec{p} + \vec{p}_m) = \frac{q_m}{R_d} \delta(p - R_d) \delta(\varphi - \varphi_m) - \frac{q_m}{R_d} \delta(p - R_d) \delta(\varphi - \varphi_m - \pi)$$

$$\delta(\varphi) = \frac{q_m}{R_d} \delta(\varphi - \varphi_m) - \frac{q_m}{R_d} \delta(\varphi - \varphi_m - \pi), \quad \delta_0 = \left(\frac{q_m}{R_d} \right)$$

$$\vec{\mu}_d = \langle \vec{M} \rangle_d V_d = 2q_m R_d (\cos \varphi_m, \sin \varphi_m), \text{ откуда}$$

$$\delta_0 = \frac{1}{R_d} q_m = \frac{1}{R_d} \langle M \rangle_d \frac{V_d}{2R_d} = \frac{\pi}{2} L \langle M \rangle_d$$

$$\text{Тогда } \delta_0 = \frac{\pi}{2} \langle M \rangle_d = \frac{\pi}{2} \langle M \rangle_{\vec{S}_d}$$

$$\delta_0 \text{ и } q_m \sim \langle M \rangle_d \text{ ...}$$

$$\delta_0 \text{ и } q_m \sim \langle M \rangle_d \text{ ...}$$

$$\delta(\vec{r}) = \delta(\vec{r}, z) - \text{зависит от } z \text{ как } \delta(z) \text{ или } \delta(z - \frac{L}{2})$$

$$\delta(\vec{r}) = \delta_m(\vec{r}) \delta(z - \frac{L}{2}) \text{ и } \int dz dz' e^{-k|z-z'|} \delta(z - \frac{L}{2}) \delta(z' - \frac{L}{2}) = 1$$

$$W_m = \frac{\pi L}{V^2} \sum_{\vec{k}} \frac{1}{k} \left[R_d \int d\varphi \delta_m(\vec{r}) e^{i\vec{k}\vec{r}} \delta(z - \frac{L}{2}) \right] \left[R_d \int d\varphi' \delta_m(\vec{r}') e^{-i\vec{k}\vec{r}'} \delta(z' - \frac{L}{2}) \right] e^{-k|z-z'|} =$$

Plan Memo

Date. $\frac{V}{r} \frac{k}{e} \frac{k}{e}$ & v/eq. parere qua qm - Jacob nago $\frac{2\pi}{\hbar}$

Therefore $W_m (\text{isotropic}) = 2\pi \epsilon_0^2 \frac{R_d^2}{kT^4} \sum_k \frac{1}{k} [1 - J_0(2kR_d)]$

$$W_m(\varphi_m) = W_m(\text{isotrop}) + \sum K_{ve} \cos 4\varphi_m$$

$|\vec{A}| = 2q_m R_d$. Как направление и величину токового генератора $R_d \rightarrow 0$ так же $|\vec{A}| = \text{const}$
 $q_m \rightarrow \infty$

$$|\vec{r}| = q_m \cdot 2R_d = \beta_0 R_d \cdot 2R_d = 2\beta_0 R_d^2 \quad - \text{veneremo vje } R_d \rightarrow 0$$

Para a 24th é uma energia. $\frac{1}{V} W_m (\text{isotrop}) = -\frac{1}{4} \frac{\mu^2}{V} \sum_{ij} \frac{1}{z_{ij}^3} = -\frac{1}{4} \frac{\mu^2}{V_{ar}} \sum_{n \neq 0} \frac{1}{z_n^3}$ que $l \rightarrow \infty$ converge

$19\sqrt{11}$

Зато разумење по $\xi = \frac{\ell}{T} \ll 1$ од 21/III где F -разог бунарег уреджених

$$W_m(\varphi_m) = 4\pi \frac{3^2 R_d^2}{LT^4} \sum_P \frac{\sin^2[k R_d \cos(\varphi_m - \varphi_P)]}{k} \quad \text{and} \quad \sum_P \frac{\sin^2(k R_d)}{k}$$

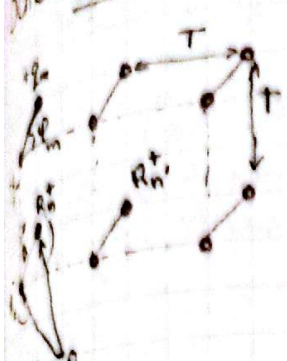
$$B(r) \sim \delta(z - \frac{L}{2}) \delta(y - R_d) [\delta(\varphi - \varphi_m) - \delta(\varphi - \varphi_m - \pi)]$$

Видимо, χ -матрица не имеет предела $R_d \rightarrow 0$ тогда, когда

Non Memo

Микротоннельный туннельный эффект, June 21/III

20.04



$$P_l[\cos(\varphi_m - \varphi_{R_n})] = P_l(\cos \varphi_m) P_l(\cos \varphi_{R_n}) + \sum_{m=1}^l C_l^m P_l^m(\cos \varphi_m) P_l^m(\cos \varphi_{R_n}),$$

где $C_l^m = 2 \frac{\Gamma(l-m+1)}{\Gamma(l+m+1)}$ - коэф. пропор.

Решетка из атомов. Гипотеза - q_m - заряд (как может "вortex" вращать во внеш. поле) эквивалентна заряду квазипар. перемещая зарядов $+q_m$ и $-q_m$.
 R_n^+ - возмущение $+q_m$, R_n^- - возмущение $-q_m$ зарядов.
 Орбитально $\vec{R}_n^+ = \vec{R}_n^- + \vec{\Delta}$, $\mu = q_m \Delta$ - дип. момент.

$$W_m = \frac{1}{2} \sum_{n,n'} \frac{q_m^2}{|\vec{R}_n^+ - \vec{R}_{n'}^+|} + \frac{1}{2} \sum_{n,n'} \frac{q_m^2}{|\vec{R}_n^- - \vec{R}_{n'}^-|} - \frac{1}{2} \sum_{n,n'} \frac{q_m^2}{|\vec{R}_n^+ - \vec{R}_{n'}^-|}$$

$$\sum_{n,n'} \frac{1}{|\vec{R}_n^+ - \vec{R}_{n'}^-|} = \sum_{n,n'} \frac{1}{|\vec{R}_n^+ - \vec{R}_{n'}^+ - \vec{\Delta}|} = N \sum_n \frac{1}{|\vec{R}_n - \vec{\Delta}|} - \text{сум. по всем перемещ.$$

$$\frac{1}{|\vec{R}_n - \vec{\Delta}|} = \frac{1}{R_n} \sum_{l=0}^{\infty} \left(\frac{\Delta}{R_n}\right)^l P_l(\cos x) = \frac{1}{R_n} \sum_{l=0}^{\infty} \left(\frac{\Delta}{R_n}\right)^l P_l[\cos(\varphi_m - \varphi_{R_n})] =$$

$$= \frac{1}{R_n} \sum_{l=0}^{\infty} \left(\frac{\Delta}{R_n}\right)^l \left[P_l(\cos \varphi_m) P_l(\cos \varphi_{R_n}) + \sum_{\mu=1}^l C_l^{\mu} P_l^{\mu}(\cos \varphi_m) P_l^{\mu}(\cos \varphi_{R_n}) \right]$$

Суммируя по всем перемещениям зарядов l, μ - равное.

