

ДЛИНЫ ВОЛН,  
ВЕРоятНОСТИ РАДИАЦИОННЫХ ПЕРЕХОДОВ  
 $2l3l' - 1s3l'$ ,  $2l2l' - 1s2l$   
И ВЕРоятНОСТИ БЕЗРАДИАЦИОННЫХ РАСПАДОВ  
СОСТОЯНИЙ ДЛЯ ИОНОВ Mg XI—S XV

В. А. Бойко, С. А. Пикуз, У. И. Сафронова и А. Я. Фаенов

Проведен расчет длин волн, вероятностей радиационных переходов  $2l3l' - 1s3l'$ ,  $2l2l' - 1s2l$  и вероятностей безрадиационных распадов состояний  $2l2l'$ ,  $2l3l'$  для ионов Mg XI—S XV. На основе проведенного расчета проведена идентификация спектров Mg XI—S XV, наблюдавшихся в излучении лазерной плазмы.

Введение

Автоионизационные состояния He-подобных ионов изучались в ряде работ [1-3]. В [1] проведен расчет длин волн и вероятностей переходов для Fe XXV (состояния  $2s2p$ ,  $2p^2$ ). Аналогичные результаты приведены в [3] для большого ряда ионов ( $Z=2-34$ ). В [2] получены матрицы для энергии в виде ряда по  $1/Z$  (состояния  $2s2p$ ,  $2p^2$ ). Для дипольных матричных элементов переходов  $2s2p - 1s2s$ ,  $2p^2 - 1s2p$  найдены два члена разложения по  $1/Z$ . В настоящей работе рассмотрены состояния  $2l3l'$  и соответственно рассчитаны длины волн и вероятности радиационных переходов вида  $2l3l' - 1s3l'$ . В связи с тем что при расшифровке спектров Mg XI—S XV переходы  $2l3l' - 1s3l'$ ,  $2l2l' - 1s2l$  оказались связанными, мы привели также и результаты по переходам  $2l2l' - 1s2l$ .

Результаты расчета

Для расчета длин волн переходов  $2l3l' - 1s3l'$ , как и в [2], была использована теория возмущений по  $1/Z$ . Для матрицы энергии было получено выражение в виде ряда по  $1/Z$

$$E(Q, Q') = E_0 Z^2 \delta(Q, Q') + \Delta E_1(Q, Q') Z + \Delta E_2(Q, Q') + \\ + \frac{\alpha^2}{4} (E_0^* \delta(Q, Q') Z^4 + \Delta E_1^*(Q, Q') Z^3) + (-1)^{L+S'+J} \begin{Bmatrix} L & S & J \\ S' & L' & 1 \end{Bmatrix} \frac{\alpha^2}{4} (Z-A)^3 \times \\ \times [E^{(0)}(Z-B) + \epsilon_{co}] + (-1)^{L+S'+J} \begin{Bmatrix} L & S & J \\ S' & L' & 2 \end{Bmatrix} \frac{\alpha^2}{4} (Z-A)^3 \epsilon_{cc}, \quad (1)$$

где  $Q$  обозначает  $aLSJ$ , причем  $a$  — индекс конфигурации,  $\begin{Bmatrix} L & S & J \\ S' & L' & K \end{Bmatrix}$  —  $6j$ -коэффициент Вигнера. Коэффициенты при степенях  $z$  рассчитывались с использованием фейнмановской диаграммной техники. Первые три члена разложения ( $E_0$ ,  $\Delta E_1$ ,  $\Delta E_2$ ) определяют нерелятивистскую часть энергии. Следующие два ( $E_0^*$ ,  $\Delta E_1^*$ ) описывают релятивистские поправки, обуславливающие сдвиг терма. Все следующие члены в (1) определяют расщепле-

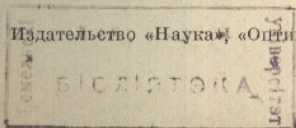


Таблица 1

Длины волн  $\lambda$  (Å), вероятности радиационных переходов  $W_Q^{Q'}$  ( $10^{13} \text{ e}^{-1}$ ), вероятности безрадиационных распадов  $\Gamma_Q$  ( $10^{13} \text{ e}^{-1}$ ) для Mg XI

