

گرم کردن پلاسمای مغناطیسی با فر کانس

ضربان امواج میکرو ویو

دکتر بهروز مراغه چی

استادیار دانشکده علوم و کامپیوتر

دانشکاه صنعتی امیر کبیر

چکیده

ترکیب دو شاعع موازی هم جبهت و موازی غیر هم جبهت از امواج میکرو ویو با قطبندگی دایروی و در مد فوق عادی در طول یک میدان مغناطیسی استاتیک و یکنواخت مطالعه شده است.

برانگیختگی تشدیدی امواج الکترونی طولی با فرکانس ضربان نتیجتاً به عمل جذب امواج میکرو ویو گمک می کند. در این مطالعه از معادلات ماکسول و معادلات پیوستگی و اندازه حرکت گاز الکترون استفاده شده و اثرات برخورد ها و دما در نظر گرفته شده است. فرمول هایی برای چگالی توان متوسط انتقال یافته از امواج عرضی و راندمان جذب به دست آمده است. نتایج مطالعه عددی ثابت جفت شدگی و راندمان ارائه شده است.

برای تحریه و تحلیل برانگیختگی تشدیدی امواج طولی الکترونی پلاسما به کارگرفته شده است. در بخش ۳ فرمول های چگالی توان متوسط انتقال یافته از امواج عرضی و راندمان جذب (یا انتقال) به دست آمده است. در بخش ۴ ثابت جفت شدگی و راندمان به طور عددی مطالعه شده است.

۲- روش مطالعه :

مطالعه برانگیختگی فرکانس ضربان امواج الکترو استاتیک طولی بر معادلات پیوستگی و اندازه حرکت گاز الکترونی همراه با معادلات ماکسول سنا می شود. فرکانس های موجود در این فرآیند سه موجی بیش از فرکانس پلاسما و یاد رحدود آن بوده که نتیجتاً " فقط کترون ها به علت کوچک بودن جرم شان در این فرآیند شرک خواهند داشت. دیورزانس نان سورشار را تقریباً " برابر گرادیان فشار برای تغییر حالت برگشت پذیر آدیاتیک می کیریم . جملات مرسیوط به برخورد، چگالی شدت جریان ، و چگالی بار را به ترتیب به صورت $unnn$ و $-enV$ و $+e(n)-n$ در نظر می کیریم که فرکانس برخورد بین الکترون های بیون ها و یا با مولکول های خنثی ، m جرم الکترون ، n چگالی الکترون ، e بار الکترون و ω سرعت گاز الکترون است. شاخص های بالا نشان دهنده مرتبه اختلال (perturbation) کمیت ها است. جواب دسته معادلات را به صورت زیر فرض می کنیم :

۱- مقدمه :
ترکیب غیرخطی دو موج الکترو مغناطیس عرضی در داخل پلاسما به طور کلی منجر به نوسانات طولی با فرکانس های جمع و تقاضل دو فرکانس امواج ورودی می شود، برانگیختگی تشدیدی امواج الکترو استاتیک طولی وقتی ظاهر می شود که یکی از این فرکانس های ترکیبی و پردار موجی مربوطه در رابطه خطی پاشندگی برای یک مد طبیعی پلاسما صدق کند.

چندین کاربرد برای ترکیب امواج الکترو مغناطیس در یک پلاسما پیشنهاد شده است. پراکندن اشعه سوم امواج الکترو مغناطیس توسط نوسانات پلاسما حاصل از اختلالات دو اشعه می تواند روشی برای اندازه گیری چگالی الکترونی 2 ، یا شدت میدان مغناطیسی در داخل پلاسما باشد. همچنین در مورد کاربرد این روش در مطالعه و کنترل سیونر سفر پیشنهاد اتی عرضه شده است 3 به عنوان روشی برای گرم کردن پلاسما یکی از فرکانس های ترکیبی را می توان در یک فرکانس طبیعی و یا در فرکانس سیکلوترون ذرات مورد نظر تنظیم کرد. 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 ، $^{$