Будет $\sum_n F(R_n) P_l^{\mu}(\cos \varphi_{R_n}) \neq 0$ только для чет. l, μ в атом. симметрии $\vec{R}_n \rightarrow -\vec{R}_n$ ($\varphi_R \rightarrow \varphi_R + \pi$).

$$W_m(\varphi_m) = q_m^2 N \sum_n \frac{1}{R_n} - \frac{1}{2} q_m^2 N \sum_n \frac{1}{R_n} \sum_{l=0}^{\infty} \left(\frac{\Delta}{R_n}\right)^l P_l[\cos(\varphi_m - \varphi_{R_n})] =$$

$$= \sum_{l=2, \text{ чет }} \sum_{n \neq 0} \frac{(-q_m^2 N)}{R_n} \left(\frac{\Delta}{R_n}\right)^l P_l[\cos(\varphi_m - \varphi_{R_n})], \quad V = N \cdot V_{\text{ат.}} = N V_0$$

$$W_m(\varphi_m) = - \frac{q_m^2}{V_0} \sum_{l=2,4,\dots} \sum_{n \neq 0} \frac{\Delta^l}{R_n^{l+1}} P_l[\cos(\varphi_m - \varphi_{R_n})] - \text{где } F \text{ - заряд } \vec{p} \parallel \vec{R}_n.$$

Экспер. зависимость (при $l=2$ только), $P_{l=2}(x) = \frac{3}{2}x^2 - 1$

$$W_m(\varphi_m) = - \frac{q_m^2 \Delta^2}{V_0} \sum_n \frac{1}{R_n^3} \left[\frac{3}{2} \cos^2(\varphi_m - \varphi_{R_n}) - \frac{1}{2} \right] = \frac{(-1)}{4} \frac{\mu^2}{V_0} \sum_n \frac{1}{R_n^3} -$$

$$W_m(\varphi_m) = - \frac{\mu^2}{V_0} \sum_{l=2,4,\dots} \sum_n \frac{\Delta^{l-2}}{R_n^{l+1}} P_l[\cos(\varphi_m - \varphi_{R_n})]$$

- микротоннельное сопротивление и энергия перемещения q_m - гипотеза.

$\vec{R}_n \rightarrow -\vec{R}_n$ дает четные l , а квазипарного параметра дает $\sum_n F(\cos^2 \varphi_{R_n}) = \sum_n F(\sin^2 \varphi_{R_n})$

Plan Memo

23.04. $P_l^m(\cos\varphi_R) = (\sin^m\varphi_R) \frac{d^m}{dx^m} P_l(x)$, $x = \cos\varphi_R$
 Date. $\sin^m\varphi_{Rn} \Rightarrow \cos^m\varphi_{Rn}$ $\mu=2\pi$. $\sum_n F(R_n)(\cdot)$ μ кв. пер.

$$P_l[\cos\Phi] = \sum_{n=0,2,\dots}^l A_l^n \cos n\Phi, \quad \cos n\Phi = \cos n(\varphi_m - \varphi_R) = \cos n\varphi_m \cos n\varphi_R + \sin n\varphi_m \sin n\varphi_R$$

Значит с $\sin n\varphi_m \rightarrow \cos\varphi_{Rn} \times [\text{нормировка} \cos n\varphi_m \sin n\varphi_R]$ не
 дает вклада (zero) в $\sum_{R_n} (\cdot)$.

$$W_m(\varphi_m) = -\frac{\mu^2}{V_0} \sum_{l=2,4,\dots} \sum_{R_n} \frac{\Delta^{l-2}}{R_n^{l+1}} \sum_{m=0,2,\dots}^l A_l^m \cos m\varphi_m \cos m\varphi_{Rn} =$$

$$= -\frac{\mu^2}{V_0} \sum_{m,l} \sum_{R_n} \frac{\Delta^{l-2}}{R_n^{l+1}} A_l^m \cos(m\varphi_{Rn}) \cos(m\varphi_m) = \sum_{l,m} K_l^m \cos(m\varphi_m)$$

$$K_l^m = -\frac{\mu^2}{V_0} A_l^m \sum_{R_n} \frac{\cos(m\varphi_{Rn})}{R_n^{l+1}} \Delta^{l-2} = -\frac{\mu^2}{V_0} \Delta^{l-2} A_l^m \sum_{R_n} \frac{\cos(m\varphi_{Rn})}{R_n^{l+1}}$$

Для K_4 берем $m=4$ и $\cos 4\varphi_m$.

$$W_m(\varphi_m) = \left(-\frac{\mu^2}{V_0} \sum_{l=2,4,\dots} \Delta^{l-2} A_l^4 \sum_{R_n} \frac{\cos 4\varphi_{Rn}}{R_n^{l+1}} \right) \cos 4\varphi_m + (\text{остальные } \cos m\varphi_m)$$

$$= K_4 \cos 4\varphi_m + (\dots)$$

$$K_4 = \sum_{l=2,4,\dots} K_l^4 = -\frac{\mu^2}{V_0} \sum_{l=2,4,\dots} \Delta^{l-2} A_l^4 F_l, \quad F_l = \sum_{R_n \neq 0} \frac{\cos 4\varphi_{Rn}}{R_n^{l+1}}$$

$A_l^4 \neq 0$ где $l \geq m=4$, т.е. цимпл. но l начинается с $l=4$

$$A_4^4 = \frac{35}{64}, \quad A_6^4 = \frac{63}{256}, \quad A_8^4 = \frac{2772}{16384} \quad (\text{р. - р. - 8.912})$$

$$\rightarrow K_4 = -\frac{\mu^2}{V_0} \sum_{l=4,6,8,\dots} \Delta^{l-2} A_l^4 F_l = -\frac{\mu^2}{V_0} \Delta^2 \left[A_4^4 F_4 + \Delta^2 A_6^4 F_6 + \Delta^4 A_8^4 F_8 + \dots \right]$$

$$\cos m\varphi = \cos \frac{m}{2} (2\varphi) = \begin{cases} \cos 2\varphi \times [\text{нормировка} \sin^2 2\varphi], & \text{если } m/2 - \text{нечет.} \\ [\text{нормировка} \cos^2 2\varphi], & \text{если } m/2 - \text{чет.} \end{cases}$$

$\frac{m}{2}$ - нечет, не дает вклада в $\sum_{R_n} (\cdot)$, т.е. $\cos 2\varphi \sim (n_1^2 - n_2^2)$, [нормировка $\sin^2 2\varphi$ с.м. в.м. n_1, n_2]

Т.е. $m/2$ - четное число и $W_m(\varphi_m) = K_4 \cos 4\varphi_m + K_8 \cos 8\varphi_m + \dots$

В fourfold axis constant K_4 дает вклад const $\text{перевод} \sim \sum_{l=4} F_l$

То же не может происходить $\frac{1}{|R_n - \Delta|} = \frac{1}{R_n} \sum_{l=0}^{\infty} \left(\frac{\Delta}{R_n} \right)^l P_l(\cos \hat{a}_{R_n}^{\Delta})$

Но же 2D-вектор модуль $\frac{1}{|\vec{p} - \vec{p}'|} = \int dk J_0(k|\vec{p} - \vec{p}'|)$

$\frac{1}{|\vec{R}_n - \vec{\Delta}|} = \frac{1}{V_0} \sum_n \left[\frac{1}{R_n} - \frac{1}{|\vec{R}_n - \vec{\Delta}|} \right],$ где $\varphi_m - \varphi_{R_n} \vec{\Delta}, \Delta \approx \mu \sim \langle M \rangle$
 $\varepsilon_\mu = \begin{cases} 1, \mu=0 \\ 2, \mu>0 \end{cases}$

$J_0(k|\vec{R} - \vec{\Delta}|) = \sum_{\mu=0}^{\infty} \varepsilon_\mu J_\mu(kR) J_\mu(k\Delta) \cos \mu(\varphi - \varphi')$
 $\frac{1}{|\vec{R}_n - \vec{\Delta}|} = \int_0^\infty dk \sum_{\mu=0}^{\infty} J_\mu(kR_n) J_\mu(k\Delta) \varepsilon_\mu \cos \mu(\varphi_m - \varphi_{R_n})$