Переходы	N	$\lambda$	$W_Q^{Q'}$	$\Gamma_Q$	$q(Q)$
$2p3p^1S_0-1s3p^1P_1$	1a	8.3919	0.984	0.682	0.40
$2p3d^1P_1-1s3d^3D_2$	1b	8.3963	0.111	0.522	0.10
$^1P_1-^1D_2$	1c	8.3969	1.03	0.522	6.96
$2p3d^1F_3-1s3d^3D_2$	2a	8.4035	0.196	2.59	0.91
$^1F_3-^1D_2$	2b	8.4042	1.11	2.59	5.18
$2s3d^1D_2-1s3p^1P_1$	3a	8.4145	0.490	7.45	2.30
$2s3p^1P_1-1s3s^1S_0$	4a	8.4176	0.668	9.39	1.85
$2p^2P_{3/2}-1s^2S_{1/2}$	5a	8.4175	0.869		
$^2P_{1/2}-^2S_{1/2}$	5b	8.4228	0.434		
$2p3p^1D_2-1s3p^3P_2$	6a	8.4313	0.538	4.00	2.20
$2s3d^3D_3-1s3p^3P_2$	6b	8.4317	0.356	0.246	1.02
$^3D_2-^3P_1$	6c	8.4323	0.311	1.63	1.31
$^3D_1-^3P_1$	6d	8.4324	0.196	0.242	0.26
$2p3d^3D_1-1s3d^3D_1$	6e	8.4330	1.01	0.094	0.21
$2p3p^3P_2-1s3p^3P_1$	6f	8.4336	0.193	4.20	0.76
$^3P_2-^3P_2$	6h	8.4343	0.539	4.20	2.13
$2p^2^1S_0-1s2p^1P_1$	7a	8.4441	1.89	1.79	0.92
$2s3p^3P_1-1s3s^3S_1$	8a	8.4399	0.495	0.084	0.16
$^3P_2-^3S_1$	8b	8.4431	0.419	0.670	1.25
$2p3p^1D_2-1s3p^1P_1$	8c	8.4449	0.328	4.0	1.34
$2p3s^3P_1-1s3s^3S_1$	8d	8.4450	0.736	0.606	1.0
$2p3d^1D_2-1s3d^1D_2$	8e	8.4460	1.02	0.038	0.15
$2p3s^3P_0-1s3s^3S_1$	8f	8.4464	0.884	0.546	0.34
$2s3d^3D_2-1s3p^1P_1$	8g	8.4467	0.103	1.63	0.48
$2p3d^3P_2-1s3p^1P_1$	8h	8.4480	0.373	4.20	1.48
$2p3d^3F_4-1s3d^3D_3$	8k	8.4471	1.29	0.530	3.38
$^3F_3-^3D_2$	8l	8.4497	1.04	0.529	2.10
$^3F_3-^3D_3$	8m	8.4500	0.081	0.529	0.16
$^3F_3-^1D_2$	8n	8.4504	0.172	0.529	0.91
$^3F_3-^3D_1$	8p	8.4520	1.05	0.489	1.45
$^3F_2-^1D_2$	8s	8.4527	0.173	0.489	0.24
$2s2p^1P_1-1s2s^1S_0$	9a	8.4943	1.25	2.02	3.64
$2p^2^1D_2-1s2p^3P_1$	9b	8.4969	0.157	37.2	0.74
$^1D_2-^3P_2$	9c	8.4994	0.011	37.2	
$2s2p^3P_2-1s2s^3S_1$	10a	8.5193	1.23	1.36	3.22
$2s2p^3P_1-1s2s^3S_1$	11a	8.5230	1.22	1.37	1.6
$^3P_0-^3S_1$	11b	8.5240	1.22	1.36	0.53
$2p^2^3P_2-1s2p^3P_1$	12a	8.5287	0.598	0.22	0.15
$^3P_2-^3P_2$	12b	8.5313	1.82	0.22	0.70
$2p^2^1D_2-1s2p^1P_1$	13a	8.5497	37.2	2.42	11.3

Таблица 2

Длины волн  $\lambda$  (Å), вероятности радиационных переходов  $W_Q^{Q'}$  ( $10^{13} \text{ e}^{-1}$ ), вероятности безрадиационных распадов  $\Gamma_Q$  ( $10^{13} \text{ e}^{-1}$ ) для Al XII, Si XIII