درادامه محاسبات از کمیت $\frac{da(0)^2}{dz^2}$ صرفنظر کرده و بافرض کوچک بودن اثر دما U را برابر U می‌گیریم. باداشتن $E_z^{(2)}$ بقیه کمیت‌های مرتبه دوم مانند $V_z^{(2)}$ حساب می‌شود:

$$V_z^{(2)} = (4\pi n^0)^{-1} \delta E^2 / \delta t \quad (2-11)$$

۳- گرم کردن در فرکانس ضربان :

برای محاسبه چگالی توان متسط انتقالی \bar{P} از امواج عرضی منبع به امواج طولی در فرکانس ضربان $\Delta\omega = \omega_1 - \omega_2$ و راندمان جذب (یا انتقال) γ به صورت زیر عمل می‌کنیم. نیروی طولی مغناطیسی وارد بر واحد حجم گاز الکترون به صورت زیر است:

$$F_z^{(2)} = -ec^{-1} n^0 (V_x^{(1)} B_y^{(1)} - V_y^{(1)} B_x^{(1)}) \quad (3-1)$$

و توان متسط انتقال پافته در واحد حجم از رابطه زیر به دست می‌آید:

$$\bar{P} = (\Delta\omega / 2\pi) \int_0^{2\pi/\Delta\omega} F_z^{(2)} V_z^{(2)} dt \quad (3-2)$$

که نتیجه زیر از آن حاصل می‌شود:

$$\bar{P} = \beta I \bar{S}_1 \bar{S}_2 \quad (3-3)$$

ثابت جفت شدگی β به صورت زیر است:

$$\beta = \frac{2\pi^2 \omega_1 \omega_2 \theta^2 e^2}{C^4 K_1 K_2 \omega_p^2 m^2 \Delta\omega} \quad (3-4)$$

$$I = \frac{1}{4\hbar} \frac{\Delta\omega \gamma}{V^2 / 4 + \delta\omega^2} \quad (3-5)$$

$$\gamma\omega = \bar{\omega}_p - \Delta\omega \quad (3-6)$$

$$\text{که } \omega_p = (\omega_p^2 + a^{0.2} K^2)^{1/2} \quad (3-7)$$

فرکانس طبیعی امواج طولی پلاسمای است. میانگین فلوی پوینتینگ \bar{S}_j دو موج عرضی از رابطه زیر به دست می‌آید:

$$\bar{S}_j = (4\pi n^0)^{-1} E_j^2 C^2 K_j, j=1,2 \quad (3-8)$$

راندمان جذب (یا انتقال) η که به صورت کسر فلوی انتقال باتفاقه به امواج طولی تعریف می‌شود به صورت زیر است:

$$\eta = \frac{(\bar{S}_1^{in} + \bar{S}_2^{in}) - (\bar{S}_1^{out} + \bar{S}_2^{out})}{\bar{S}_1^{in} + \bar{S}_2^{in}} = \frac{\int \bar{P} dz}{\bar{S}_1^{in} + \bar{S}_2^{in}} \quad (3-9)$$

که \bar{S}_j^{out} و \bar{S}_j^{in} به ترتیب فلوهای عرضی تابشی و خروجی اند.

برای توان های کوچک جذب توان \bar{P} و راندمان جذب η را می‌توان به صورت زیر نوشت:

$$\bar{P} = \beta I \bar{S}_1^{in} \bar{S}_2^{in} \quad (3-10)$$

$$\eta = \sigma \beta L \bar{S}_2^{in} / (\sigma + 1) \quad (3-11)$$

که برای هر دو حالت موازی $(K = K_1 - K_2)$ و متقابل $(K = K_1 + K_2)$ صادق بوده و داریم:

$$\sigma = \bar{S}_1^{in} / \bar{S}_2^{in} \quad (3-12)$$

$$L = \int I dz \quad (3-13)$$

$$n = n^0 + n^0 + \dots, \bar{V} = \bar{V}^{(1)} + \bar{V}^{(2)} + \dots, P = P^{(0)} + P^{(1)} + \dots$$

$$\bar{E} = \bar{E}^{(1)} + \bar{E}^{(2)} + \dots, \bar{B} = \bar{B}^{(0)} + \bar{B}^{(1)} + \bar{B}^{(2)} + \dots$$