$\psi(\varphi_m) = N q_m^2 \sum_n \frac{1}{R_n} - N q_m^2 \sum_n \int_0^\infty dk \sum_{\mu=0}^{\infty} \varepsilon_\mu J_\mu(kR_n) J_\mu(k\Delta) \cos \mu(\varphi_m - \varphi_{R_n}) =$
 $= N q_m^2 \sum_n \left[\frac{1}{R_n} - \int_0^\infty dk J_0(kR_n) J_0(k\Delta) \right] - 2 N q_m^2 \sum_{n=1}^{\infty} \int_0^\infty dk J_\mu(kR_n) J_\mu(k\Delta) \cos \mu(\varphi_m - \varphi_{R_n})$

$W_m(\varphi_m) = \frac{q_m^2}{V_0} \sum_n \left[\frac{1}{R_n} - \dots \right] - \frac{2 q_m^2}{V_0} \sum_n \sum_{\mu=1}^{\infty} \int_0^\infty dk J_\mu(kR_n) J_\mu(k\Delta) \cos \mu(\varphi_m - \varphi_{R_n}) =$
 $= \frac{q_m^2}{V_0} \sum_n [\dots] - \frac{2 q_m^2}{V_0} \sum_n \sum_{\mu=1}^{\infty} \int_0^\infty dk J_\mu(kR_n) J_\mu(k\Delta) \cos \mu \varphi_{R_n} \cos \mu \varphi_m =$

$= W_m(\text{isotrop}) + \sum_{\mu=1}^{\infty} K_\mu \cos \mu \varphi_m, \text{ где } \mu = 4, 8, \dots - \text{сум. параметров}$

$K_\mu = K_m = - \frac{2 q_m^2}{V_0} \sum_{R_n} \int_0^\infty dk J_\mu(kR_n) J_\mu(k\Delta) \cos \mu \varphi_{R_n} = - \frac{2 q_m^2}{V_0} \sum_{R_n} I_\mu(R_n) \cos \mu \varphi_{R_n}$

$I_\mu(R_n) = \int_0^\infty dk J_\mu(kR_n) J_\mu(k\Delta) = \frac{1}{R_n} \left(\frac{\Delta}{R_n} \right)^\mu P_{-\frac{1}{2}}^{(\mu, 0)} \left(1 - 2 \frac{\Delta^2}{R_n^2} \right), \mu > -\frac{1}{2}$

$W_m(\varphi_m) = W_m(\text{isotrop}) + \sum_{\mu=4, 8, \dots} K_\mu \cos \mu \varphi_m, K_\mu = - \frac{2 q_m^2}{V_0} \sum_{R_n \neq 0} I_\mu(R_n) \cos \mu \varphi_{R_n}$

где $P_{-\frac{1}{2}}^{(\mu, 0)}$ - гипергеометрическая функция. $I_0 = \int_0^\infty dk J_0(kR_n) J_0(k\Delta) = \frac{1}{R_n} P_{-\frac{1}{2}}^{(0, 0)} \left(1 - 2 \frac{\Delta^2}{R_n^2} \right) =$
 $= \frac{1}{R_n} P_{-\frac{1}{2}} \left(1 - 2 \frac{\Delta^2}{R_n^2} \right)$

$P_{-\frac{1}{2}}(x) = \frac{2}{\pi} \int_0^\pi \frac{du}{\sqrt{2(\cos u - \cos \varphi)}} = \frac{2}{\pi} \int_0^\pi \frac{du}{\sqrt{2(x + \cos u)}} = 1 + (4^{-1}) \sin^2 \frac{\varphi}{2} + \dots$

$\cos \varphi = 1 - 2 \frac{\Delta^2}{R_n^2} = 1 - 2 \sin^2 \frac{\varphi}{2}, \sin \frac{\varphi}{2} = \frac{\Delta}{R_n}$

$W_m(\text{isotrop}) = \frac{q_m^2}{V_0} \sum_n \left[\frac{1}{R_n} - I_0(R_n) \right] = \frac{q_m^2}{V_0} \sum_n \left[\frac{1}{R_n} - \frac{1}{R_n} \left(1 + \frac{1}{4} \frac{\Delta^2}{R_n^2} \right) \right] = - \frac{q_m^2}{4 V_0} \sum_n \frac{1}{R_n^3}$

где $I_\mu(R_n) = \frac{1}{\pi \sqrt{R_n \Delta}} Q_{\mu-\frac{1}{2}} \left(\frac{R_n^2 + \Delta^2}{2 R_n \Delta} \right),$
 $I_0(R_n) = \frac{x}{\pi \sqrt{R_n \Delta}} K(x), x^2 = 4 R_n \Delta / (R_n + \Delta)^2$

$Q_{\mu-\frac{1}{2}}(x) - \text{торсионная функция Лежандра.}$

$Q_{\mu-\frac{1}{2}}(x) = | \mu = i \lambda | = Q_{-\frac{1}{2} + i \lambda}(x) = -i \operatorname{sh} \lambda \pi [\dots] + \int_0^\infty \frac{\cos u du}{\sqrt{2(\cosh u - x)}} = \int_0^\infty \frac{\cosh u du}{\sqrt{2(\cosh u - x)}}$

$Q_{\mu-\frac{1}{2}}(x) = (-1)^0 \int_0^\infty \frac{dt}{(\cosh t + \operatorname{sh} t \cosh t)^{\mu+1/2}}, \cosh t = x, \mu \geq 0.$

$I_\mu(R_n) = \int_0^\infty dk J_\mu(kR_n) J_\mu(k\Delta)$

Plan Memo

Fourfold anis. $K_4 = - \frac{2\mu_d^2}{V_0} \sum_{R_n \neq 0} I_4(R_n) \cos 4\varphi_{R_n}$, $I_4(R_n) = \frac{\Delta^4}{R_n^5} P_{-1/2}^{(4,0)}$
Date. $\rightarrow$ requires energy, r.k. $I_4(R_n) \sim 1/R_n^5$ for $R_n \gg \Delta$

Ho $K_4 \sim q_m^2 \sim \langle M \rangle^2 \sim S^2$ but no requires more up $H/M_s \ll 1$, r.k.
up $\langle M \rangle \rightarrow M_s$, K_4 b f. phase changes. remember general case
then give $H \sim M_s$ zaburimost q_m or $\langle M \rangle$ (um or H) dyas gnyai.

28/IV $Q_{\mu-1/2}(chx) = \frac{1}{\sqrt{2}} \int_0^\pi \frac{\cos \mu \theta d\theta}{\sqrt{chx - \cos \theta}}$, $\frac{1}{\sqrt{chx - \cos y}} = \frac{\sqrt{2}}{\pi} \sum_{\mu=0}^\infty Q_{\mu-1/2}(chx) \cos(\mu y)$

Замени перемен. $z = chx$, $ch \frac{x}{2} = \sqrt{\frac{z+1}{z-1}}$, $\frac{1}{2} \ln \frac{z+1}{z-1} = \ln ch \frac{x}{2} = 2 \operatorname{arcth}(e^x)$
необходимо же Q-функции Леманга $Q_n(z)$
 $z = \frac{R_n^2 + \Delta^2}{2R_n\Delta} = chx$, $ch^2 \frac{x}{2} = \frac{z-1}{z+1} = \frac{chx-1}{chx+1} = \frac{(R^2 + \Delta^2) - 2R\Delta}{R^2 + \Delta^2 + 2R\Delta} = \left(\frac{R-\Delta}{R+\Delta}\right)^2$

$Q_{\mu-1/2}(chx) \Rightarrow$ разложение по $\left(\frac{\Delta}{R_n}\right)$. $\mu \geq 0$. Для K_μ $\mu = 4, 8, \dots$
интерес. ф.