N	Al XII				Si XIII			
	$\lambda$	$W_Q^{Q'}$	$\Gamma_Q$	$q(Q)$	$\lambda$	$W_Q^{Q'}$	$\Gamma_Q$	$q(Q)$
1a	7.1494	1.37	0.738	0.48	6.1613	1.36	0.799	0.56
1b	7.1527	0.185	0.485	0.13	6.1657	0.291	0.443	0.15
1c	7.1533	1.40	0.485	0.98	6.1663	1.84	0.443	0.95
2a	7.1581	0.337	2.59	1.39	6.1698	0.549	2.58	1.98
2b	7.1587	1.47	2.59	6.06	6.1704	1.87	2.58	6.76
3a	7.1675	0.704	7.71	3.23	6.1780	0.987	8.00	4.39

Таблица 2 (продолжение)

N	Al XII				Si XIII			
	$\lambda$	$W_Q^Q$	$\Gamma_Q$	$q(Q)$	$\lambda$	$W_Q^Q$	$\Gamma_Q$	$q(Q)$
4a	7.1695	0.915	9.36	2.45	6.1799	1.22	9.30	3.21
5a	7.1692	1.20	—	—	6.1788	1.62	—	—
5b	7.1746	0.698	—	—	6.1842	0.786	—	—
6a	7.1833	0.607	5.29	2.38	6.1909	0.686	6.07	2.61
6b	7.1822	0.517	0.246	1.17	6.1891	0.744	0.244	1.29
6c	7.1817	0.462	0.928	1.38	6.1896	0.665	0.483	1.37
6d	7.1819	0.320	0.236	0.33	6.1898	0.535	0.224	0.39
6e	7.1822	1.40	0.153	0.34	6.1899	1.89	0.238	0.52
6f	7.1797	0.057	3.35	0.18	6.1872	0.122	2.71	0.36
6h	7.1804	0.886	3.35	2.83	6.1880	1.34	2.71	3.97
7a	7.1912	2.62	1.86	1.08	6.1973	3.60	1.94	1.91
8a	7.1880	0.661	0.098	0.19	6.1948	0.855	0.116	0.22
8b	7.1902	0.506	0.673	1.37	6.1963	0.589	0.672	1.14
8c	7.1942	0.647	5.29	2.54	6.1997	0.999	6.07	3.88
8d	7.1921	1.03	0.602	1.14	6.1981	1.41	0.599	1.26
8e	7.1924	1.34	0.048	0.18	6.1980	1.73	0.056	0.2
8f	7.1935	1.27	0.526	0.37	6.1996	1.79	0.506	0.4
8g	7.1933	0.062	0.928	0.23	6.1991	0.021	0.488	0.04
8h	7.1913	0.374	3.35	1.92	6.1967	0.400	2.71	1.19
8k	7.1927	1.78	0.530	3.68	6.1978	2.40	0.530	3.91
8l	7.1954	1.33	0.529	2.23	6.2005	1.80	0.530	2.3
8m	7.1957	0.095	0.529	0.15	6.2006	0.104	0.530	0.13
8n	7.1960	0.299	0.529	0.48	6.2011	0.494	0.530	0.63
8p	7.1978	1.43	0.478	1.51	6.2029	1.90	0.468	1.55
8s	7.1984	0.287	0.478	0.31	6.2035	0.439	0.468	0.36
9a	7.2304	1.73	20.2	4.8	6.2284	2.34	20.3	6.3
9b	7.2316	0.035	37	0.15	6.2286	0.001	36.8	0.04
9c	7.2343	0.011	37	0.05	6.2314	0.051	36.8	0.23
10a	7.2495	1.69	1.36	3.77	6.2432	2.28	1.36	4.26
11a	7.2533	1.68	1.38	2.28	6.2470	2.28	1.39	2.59
11b	7.2543	1.69	1.36	0.75	6.2480	2.28	1.36	0.85
12a	7.2568	0.82	0.354	0.47	6.2490	1.16	0.549	0.62
12b	7.2595	1.82	0.354	1.06	6.2517	3.38	0.549	1.81
13a	7.2742	3.33	37	15.3	6.2636	4.53	36.8	20.6

Таблица 3

Длины волн  $\lambda$  (Å), вероятности радиационных переходов  $W_Q^Q$  ( $10^{13} \text{ с}^{-1}$ ), вероятности безрадиационных распадов  $\Gamma_Q$  ( $10^{13} \text{ с}^{-1}$ ) для P XIV, S XV