که P فشار گاز الکترون، \bar{E} میدان الکتریکی و \bar{B} شدت میدان مغناطیسی است. میدان مغناطیسی غیر مختل $B^{(0)}$ استاتیک، یکخواخت و در امتداد مثبت Z فرض می‌شود.

دو موج منع عرضی الکترو مغناطیسی را به صورت قطبینه دایروی در مد فوق عادی، یعنی امواجی که بردار میدان الکتریکی \vec{A} ها هم جهت با الکترون‌ها حول میدان $\bar{B}^{(0)}$ می‌چرخدند، در نظر بگیرید. موج فوق عادی با فرکانس بالا (که با شاخص پائین¹ مشخص شده) در امتداد مثبت Z منتشر می‌شود و موج فوق عادی با فرکانس پائین (شاخص پائین²) در امتداد مثبت Z (علامت بالا) ویا در امتداد منفی Z (علامت پائین) منتشر می‌شود. میدان الکتریکی کل در مرتبه اول متناظر با این دو موج به صورت زیر است:

$$\bar{E}^{(1)} = E_x^{(1)} \hat{i} + E_y^{(1)} \hat{j} \quad (2-1)$$

$$E_x^{(1)} = E_1 (\exp P - k_{1r} iz) \cos (K_{1r} Z - \omega_1 t) \quad (2-2)$$

$$+ E_2 \exp (\pm K_{2r} iz) \cos (k_{2r} z \pm \omega_2 t) \quad (2-2)$$

$$E_y^{(1)} = -E_1 (\exp P - K_{11} Z) \sin (K_{11} Z - \omega_1 t) \mp E_2 \exp$$

$$(\mp K_{21} Z) \sin (K_{21} Z \mp \omega_2 t) \quad (2-3)$$

و رابطه پاشندگی مربوطه به صورت زیر است:

$$(K_j^2 - \omega_j^2 C^{-2}) (1 - \omega_C \omega_j^{-1}) + \omega_p^2 C^{-2} = 0 \quad J = 1,2 \quad (2-4)$$

که در اینجا $\omega_C = cB^{(0)} / (mc)$ فرکانس سیکلوترون و $\omega_p = (4\pi e^2 n^0 / m)^{1/2}$ الکترون n^0 و دمای $T^{(0)}$ به طور آرام در طول محور Z تغییر می‌کند. روابط مرتبه دو نتایج زیر را می‌دهند:

$$\delta^2 E_z^{(2)} / \delta t^2 - a^{0.2} \delta^2 E_z^{(2)} / \delta z^2 + v \delta E_z^{(2)} / \delta t - (\delta a^{(0)} / \delta z) \delta E_z^{(2)} / \delta z$$

$$+ \omega_p^2 E_z^{(2)} = \omega_p^2 C^{-1} (V_x^{(1)} B_y^{(1)} - V_y^{(1)} B_x^{(1)}) \quad (2-5)$$

که $a^{(0)}$ سرعت صوت گاز الکترون در غیاب بار الکترونی است:

$$a^{(0)2} = \gamma p^{(0)} / m n^{(0)} = \gamma RT^0 / m$$

و $\gamma = 3$ است.