$$Q_{\mu-1/2}(chx) = \frac{\Gamma(\mu+1/2)}{\Gamma(\mu+1)} \sqrt{\pi} e^{-(\mu+1/2)x} F\left(\frac{1}{2}; \mu+\frac{1}{2}; \mu+1; e^{-2x}\right)$$

$$chx = \frac{1}{2} \left(\frac{R_n}{\Delta} + \frac{\Delta}{R_n} \right), e^{-x} = \frac{\Delta}{R_n}. \text{ Если } \Delta \rightarrow 0, x \rightarrow \infty.$$

$$Q_{\mu-1/2}(chx) \underset{\Delta \rightarrow 0}{=} \sqrt{\pi} \frac{\Gamma(\mu+1/2)}{\Gamma(\mu+1)} \left(\frac{\Delta}{R_n}\right)^{\mu+1/2} \left[1 + \frac{1}{2} \frac{(\mu+1/2)}{(\mu+1)} \left(\frac{\Delta}{R_n}\right)^2 + O\left(\left(\frac{\Delta}{R_n}\right)^4\right) \right]$$

$$I_\mu(R_n) = \frac{1}{\pi \sqrt{R_n \Delta}} Q_{\mu-1/2}\left(\frac{R_n^2 + \Delta^2}{2R_n \Delta}\right) = \frac{1}{\pi \sqrt{R_n \Delta}} \sqrt{\pi} \frac{\Gamma(\mu+1/2)}{\Gamma(\mu+1)} \left(\frac{\Delta}{R_n}\right)^{\mu+1/2} \left[1 + \frac{1}{2} \frac{(\mu+1/2)}{(\mu+1)} \left(\frac{\Delta}{R_n}\right)^2 + \dots \right]$$

$$= \frac{1}{\sqrt{\pi}} \frac{\Gamma(\mu+1/2)}{\Gamma(\mu+1)} \frac{1}{R_n} \left(\frac{\Delta}{R_n}\right)^\mu \left[1 + \frac{1}{2} \frac{(\mu+1/2)}{(\mu+1)} \left(\frac{\Delta}{R_n}\right)^2 + \dots \right]$$

Сравним с $I_\mu(R_n) = \frac{1}{R_n} \left(\frac{\Delta}{R_n}\right)^\mu P_{-1/2}^{(\mu,0)}\left(1-2\frac{\Delta^2}{R_n^2}\right)$, $\mu = 0, 4, 8, \dots$

Константа аналогична $(\mu=4, 8, \dots)$, $\mu_d = q_m \Delta$.
- remember general case $\mu_d = q_m \Delta$. $\rightarrow$ requires energy, r.k. $I_4(R_n) \sim 1/R_n^5$ for $R_n \gg \Delta$

Для интереса формулы меньше. рассмотрим $R_n \gg \Delta$ напомним:

$$K_\mu = - \frac{2\mu_d^2}{V_0} \frac{1}{\Delta^2} \sum_{R_n \neq 0} \frac{I_\mu(R_n) \cos \mu \varphi_{R_n}}{R_n^{\mu+1}}$$

В частности K_4 ($\Gamma(4+1/2) = \frac{\sqrt{\pi}}{2^4} 7!! = \frac{\sqrt{\pi}}{16} 3 \cdot 5 \cdot 7$ и $\Gamma(5) = 2 \cdot 3 \cdot 4 \cdot 3$, $\frac{\Gamma(4+1/2)}{\Gamma(5)} = \frac{35}{64}$)

$$K_4 = - \frac{35}{64} \frac{\mu_d^2}{V_0} \Delta^2 \sum_{R_n \neq 0} \frac{\cos 4\varphi_{R_n}}{R_n^5}$$

Сравн. с $K_4^{22} = - \frac{35}{24} \frac{Q^2}{V_0} \sum_n \frac{\cos 4\varphi_{R_n}}{R_n^5}$ где d.-d. гороб ($Q \sim \mu \Delta$)

Plan Memo

$$a = (R/l)^2 = \sin^2 \varphi_0 = 1/k^2$$

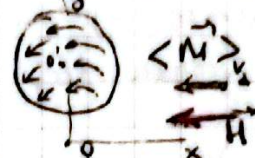
$$\langle M_x \rangle_{V_d} = \frac{1}{\pi R^2} \int_{S_d} d^2 \vec{p} M_x = \frac{1}{\pi R^2} (-4) M_s l^2 \frac{1}{3} \sqrt{a} \left[(1-a) F(\varphi_0, k) + (1+a) E(\varphi_0, k) \right]$$

$$= -\frac{4}{3\pi} M_s \left(\frac{l}{R} \right) \left[(1-a) F(\varphi_0, \frac{1}{\sqrt{a}}) + (1+a) E(\varphi_0, \frac{1}{\sqrt{a}}) \right]$$

$$\int_{S_d} d^2 \vec{p} M_y = \int d\varphi \int_{\vec{p}(\varphi)} d\vec{p} [M_s \cos \varphi] = \frac{1}{2} M_s \int_{\pi/2 - \varphi_0}^{\pi/2 + \varphi_0} d\varphi \cos \varphi \cdot 4l \sin \varphi \sqrt{R^2 - l^2 \cos^2 \varphi} =$$

$$= 2 M_s l^2 \int_{\pi/2 - \varphi_0}^{\pi/2 + \varphi_0} d\varphi \cos \varphi \sin \varphi \sqrt{a - \cos^2 \varphi} = -2 M_s l^2 \int_{-\varphi_0}^{\varphi_0} d\varphi' \cos \varphi' \sin \varphi' \sqrt{a - \sin^2 \varphi'} = 0$$

no symmetry $\langle \vec{M} \rangle_{V_d} \parallel OX, \langle M_y \rangle_{V_d} = 0.$



Вопрос: в каком направлении $\langle M_x \rangle$? Когда $k^2 = \frac{1}{a} = \frac{1}{\sin^2 \varphi_0} \geq 1$,
а где же не выполняется $k^2 < 1$.

$$J(\varphi_0) = \int_0^{\varphi_0} d\varphi \cos^2 \varphi \sqrt{\sin^2 \varphi_0 - \sin^2 \varphi} = \int_0^{\varphi_0} d\varphi \cos^2 \varphi \sqrt{a - \sin^2 \varphi} = \int_0^{\varphi_0} dx \sqrt{1-x^2} \sqrt{a-x^2} =$$

$$= \left| \begin{matrix} \sin^2 \varphi = \frac{1}{2}(1 - \cos 2\varphi) \\ \cos^2 \varphi = \frac{1}{2}(1 + \cos 2\varphi) \end{matrix} \right| = \int_0^{\varphi_0} d\varphi \frac{1}{2} (1 + \cos 2\varphi) \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{\cos 2\varphi - \cos 2\varphi_0} = \left| \begin{matrix} 2\varphi = t \\ 2\varphi_0 = t_0 \end{matrix} \right| =$$

$$= \frac{1}{4\sqrt{2}} \int_0^{t_0} dt (1 + \cos t) \sqrt{\cos t - \cos t_0} = \frac{1}{4\sqrt{2}} \left[\sqrt{\frac{\pi}{2}} \sin t_0 \Gamma(3/2) P_{-1/2}^{-1}(\cos t_0) + \right.$$

$$\left. + \sqrt{\frac{\pi}{2}} \sin t_0 \Gamma(3/2) P_{1/2}^{-1}(\cos t_0) \right] = \frac{1}{4\sqrt{2}} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \Gamma(3/2) \sin t_0 \left[P_{-1/2}^{-1}(\cos t_0) + P_{1/2}^{-1}(\cos t_0) \right]$$

$$= \frac{\pi}{16} \sin t_0 \left[P_{-1/2}^{-1}(\cos t_0) + P_{1/2}^{-1}(\cos t_0) \right] = \frac{\pi}{16} \sin 2\varphi_0 \left[P_{-1/2}^{-1}(\cos 2\varphi_0) + P_{1/2}^{-1}(\cos 2\varphi_0) \right]$$

$$\begin{cases} \sqrt{1-x^2} P_{\nu}^{-1}(x) = x P_{\nu}^0(x) - P_{\nu+1}^0(x) \\ \sqrt{1-x^2} P_{\nu}^0(x) = (\nu+1) x P_{\nu}^{-1}(x) - (\nu-1) P_{\nu-1}^{-1}(x) \end{cases}$$