N	P XIV				S XV			
	$\lambda$	$W_Q^Q$	$\Gamma_Q$	$q(Q)$	$\lambda$	$W_Q^Q$	$\Gamma_Q$	$q(Q)$
1a	5.3676	2.48	0.867	0.64	4.7162	3.24	0.943	0.73
1b	5.3693	0.437	0.399	0.16	4.7174	0.626	0.353	0.17
1c	5.3699	2.38	0.399	0.89	4.7180	3.03	0.353	0.80
2a	5.3725	0.854	2.57	2.66	4.7199	1.27	2.55	3.40
2b	5.3731	2.34	2.57	7.20	4.7205	2.85	2.55	7.63
3a	5.3797	1.36	8.32	5.84	4.7263	1.84	8.67	7.60
4a	5.3813	1.59	9.20	4.02	4.7276	2.02	9.07	4.92
5a	5.3798	2.13	—	—	4.7259	2.76	—	—
5b	5.3852	1.06	—	—	4.7352	1.37	—	—
6a	5.3905	0.775	6.54	2.8	4.7354	0.801	6.17	2.87
6b	5.3888	1.06	0.242	1.38	4.7339	1.50	0.239	1.14
6c	5.3893	0.951	0.228	0.92	4.7344	1.29	0.711	2.04
6d	5.3895	0.905	0.204	0.41	4.7345	1.49	0.174	0.38
6e	5.3896	2.49	0.354	0.78	4.7346	3.19	0.498	1.09
6f	5.3867	0.204	2.15	0.47	4.7316	0.301	1.66	0.12
6h	5.3875	1.90	2.15	4.37	4.7324	2.58	1.66	4.33
7a	5.3956	4.79	2.03	1.43	4.7396	6.28	2.13	1.59
8a	5.3937	1.08	0.139	0.27	4.7382	1.33	0.167	0.32
8b	5.3447	0.660	0.669	1.47	4.7388	0.719	0.663	1.48

Таблица 3 (продолжение)

N	P XIV				S XV			
	$\lambda$	$W_Q^0$	$\Gamma_Q$	$q(Q)$	$\lambda$	$W_Q^{0'}$	$\Gamma_Q$	$q(Q)$
8c	5.3975	1.41	6.54	5.24	4.7413	1.64	6.17	5.88
8d	5.3964	1.88	0.596	1.36	4.7404	2.46	0.595	1.44
8e	5.3960	2.22	0.061	0.21	4.7397	2.82	0.065	0.22
8f	5.3980	2.45	0.485	0.40	4.7421	3.28	0.464	0.40
8g	5.3972	0.003	0.228	0.01	4.7411	0.242	0.711	0.38
8h	5.3946	0.410	2.15	0.95	4.7383	0.400	1.66	0.67
8k	5.3954	3.17	0.530	4.09	4.7388	5.25	0.530	4.23
8l	5.3981	2.28	0.530	2.29	4.7416	2.82	0.532	2.27
8m	5.3984	0.108	0.530	0.11	4.7419	0.103	0.532	0.08
8n	5.3987	0.780	0.530	0.78	4.7421	1.18	0.532	0.95
8p	5.4005	2.48	0.460	1.58	4.7440	3.20	0.452	1.69
8s	5.4011	0.631	0.460	0.40	4.7445	0.864	0.452	0.43
9a	5.4206	3.09	20.2	8.04	4.7600	4.01	20.2	10.0
9b	5.4202	0.001	36.5	—	4.7590	0.0002	36.1	—
9c	5.4230	0.102	36.5	0.44	4.7620	0.194	36.1	0.8
10a	5.4323	3.03	1.36	4.69	4.7692	3.94	1.36	5.06
11a	5.4361	3.01	1.40	2.86	4.7730	3.92	1.42	3.12
11b	5.4371	3.02	1.36	0.94	4.7741	3.93	1.36	1.01
11c	5.4368	1.54	0.828	0.93	4.7728	2.02	1.22	1.36
12a	5.4397	4.44	0.828	2.67	4.7758	5.71	1.22	4.91
13a	5.4493	5.96	36.5	25.6	4.7836	7.69	36.1	30.6

ние термина как за счет спин-орбитального взаимодействия ( $E^{(0)}, B, A, \mathcal{E}_{SO}$ ), так и за счет спин-спинового ( $\mathcal{E}_{SS}$ ). Численные значения коэффициентов мы не приводим в виду громоздкости. В табл. 1—3 приведены окончательные результаты расчета длин волн переходов для рассматриваемых ионов.