در سمت راست (۲-۵) از اثرات برخورد ها و نوسانات غیر از فرکانس ضربان $\Delta\omega = \omega_1 - \omega_2$ صرفنظر کرده و جواب آن را به صورت زیر بیان می‌کنیم:

$$E_z^2 = U(z) \exp [-i(kz - \Delta\omega t)] + c.c. \quad (2-7)$$

که $k = k_1 + k_2$ بوده و U در رابطه زیر صدق می‌کند:

$$U = U_1 \{ 1 + [-2ik_a^{(0)2} dU / dz + (da^{0.2} / dz) (dU / dz)]$$

$$+ a^{(0)2} d^2 U / dz^2 [ie (2m)^{-1} E_1 E_2 \theta]^{-1} \} \quad (2-8)$$

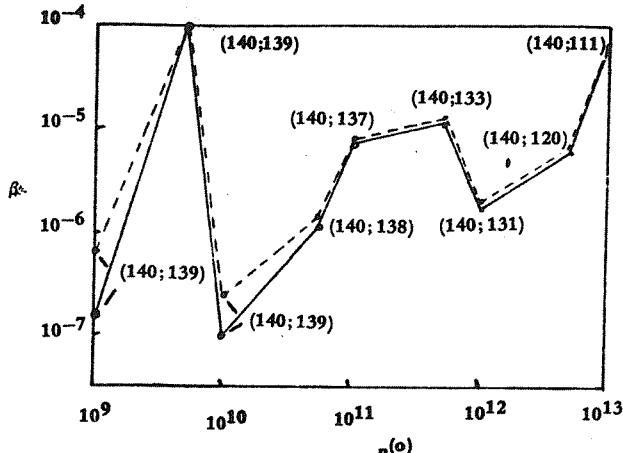
$$U_1 = ie (2m)^{-1} E_1 E_2 \theta (\omega_p^2 + a^{(0)2} k^2 - \omega^2 + i\omega\gamma) \quad (2-9)$$

$$+ ikda^{(0)2} / dz \}^{-1} \quad (2-9)$$

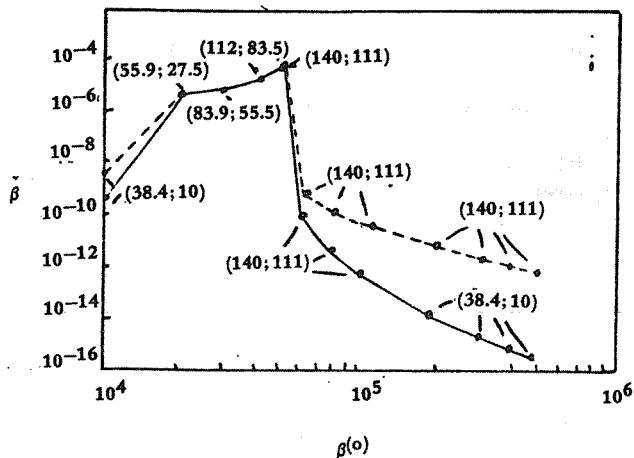
$$\theta = [(\mp 1) \omega_1 \omega_2^{-1} k_2] (1 - K_1^2 C^2 \omega_1^{-2}) + (\omega_2 \omega_1^{-1} k_1) (1 - k_2^2 C^2 \omega_2^{-2}) \quad (2-10)$$

به وسیله بقاء تعداد فوتون ها محدود می شود تفاوت فاحشی دارد. قید فلزی عرضی برای برآنگیختگی فرکانس ضربان توسط دو موج فوق عادی که در طول یک میدان مغناطیسی یکجا خواست و استاتیک منتشر می شوند می توان به صورت زیر حساب کرد.

$$\text{ثابت} = \frac{\bar{S}_1 (\omega_c - \omega_1) \pm \bar{S}_2 (\omega_c - \omega_2)}{(\omega_c - \omega_1) + \bar{S}_1 (\omega_c - \omega_2)}$$



شکل (۱) ثابت جفت شدگی β به صورت تابعی از چگالی الکترون n با میدان مغناطیسی $B^{(0)} = 50K$. منحنی های پیوسته و خط چین به ترتیب مربوط به شاعع های موازی و متقابل اند. فرکانس های امواج منبع بر حسب گاہرتر در داخل پرانتر نشان داده شده اند.