где φ - аргумент $P_{\nu}^{\mu}(x)$.

$$\sin t_0 \left[P_{-1/2}^{-1}(\cos t_0) + P_{1/2}^{-1}(\cos t_0) \right] = \frac{1}{(-1/2)} \left[x P_{-1/2}^0(x) - P_{1/2}^0(x) \right] + \frac{1}{(1/2)} \left[x P_{1/2}^0(x) - P_{3/2}^0(x) \right] =$$

$$= 2x \left[P_{1/2}^0(x) - P_{-1/2}^0(x) \right] - 2 \left[P_{3/2}^0(x) - P_{1/2}^0(x) \right] =$$

$$= 2x \left[P_{1/2}(x) - P_{-1/2}(x) \right] - 2 \left[P_{3/2}(x) - P_{1/2}(x) \right], \quad P_{\nu}(\cos \varphi) = F(-\nu, \nu+1, 1; \sin^2 \varphi)$$

Разложение при $\varphi_0 \ll 1$:

$$J(\varphi_0) = \frac{\pi}{16} \sin 2\varphi_0 \left[P_{-1/2}^{-1}(\cos 2\varphi_0) + P_{1/2}^{-1}(\cos 2\varphi_0) \right] = \frac{\pi}{16} \sin 2\varphi_0 \left[F\left(\frac{1}{2}, \frac{3}{2}, 2; \sin^2 2\varphi_0\right) + \right.$$

$$\left. + F\left(-\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, 2; \sin^2 2\varphi_0\right) \right] \frac{1}{\Gamma(2)} \left(\frac{1 + \cos 2\varphi_0}{\cos 2\varphi_0 - 1} \right)^{-1/2}$$

тогда $z = \cos 2\varphi_0 > 1$ - не имеет смысла

$$J(\varphi_0) = \frac{\pi}{16} 2 \left\{ \cos 2\varphi_0 \left[P_{1/2}(\cos 2\varphi_0) - P_{-1/2}(\cos 2\varphi_0) \right] + P_{1/2}(\cos 2\varphi_0) - P_{3/2}(\cos 2\varphi_0) \right\} =$$

Plan Memo

$$= \frac{\pi}{8} \left\{ \cos 2\varphi_0 \left[F\left(-\frac{1}{2}, \frac{3}{2}, 1, \sin^2 \varphi_0\right) - F\left(\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, 1, \sin^2 \varphi_0\right) \right] + F\left(-\frac{1}{2}, \frac{3}{2}, 1, \sin^2 \varphi_0\right) - F\left(-\frac{3}{2}, \frac{5}{2}, 1, \sin^2 \varphi_0\right) \right\} =$$

$$\frac{\pi}{8} \left\{ \cos 2\varphi_0 \left[1 + \frac{(-1/2)^{3/2}}{1} \sin^2 \varphi_0 - 1 - \frac{1/2^{1/2}}{1} \sin^2 \varphi_0 \right] + 1 + \frac{(-1/2)^{3/2}}{1} \sin^2 \varphi_0 - \frac{(-3/2)^{5/2}}{1} \sin^2 \varphi_0 \right\} = \frac{\pi}{8} \left\{ \cos 2\varphi_0 \left[-\sin^2 \varphi_0 \right] + 3 \sin^2 \varphi_0 \right\} =$$

$$\frac{\pi}{8} \sin^2 \varphi_0 [3 - \cos 2\varphi_0] = ? \quad \text{Допустим, пусть } J(\varphi_0) \sim \sin^2 \varphi_0 ? \text{ Да.}$$

$$J(\varphi_0) = \int_0^{\sin \varphi_0} dx \sqrt{1-x^2} \sqrt{a-x^2} = \int_0^{\sin \varphi_0} dx (1 - \frac{x^2}{2}) \sqrt{a} (1 - \frac{x^2}{2a}) =$$

$$= \sqrt{a} \int_0^{\sin \varphi_0} \left[1 - \frac{x^2}{2} \left(1 + \frac{1}{a}\right) \right] dx = \sqrt{a} \left[x - \frac{1}{2} \left(1 + \frac{1}{a}\right) \frac{x^3}{3} \right]_0^{\sin \varphi_0} = \sqrt{a} \sin \varphi_0 \times$$

$$\times \left[1 - \frac{1}{6} \left(1 + \frac{1}{a}\right) \sin^2 \varphi_0 \right] + \dots$$

$$\langle M_x \rangle_V = \frac{1}{\pi R^2} \int_{S_d} d^2 \vec{\rho} M_x = \frac{1}{\pi R^2} (-4) M_s \ell^2 J(\varphi_0) = -\frac{4}{\pi} M_s \frac{1}{\sin^2 \varphi_0} J(\varphi_0)$$

$$\text{Учтем } \varphi_0 \rightarrow 0 \quad \langle M_x \rangle_V = -\frac{4}{\pi} M_s \frac{J(\varphi_0)}{\sin^2 \varphi_0} = -\frac{4}{\pi} M_s \left[1 - \frac{1}{6} \left(1 + \frac{1}{a}\right) \sin^2 \varphi_0 \right] = ?$$

$$\text{Если мал. \varphi_0, то можно считать } (-M_s). \quad \text{Берем } \frac{1}{a} = \frac{1}{\sin^2 \varphi_0}$$

$$J(\varphi_0) = \frac{\pi}{8} \sin^2 \varphi_0 [3 - \cos 2\varphi_0] = \frac{\pi}{4} \sin^2 \varphi_0 [1 + \sin^2 \varphi_0] \quad \text{Корр. коэффициенты}$$

$$\text{т.е. в малом приближении по } \varphi_0: \quad \langle M_x \rangle_V = -\frac{4}{\pi} M_s \cdot \frac{\pi}{4} = -M_s - \text{верно.}$$

$$J(\varphi_0) = \int_0^{\sin \varphi_0} dx (1 - \frac{x^2}{2}) \sqrt{a-x^2} = \int_0^{\sin \varphi_0} dx \sqrt{a-x^2} - \frac{1}{2} \int_0^{\sin \varphi_0} dx x^2 \sqrt{a-x^2} =$$

$$= \frac{\pi}{4} a - \frac{1}{2} \left[\frac{1}{4} \frac{x(a-x^2)^{3/2}}{(-1)} - \frac{1}{8} \frac{ax \sqrt{a-x^2}}{(-1)} - \frac{1}{8} \frac{a^2}{(-1)} \arcsin \frac{x}{\sqrt{a}} \right]_0^{\sin \varphi_0} =$$

$$= \frac{\pi}{4} a - \frac{1}{2} \left[\frac{1}{8} a^2 \arcsin(1) \right] = \frac{\pi}{4} a - \frac{1}{32} \pi a^2 = \frac{\pi}{4} a \left[1 - \frac{1}{8} a \right] + O(a^3) =$$

$$= \frac{\pi}{4} \sin^2 \varphi_0 \left[1 - \frac{1}{8} \sin^2 \varphi_0 \right] + O(\sin^6 \varphi_0)$$