После диагонализации матрицы  $E(Q, Q')$  были получены как собственные значения энергий  $E^J(aLS)$ , так и вектора  $C^J(aLS, a'L'S')$ .<sup>1</sup> Для расчета дипольного матричного элемента в промежуточной схеме связи была использована следующая формула:

$$P_i(Q, Q') = (-1)^{J'+M'} \sqrt{3} \begin{pmatrix} J & J' & 1 \\ M_J - M_{J'} & i \end{pmatrix} \sum_{L_1 L_2 S_1 a_1 a_2} B_3 C^J(aLS, a_1 L_1 S_1) C^{J'} \times \\ \times (a_2 L_2 S_1, a' L' S') \mathcal{E}^{(0)}(a_1 L_1 S_1, a_2 L_2 S_1) \left[ 1 + \frac{1}{Z} \tau(a_1 L_1 S_1, a_2 L_2 S_1) \right], \quad (2)$$

где

$$B_3 = (-1)^{J-S+1} \sqrt{\frac{(2J+1)(2J'+1)}{2S+1}} \begin{Bmatrix} J & J' & 1 \\ L' & L & S \end{Bmatrix}. \quad (3)$$

Для рассматриваемых нами переходов  $213l' - 1s3l'$  были рассчитаны численные значения коэффициентов  $\mathcal{E}^{(0)}(a_1 L_1 S_1, a_2 L_2 S_1)$  и  $\tau(a_1 L_1 S_1, a_2 L_2 S_1)$ , которые мы также здесь не приводим. На основе (2) были получены данные для вероятностей переходов в промежуточной схеме связи

$$W_Q^{0'} = \frac{2}{2J+1} [E^J(aLS) - E^{J'}(a'L'S')]^2 \frac{1}{Z^3} \left| \sum_{a_1 L_1 S_1 a_2 L_2} B_3 C^J(aLS, a_1 L_1 S_1) \times \right. \\ \left. \times C^{J'}(a_2 L_2 S_1, a' L' S') \mathcal{E}^{(0)} \left( 1 + \frac{\tau}{Z} \right) \right|^2 3.21 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}. \quad (4)$$

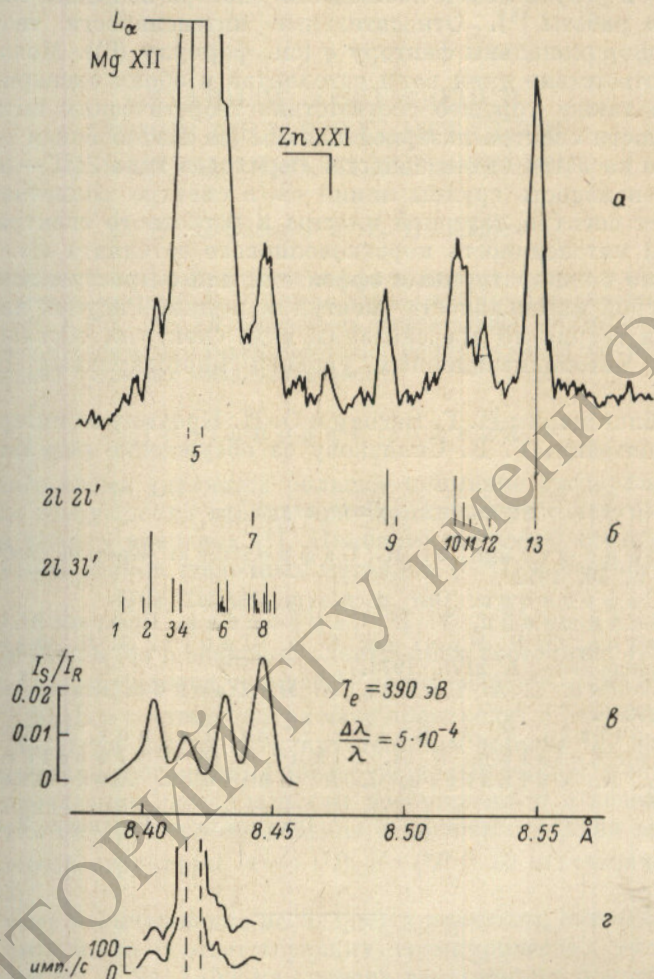
Результаты расчета  $W_Q^{0'}$  приведены также в табл. 1—3.