شکل (۲) ثابت جفت شدگی β به صورت تابعی از میدان مغناطیسی $B^{(0)}$ با چگالی الکترون $n^{(0)} = 10^{13} \text{ Cm}^{-3}$. منحنی های پیوسته و خط چین به ترتیب مربوط به شاعع های موازی و متقابل اند. فرکانس های امواج منبع بر حسب گاہرتر در داخل پرانتر نشان داده شده اند.

وقتی میانگین توان جذب شده کوچک نباشد می باید تفییرات فلو های عرضی با Z در محاسبه راندمان منظور گردد. \bar{S}_1^{out} را می توان از انتگرال گیری معادله بقاء فلزی عرضی (۵) باقی داشت:

$$\bar{S}_1 = \frac{1}{\sigma} \left(\omega_c - \omega_1 \right) \pm \frac{1}{\sigma} \left(\omega_c - \omega_2 \right)$$

روابط حاصل برای راندمان های جذب η_p و η_a برای

حالت موازی و متقابل به صورت زیر به دست می آیند:

$$\eta_p = \frac{\sigma (\Omega - 1) (y - 1)}{(1 + y \sigma \Omega) (\sigma + 1)} \quad (3-14)$$

$$y = e^{q(\sigma \Omega + 1)} \quad (3-15)$$

$$q = \beta L \bar{S}_2^{-in} / (\Omega - 1) \quad (3-16)$$

$$\Omega = (\omega_c - \omega_1) / (\omega_c - \omega_2) \quad (3-17)$$

$$\eta_a = \frac{(1 - \Omega) (\sigma \Omega + b - 1)}{\Omega (\sigma + 1)} \quad (3-18)$$

در اینجا b ریشه غیر صفر معادله زیر است:

$$(1 - b)(\sigma \Omega + b) = \sigma \Omega e^{bq}$$

۴- نتایج عددی :

برای تغییر مؤثر بودن مد های فوق عادی امواج میکرو و بودرگرم کردن یک پلاسمای مغناطیسی با فرکانس ضربان ثابت جفت شدگی β و راندمان جذب η به طور عددی مطالعه شده است. در این مطالعه حدود فرکانس امواج منبع از 10^{10} Hz تا $1.4 \times 10^{10} \text{ Hz}$

حدود میدان مغناطیسی از ۵ تا 500 KG و حدود چگالی الکترون از 10^9 تا 10^{13} A/Cm^2 در نظر گرفته شده است. طول موج های امواج منبع در خلا: از ۰.۲۱۴ تا 0.3 cm می باشد.

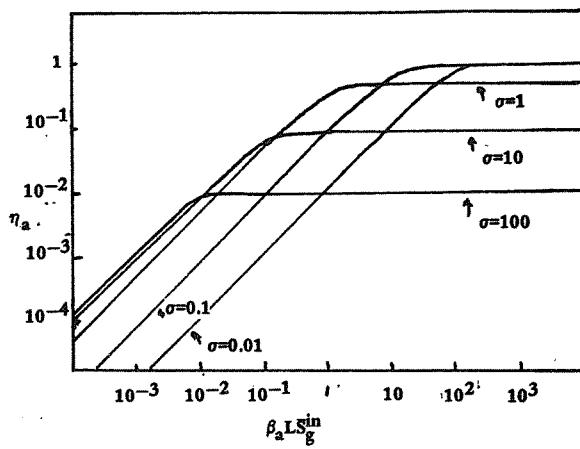
به ازاء هر مقدار انتخاب شده میدان مغناطیسی $B^{(0)}$ و چگالی الکترون $n^{(0)}$ فرکانس های منبع F_1 و F_2 در محدوده ذکر شده تغییر داده شده به طوری که با مراعات قید تشدید در فرکانس پلاسما $(F_1 - F_2) = \omega_p / 2 \eta$ بیشترین مقدار β به دست آید.