$$\langle M_x \rangle_V = -\frac{4}{\pi} M_s \frac{\pi}{4} \left[1 - \frac{1}{8} \sin^2 \varphi_0 \right] + O(\sin^4 \varphi_0) = -M_s \left[1 - \frac{1}{8} \sin^2 \varphi_0 \right] + O(\sin^4 \varphi_0) \rightarrow W_H = -\vec{H} \langle \vec{M} \rangle_V = -H M_s \left[1 - \frac{1}{8} \sin^2 \varphi_0 \right]$$

$$\vec{H} = -H \vec{i}$$

Получено хорошее значение "buckling" для титана (см. 31/III):

$$W^{bd}(\varphi_0) = -\left(\frac{R_0}{R}\right)^2 \ln \cos \varphi_0 + \frac{2}{\pi} \sum_{k=1}^{\infty} \int_0^{\infty} \frac{dk}{k} f(kL) J_k^2(kR) |I_k(\varphi_0)|^2 - h \left[1 - \frac{1}{8} \sin^2 \varphi_0 \right]$$

$$\text{где } h = H/M_s^2, \vec{H} \parallel \vec{x}. \quad \text{Подставим } W_H = -\frac{4}{\pi} M_s H \frac{1}{\sin^2 \varphi_0} J(\varphi_0) \text{ если не считать } \varphi_0 \rightarrow 0.$$

$$\text{Учтем } \varphi_0 \rightarrow 0 \text{ поправку: } W^{bd}(\varphi_0) = W^{bd}(0) + \frac{1}{2} \varphi_0^2 \left[\left(\frac{R_0}{R}\right)^2 - F_8(\beta) + \frac{1}{4} h \right], \quad W^{bd}(0) = 2\pi \int_0^{\infty} \frac{dk}{k} f(kL) J_k^2(kR) - h$$

Plan Memo

$$\left(\frac{\partial^2 W}{\partial \varphi^2} \right)_{\varphi=0} = \left(\frac{R_0}{R} \right)^2 - F_0(\beta) + \frac{1}{4} h \cdot \left(\frac{\partial^2 W}{\partial \varphi^2} \right)_{\varphi=0} = 0 \text{ - условие минимума}$$

Условие $\varphi_0 = 0$ минимума hom. dot c M_y . $W^{bd}(0) = W^{sd} = \frac{1}{2} N_{xx}(\beta) - h$
 Date. Косм. упр $\varphi_0^2 [\dots] = 0$ даст упрощенные граничные условия hom. dot $\rightarrow$ "buckle" dot - $h_{sb} > 0$ (некоторые значения S, d, h могут быть отрицательными)

$$h_{sb} = 4 \left[F_0(\beta) - \left(\frac{R_0}{R} \right)^2 \right], F_0(\beta) = \pi \int_0^\beta dt f(\beta t) [J_1^2(t) - J_2^2(t)]$$

31/III упр $H=0$ "buckle" не взаимодействует с "vortex".
 В поле $H \sim M_s$ "buckle" взаимодействует с hom. dot. $\langle M_y \rangle$ b.d. h.d. d.o temp.
 "Buckle" state номинально W_m , но упрощенно W_x и W_H .
 Это означает отталкивание упр. намагниченности, когда W_m важна.

У $h_{sb} = \frac{M_s}{H_{sb}}$ не может $\rightarrow 0$ по физ. соображениям, т.к. в слабых H упр. гетеро взаимодействует со shifted "vortex".

"Buckle" можно рассматривать как "vortex" с учетом вклада h_{sb} . С учетом H и упр. линии входят в гет. и упрощенно к упрощенной упр. линии.

5/2 Взаимодействие квадратно-квадратного взаимодействия в решетке гетеро.

До сих пор рассм. модели взаимодействия квадратно-квадратного момента $Q_{\alpha\beta}$ гетеро.

- 1) d.-d. гет. $\textcircled{d-d}$ - (ср. JMM и взаимодействие inhom. dots), но d.d. гет. и взаимодействие d.d. гетеро упрощаются по энергии "vortex" гетеро, (упр. намагниченность d.d. гетеро более плавно взаимодействует, в отличие d.wall)
- 2) q_m - гетеро или концентрические гетеро. Неизвестно в каком гетеро это упрощение можно применить. В поле упр. $q_m \sim \langle M \rangle_y$ гетеро "vortex" гетеро в слабых H она подпадает.

А можно ли упрощенно, не конкурируя/упр. упрощенно $Q_{\alpha\beta}$?

Рассм. $S_1 = \sum_{nn'} F(|\vec{R}_{nn'}|) R_{nn'}^\alpha R_{nn'}^{\alpha'} = N \sum_n F(R_n) R_n^\alpha R_n^{\alpha'} = N \delta_{\alpha\alpha'} \sum_n F(R_n) (R_n^\alpha)^2$
 $\alpha, \alpha' = x, y$ - т.к. $\vec{R}_n$ описывает 2D-плоскость

$S_2 = \sum_{nn'} F(R_{nn'}) R_{nn'}^\alpha R_{nn'}^\beta R_{nn'}^{\alpha'} R_{nn'}^{\beta'} = N \sum_n F(R_n) R_n^\alpha R_n^\beta R_n^{\alpha'} R_n^{\beta'}$
 - и не зависит от d гет. вл. план. $R_n^\alpha \rightarrow x, R_n^\beta \rightarrow y$

Уз. комбинации $x^4, x^3y, x^2y^2, xy^3, y^4$ в упр. симметрии только x^4, x^2y^2, y^4 и осевые

$$\frac{1}{N} S_2 = \sum_n F_n (R_n^\alpha)^4 \delta_{\alpha\alpha'} \delta_{\beta\beta'} \delta_{\alpha\beta} + \sum_{n, \alpha \neq \beta} F_n (R_n^\alpha)^2 (R_n^\beta)^2 \delta_{\alpha\alpha'} \delta_{\beta\beta'} +$$

$$+ \sum_{n, \alpha \neq \beta} F_n (R_n^\alpha)^2 (R_n^{\alpha'})^2 \delta_{\alpha\beta} \delta_{\alpha'\beta'} + \sum_{n, \alpha \neq \beta} F_n (R_n^\alpha)^2 (R_n^\beta)^2 \delta_{\alpha\beta'} \delta_{\alpha'\beta}$$

$W_{qq}(\vec{R}_{nn'}) = \frac{1}{3} \frac{1}{R_{nn'}^3} \sum_{\alpha\beta} Q_{\alpha\beta} Q'_{\alpha\beta} - \frac{10}{3} \frac{1}{R_{nn'}^3} \sum_{\alpha\beta\alpha'} Q_{\alpha\beta} Q'_{\beta\alpha'} R_{nn'}^\alpha R_{nn'}^{\alpha'} +$
 g.d. g.d. $q_n \sim R_n$

Non Memo

Морзе m, p, d = 2?