<sup>1</sup> Мы везде сохранили для удобства классификации индекс термина  $LS$  и конфигурации  $a$ .

Остановимся коротко на расчете вероятностей безрадиационных распадов  $\Gamma_Q$ . Расчет  $\Gamma_Q$  также был проведен в промежуточной схеме связи, причем

$$\Gamma_Q = \sum_{a, a_2, L_1, S_1} C^J(aLS, a_1L_1S_1) \Gamma(a_1L_1S_1, a_2L_1S_1) C^J(a_2L_1S_1, aLS). \quad (5)$$

Расчет матрицы  $\Gamma(Q, Q')$  проводился без учета экранирования, а именно с радиальными водородоподобными функциями.



Сателлиты дублета Mg XII.

*a* — спектр лазерной плазмы; *b* — теоретические интенсивности сателлитов; *c* — теоретический спектр сателлитов типа  $2l3l' - 1s3l'$  при ширине линии  $\Delta\lambda/\lambda = 5 \cdot 10^{-4}$  в предположении доплеровского контура; *d* — спектр вспышки солнечной короны [6].

Окончательные результаты расчета также приведены в табл. 1—3. Наконец, в последнем столбце табл. 1—3 приведена величина  $q$ , определяющая разделение на каналы

$$q(Q) = g_Q \frac{W_Q^{Q'} \Gamma_Q}{\Gamma_Q + \sum_{Q'} W_Q^{Q'}}, \quad (6)$$

где  $g_Q$  — статистический вес автоионизационного состояния. Сумма в знаменателе формулы (6) проводится по всем конечным состояниям.

Условия эксперимента подробно описаны в работах [4, 5]: для нагрева плазмы использовался неодимовый лазер, обеспечивавший на поверхности твердой мишени плотности потока  $5 \cdot 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup>; регистрация спектра осуществлялась с помощью дефокусирующего спектрографа с выпуклым кристаллом слюды. Характерная денситограмма спектра второго порядка магниево-лазерной плазмы приведена на рисунке (а) вместе с теоретическим спектром (б) и результатами наблюдений спектра вспышки солнечной короны (в) из работы [6]. Относительные интенсивности теоретического спектра пропорциональны фактору  $q$  (см. формулу (6)). Можно отметить хорошее соответствие длин волн спутников в обоих экспериментальных спектрах, а также хорошее соответствие теоретических интенсивностей и интенсивности спектра лазерной плазмы (за исключением групп линий 10÷12). Что касается интенсивностей переходов типа  $2l3l' - 1s3l'$ , то суммарная интенсивность группы линий «8» в спектре солнечной вспышки в отличие от спектра лазерной плазмы и расчетного спектра несколько меньше, чем интенсивность коротковолнового спутника «1». Это, может быть, связано с аппаратными эффектами или с пространственно-временной структурой интенсивности спектра вспышки. Рисунок иллюстрирует возможности теории по предсказанию вида спектров, обусловленных переходами с автоионизационных уровней многозарядных He-подобных ионов.

Авторы благодарны Н. Г. Басову и О. Н. Крохину за интерес к работе Л. А. Вайнштейну, Г. В. Склизкову за обсуждение результатов.

#### Литература

- [1] Л. А. Вайнштейн, У. И. Сафронова. Краткие сообщения по физике, № 3, 40, 1972.
- [2] У. И. Сафронова. Опт. и спектр., 38, 212, 1975.
- [3] Л. А. Вайнштейн, У. И. Сафронова. Препринт ИСАН, № 6, 1975.
- [4] В. А. Бойко, О. Н. Крохин, С. А. Пигуз, А. Я. Фаенов. Квантовая электроника, 1, 2178, 1974.
- [5] В. А. Бойко, С. А. Пигуз, А. Я. Фаенов. Квантовая электроника, 2, 1216, 1975.
- [6] E. V. Aglitzki, V. A. Boiko, A. Ya. Faenov, V. V. Korneev, S. L. Mandelstam, S. A. Pikuz, I. A. Sylwester, A. H. Uptonov, L. A. Vainstein, I. A. Zhitnik. Astr. J., 1977.

Поступило в Редакцию 2 июля 1976 г.