این مقدار ماکریم در شکل (۱) به صورت تابعی از $n^{(0)}$ با $\beta^{(0)} = 50 \text{ KG}$ و در شکل (۲) به صورت تابعی از $\beta^{(0)}$ با

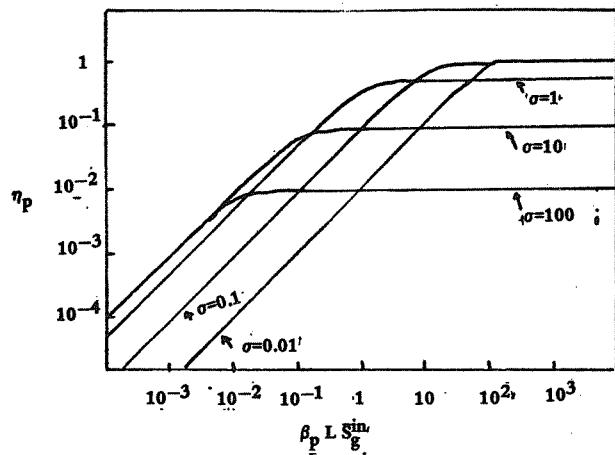
$n^{(0)} = 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ رسم شده است. فرکانس امواج منبع بر حسب گاہرتر در پرانتر نشان داده شده است. β برای امواج میکرو و بو در مدد فوک عادی می تواند بسیار سرگتر از $\beta_a = 1.36 \times 10^{-13} \text{ cm}^W$ برای امواج متقابل لیزر CO_2 در 9.6 و $10.6 \mu\text{m}$ باشد.

در شکل (۳) و (۴) راندمان جذب η به صورت تابعی از $\beta L \bar{S}_2^{-in} / \bar{S}_2^{-out}$ برای مقادیر مختلف $\sigma = \bar{S}_1 / \bar{S}_2$ رسم شده است. اما β برای شاعع های موازی و متقابل یکسان است اما β و در نتیجه مقدار η که برای دستیابی به این راندمان ماکریم لازم است برای دو حالت مورد نظر متفاوت است.

توجه کنید که راندمان ماکریم می تواند تا 10^5 % افزایش یابد. این نتیجه با راندمان روش گرامی لیزری با فرکانس ضربان که به شدت



شکل (۲) راندمان جذب η به صورت تابعی از
برای شاعر های متناظر با
 $f_1 = 1.4 \times 10^{11} \text{ Hz}$, $n^{(0)} = 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, $B^{(0)} = 50 \text{ KG}$
 $\beta = 7.43 \times 10^{-5} \text{ W}^{-1} \text{ cm}$, $F_2 = 1.11 \times 10^{11} \text{ Hz}$



شکل (۳) راندمان جذب η به صورت تابعی از
برای شاعر های موادی با
 $F_1 = 1.4 \times 10^{11} \text{ Hz}$, $n^{(0)} = 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, $B^{(0)} = 50 \text{ K}$
 $\beta = 7.15 \cdot 10^{-5} \text{ W}^{-1} \text{ cm}$, $F_2 = 1.11 \times 10^{11} \text{ Hz}$

: منابع

- 1- Boyd, J.M. & Turner, J.G. 1972 J. Phys. A5, 132.
- 2- Capjack, C.E. & James, C.R. 1974 a Phys. Fluids, 17, 948.
- 3- Capjack, C.E. & James, C.R. 1974b Can J. Phys. 52, 2223.
- 4- Capjack, C.E. & James, C.R. 1975 Can. J. Phys. 53, 2606.
- 5- Fuchs, V., Neufeld, C.R. Teichmann, J. &
- Engelhardt, A. G. 1973, Phys. Rev. Lett. 31 1110.
- 6- Kaufman, A.N. & Cohen, B.I. 1973 Phys. Rev. Lett. 30, 1306.
- 7- Kroll, N. M. Ron, A. & Rostoker, N. 1964 Phys. Rev. 13, 83.
- 8- Rosenbluth, M. N. & Liu, C.S. 1972 Phys. Rev. Lett. 29, 701.
- 9- Willett, J.E. & Maraghechi, B. 1977 J. Appl. Phys, 48, 2644.