$$+ \frac{35}{6} \frac{1}{R_{nn}^9} \sum_{\alpha\beta, \alpha'\beta'} Q_{\alpha\beta} Q_{\alpha'\beta'} R_{nn}^{\alpha} R_{nn}^{\beta} R_{nn}^{\alpha'} R_{nn}^{\beta'}. \text{ в паре. в паре } Q_{\alpha\beta} \neq 0(n), \text{ тогда одина-}$$

$$W_m^{92} = \frac{1}{2} \sum_{nn'} W_{92}(\vec{R}_{nn'}) = \frac{1}{2} N \sum_n W_{92}(\vec{R}_n)$$

$$= \frac{1}{3} \sum_{\alpha\beta} Q_{\alpha\beta} Q_{\alpha\beta} \sum_n \frac{1}{R_n^5} - \frac{10}{3} \sum_{\alpha\beta, \alpha'} Q_{\alpha\beta} Q_{\alpha'\beta'} \sum_n \frac{R_n^{\alpha} R_n^{\alpha'}}{R_n^7} +$$

$$- \frac{35}{6} \sum_{\alpha\beta, \alpha'\beta'} Q_{\alpha\beta} Q_{\alpha'\beta'} \sum_n \frac{1}{R_n^9} R_n^{\alpha} R_n^{\beta} R_n^{\alpha'} R_n^{\beta'} = \frac{1}{3} \sum_{\alpha\beta} Q_{\alpha\beta} Q_{\alpha\beta} \sum_n \frac{1}{R_n^5} -$$

$$\frac{10}{3} \sum_{\alpha\beta, \alpha'} Q_{\alpha\beta} Q_{\alpha'\beta'} \delta_{\alpha\alpha'} \sum_n \frac{(R_n^{\alpha})^2}{R_n^7} + \frac{35}{6} \sum_{\alpha\beta, \alpha'\beta'} Q_{\alpha\beta} Q_{\alpha'\beta'} \sum_n \frac{1}{R_n^9} \left[(R_n^{\alpha})^4 \delta_{\alpha\alpha'} \delta_{\beta\beta'} \delta_{\alpha\beta'} + \right.$$

$$\left. (R_n^{\alpha})^2 (R_n^{\beta})^2 (\delta_{\alpha\alpha'} \delta_{\beta\beta'} + \delta_{\alpha\beta'} \delta_{\beta\alpha'}) + (R_n^{\alpha})^2 (R_n^{\alpha'})^2 \delta_{\alpha\beta} \delta_{\alpha'\beta'} \right] = |Q_{\alpha\beta} = Q_{\beta\alpha}| =$$

$$= \frac{1}{3} \sum_{\alpha\beta} Q_{\alpha\beta} Q_{\alpha\beta} \sum_n \frac{1}{R_n^5} \left[1 - 10 \cos^2 \varphi_{R_n} \right] + \frac{35}{6} \sum_{\alpha} (Q_{\alpha\alpha})^2 \sum_n \frac{\cos^4 \varphi_{R_n}}{R_n^5} +$$

$$+ \frac{35}{6} \sum_{\alpha\beta} Q_{\alpha\beta} (Q_{\alpha\beta} + Q_{\beta\alpha}) \sum_n \frac{\cos^2 \varphi_{R_n} \sin^2 \varphi_{R_n}}{R_n^5} + \frac{35}{6} \sum_{\alpha\alpha'} (Q_{\alpha\alpha} Q_{\alpha'\alpha'}) \sum_n \frac{\cos^2 \varphi_{R_n} \sin^2 \varphi_{R_n}}{R_n^5}$$

$$\cos^2 \varphi = \frac{1}{2} (1 + \cos 2\varphi)$$

$$\cos^4 \varphi = \frac{1}{4} (1 + 2 \cos 2\varphi + \cos^2 2\varphi) = \frac{1}{4} (1 + 2 \cos 2\varphi + \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \cos 4\varphi)$$

$$\cos^2 \varphi \sin^2 \varphi = \frac{1}{4} \sin^2 2\varphi = \frac{1}{4} \frac{1}{2} (1 - \cos 4\varphi), \text{ } \cos 2\varphi \text{ не дает } \text{бумага } \text{гус } \text{кб. } \text{пен.}$$

$$W_m^{92} = -\frac{4}{3} \sum_{\alpha\beta} (Q_{\alpha\beta})^2 \sum_n \frac{1}{R_n^5} + \frac{35}{6} \sum_{\alpha} (Q_{\alpha\alpha})^2 \sum_n \frac{1}{R_n^5} \left[\frac{3}{8} + \frac{1}{8} \cos 4\varphi_{R_n} \right] +$$

$$+ \frac{35}{6} \sum_n \frac{1}{R_n^5} \left[\frac{1}{8} - \frac{1}{8} \cos 4\varphi_{R_n} \right] \left[2 \sum_{\alpha\beta, \alpha \neq \beta} (Q_{\alpha\beta})^2 + \sum_{\alpha\alpha'} Q_{\alpha\alpha} Q_{\alpha'\alpha'} \right] =$$

$$= \left[-\frac{4}{3} \sum_{\alpha\beta} (Q_{\alpha\beta})^2 + \frac{35}{16} \sum_{\alpha} (Q_{\alpha\alpha})^2 + \frac{35}{6 \cdot 8} \left(2 \sum_{\alpha\beta, \alpha \neq \beta} (Q_{\alpha\beta})^2 + \sum_{\alpha\alpha'} Q_{\alpha\alpha} Q_{\alpha'\alpha'} \right) \right] \sum_n \frac{1}{R_n^5} +$$

$$+ \left[\frac{35}{6 \cdot 8} \sum_{\alpha} (Q_{\alpha\alpha})^2 - \frac{35}{6 \cdot 8} \left(2 \sum_{\alpha\beta, \alpha \neq \beta} Q_{\alpha\beta}^2 + \sum_{\alpha\alpha'} Q_{\alpha\alpha} Q_{\alpha'\alpha'} \right) \right] \sum_n \frac{\cos 4\varphi_{R_n}}{R_n^5} =$$

$$\left[\frac{1}{8} \sum_{\alpha\beta} Q_{\alpha\beta}^2 + \frac{35}{16} \sum_{\alpha} Q_{\alpha\alpha}^2 + \frac{35}{6 \cdot 8} \sum_{\alpha \neq \alpha'} Q_{\alpha\alpha} Q_{\alpha'\alpha'} \right] \sum_n \frac{1}{R_n^5} +$$

$$+ \frac{35}{48} \left[\sum_{\alpha} Q_{\alpha\alpha}^2 - 2 \sum_{\alpha\beta, \alpha \neq \beta} Q_{\alpha\beta}^2 - \sum_{\alpha\alpha'} Q_{\alpha\alpha} Q_{\alpha'\alpha'} \right] \sum_n \frac{\cos 4\varphi_{R_n}}{R_n^5} - \text{в паре. } \text{гус } \text{кб. } \text{пен.}$$

$$\sum_{\alpha \neq \beta} (Q_{\alpha\beta})^2 = \sum_{\alpha\beta} (Q_{\alpha\beta})^2 - \sum_{\alpha} (Q_{\alpha\alpha})^2$$

Plan Memo

$$\text{Tenepo: } \frac{2}{N} W_m^{92} = \left[\frac{1}{8} \sum_{\alpha\beta} Q_{\alpha\beta}^2 + \frac{35}{16} \sum_{\alpha} Q_{\alpha\alpha}^2 + \frac{35}{48} \sum_{\alpha\alpha', \alpha''\alpha'''} Q_{\alpha\alpha'} Q_{\alpha\alpha''} - \frac{35}{48} \sum_{\alpha} Q_{\alpha\alpha}^2 \right] \sum_n \frac{\cos 4\varphi_{R_n}}{R_n^5} +$$

$$+ \frac{35}{48} \left[\sum_{\alpha} Q_{\alpha\alpha}^2 - 2 \sum_{\alpha\beta} (Q_{\alpha\beta})^2 + 2 \sum_{\alpha} Q_{\alpha\alpha}^2 - \sum_{\alpha\alpha'} Q_{\alpha\alpha'} Q_{\alpha\alpha'} \right] \sum_n \frac{\cos 4\varphi_{R_n}}{R_n^5} =$$

$$= \left[\frac{1}{8} \sum_{\alpha\beta} Q_{\alpha\beta}^2 + \frac{35}{48} \sum_{\alpha} Q_{\alpha\alpha}^2 + \frac{35}{48} \sum_{\alpha\alpha'} Q_{\alpha\alpha'} Q_{\alpha\alpha'} \right] \sum_n \frac{1}{R_n^5} +$$

$$+ \frac{35}{48} \left[3 \sum_{\alpha} Q_{\alpha\alpha}^2 - 2 \sum_{\alpha\beta} Q_{\alpha\beta}^2 - \sum_{\alpha\alpha'} Q_{\alpha\alpha'} Q_{\alpha\alpha'} \right] \sum_n \frac{\cos 4\varphi_{R_n}}{R_n^5} = \left| \sum_{\alpha} Q_{\alpha\alpha}^2 + \sum_{\alpha\alpha'} Q_{\alpha\alpha'} Q_{\alpha\alpha'} \right|$$

$$= \sum_{\alpha\alpha'} Q_{\alpha\alpha} Q_{\alpha\alpha'} = \sum_{\alpha} Q_{\alpha\alpha} \sum_{\alpha'} Q_{\alpha\alpha'} = \left(\sum_{\alpha} Q_{\alpha\alpha} \right)^2 = (\text{sp } \hat{Q})^2 = 0$$

$$= \frac{1}{8} \sum_{\alpha\beta} Q_{\alpha\beta}^2 \sum_n \frac{1}{R_n^5} + \frac{35}{24} \left[2 \sum_{\alpha} Q_{\alpha\alpha}^2 - \sum_{\alpha\beta} Q_{\alpha\beta}^2 \right] \sum_n \frac{\cos 4\varphi_{R_n}}{R_n^5}$$

$$\frac{2}{N} W_m^{92} = \frac{1}{8} \sum_{\alpha\beta} Q_{\alpha\beta}^2 \sum_n \frac{1}{R_n^5} + \frac{35}{24} \left[2 \sum_{\alpha} Q_{\alpha\alpha}^2 - \sum_{\alpha\beta} Q_{\alpha\beta}^2 \right] \sum_n \frac{\cos 4\varphi_{R_n}}{R_n^5}$$

Энергия квадруп. взаимодействия между горами $\hat{Q}$ и $\hat{Q}$ (или $\hat{Q}$ и $\hat{Q}$)

Для д.д. гора $Q_{xx} = -Q_{yy} = \sin 2\varphi_0$, $Q_{xy} = Q_{yx} = \cos 2\varphi_0$ (и т.д.)

$$\frac{2}{N} W_m^{92} = \frac{1}{8} 2Q^2 \sum_n \frac{1}{R_n^5} + \frac{35}{24} (-1) 2Q^2 \cos 4\varphi_0 \sum_n \frac{\cos 4\varphi_{R_n}}{R_n^5}$$

$$\frac{1}{V} W_m^{92} = \frac{1}{8} \frac{Q^2}{V_0} \sum_n \frac{1}{R_n^5} - \frac{35}{24} \frac{Q^2}{V_0} \cos 4\varphi_0 \sum_n \frac{\cos 4\varphi_{R_n}}{R_n^5}$$

В первом случае с инт. дат. атомы sum^{14} . $K_4^{92} = -\frac{35}{24} \frac{Q^2}{V_0} \sum_n \frac{\cos 4\varphi_{R_n}}{R_n^5}$

Характерно, что $\sum_{\alpha\beta} Q_{\alpha\beta}^2$ от φ_0 не зависит для д.д. гора.

Сравнение с таковой изотропностью и для группы гора с $\vec{M}(\vec{r})$ измеренным квадруп. моментом?

$$\frac{1}{V} W_m^{92} (\text{isotrop}) = \frac{1}{16} \frac{1}{V_0} \left(\sum_{\alpha\beta} Q_{\alpha\beta}^2 \right) \sum_n \frac{1}{R_n^5} > 0$$

$$23/\text{IV} \text{ было } \frac{1}{V} W_m (\text{isotrop}) = -\frac{\mu^2}{4V_0} \sum_n \frac{1}{R_n^3} < 0$$

$$W_m (q\text{-гора}) = W_m (\text{isotrop}) - \frac{292}{V_0} \cos 4\varphi \sum_n \frac{\Delta^4}{R_n^5} \cos 4\varphi_{R_n} P_{-2}^{(4)}(1)$$

$$\text{Сравнение с } W_m^{92} \text{ гора } \frac{35}{48} \frac{1}{V_0} \left[2 \sum_{\alpha} Q_{\alpha\alpha}^2 - \sum_{\alpha\beta} Q_{\alpha\beta}^2 \right] = -\frac{2\mu^2 \Delta^2}{V_0} \cos 4\varphi P_{-2}^{(4)}(1)$$

где φ - угол $\vec{D}$, $\mu = q_m \Delta$. Будем, что $Q_{\alpha\beta} \sim \mu \Delta$.

ADDRESS & TELEPHONE

Работа в KIAS:

Company	Phone	Address
98-1/XI	982.	первый раздел SW и минимизация и минимизация. анализ, синтез
2-3/XI	982.	Single-domain (hom.) и double-domain (inhom. dots) D.-d. dots
4/XI		Hom. dots
5-11/XI		Inhom. dots
12/XI-14/XII		Вспомогательные в перемещении огнестрельных газов.
15-17/XII		Наименование ст. SW в мин. газе
18-21/XII		Наименование ст. hom. dots в APL
22-23/XII		
24/XII	982.	Современ. раздел SW в минимизации. Виз. ФГ.
15/I	992.	Получение прав. формулы для расчета в газе. представление. Дип. поле - неадекватно, потерял H ₂ .
16/I-4/II		SV-Сравнение с экв. BLS, интенсивности минимизации, общие упр. условия, первые результаты. Значения.
11-26/II		Анализ и решение нового раздела. Упр. для SW, раздел раздел. матриц. Значения и условия. Зависимость первых SW-мод.
27/II-15/III		Законы и формулы ст. hom. dots APL. начало раздела уф в перемещении hom. dots при H ≠ 0.
16/III-17/III		Анализ и сравн. с экв. BLS на 1/2 перемещении R ₁ газов Вспомогательная гл. поле взаимодвижения.
18/III-20/III		МФД H-ФН hom. dots.
2-25/III		D.-d. dots. Современ. C _{1m} -раздел конформизации
26/III-3/IV		МФД H-ФН hom. dots.
4-9/IV-17/IV		D.-d. dots, общие подходы и входы. упр. условия.
17-22/IV		ПНН-ОНН переход для hom. dots
23-26/IV		Неадекват. раздел SW минимизации.
26/IV-11/V		МФД H-ФН и общие подходы к hom. dots
11/V-22/V		SW в составе и с минимизацией. Упр. условия. раздел раздел. матриц. Значения и раздел. минимизация.

ADDRESS & TELEPHONE

[illegible]

ADDRESS & TELEPHONE

Phone	Address
7/III	ФТ que vires u/w $\frac{1}{w} \rightarrow 0$. SW в уламке, масса горю.
8-12/III	Мамутоцар. Взаимодействие в палео-горю. изучение вазов.
13-15/III	Диагнос ФТ.
15/III	Мамутоцар. Энергия double-domain гора (обработка Ахатов).
16/III	Сетка криве в d.d. гора. Сравнение энергии S.d., v.d. и d.d. (состояние криве) горю излучающих.
21/III	Анализ и. энергии палео-горю. горю. горю.
22/III	Сравнение новых энергии S.d., d.d. и v.d. палео-горю. горю.
22/III - 24/III	Новая энергия vortex гора и палео-горю "vortex" горю в checkerboard - состоянии M ₂ .
26/III - 28/III	Сравнение новых энергии S.d., v.d. и d.d. палео-горю. горю.
30-31/III	Результат излуч. buckle гора (b.d.). b.d. - энергия нового вазе v.d. C-state $\rightarrow H_n$