

АЗƏРБАЙҶАН ССР ЕЛМЛƏР АКАДЕМИЈАСЫНЫН

ХƏБƏРЛƏРИ

ИЗВЕСТИЯ

АКАДЕМИИ НАУК АЗЕРБАЙДЖАНСКОЙ ССР

ФИЗИКА-ТЕХНИКА ВƏ РИЈАЗИЈЈАТ ЕЛМЛƏРИ СЕРИЈАСЫ

Физика вə астрономија



СЕРИЯ ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИХ И МАТЕМАТИЧЕСКИХ НАУК

Физика и астрономия

1

1971

„ЕЛМ“ НƏШРИЈЈАТЫ – ИЗДАТЕЛЬСТВО „ЭЛМ“
БАКЫ – БАКУ

К. А. ШАРИФОВ

О РАСЧЕТЕ ЭНТРОПИИ ИНДИВИДУАЛЬНЫХ ВЕЩЕСТВ ПО ОГРАНИЧЕННЫМ ДАННЫМ

II. ТВЕРДЫЕ И ЖИДКИЕ ВЕЩЕСТВА

Уравнение (6) из [1] без двух последних членов:

$$\sum \nu S_n^\circ - S^\circ = \kappa_9 \quad (1)$$

в работе [2] выведено другим путем. Это выражение может быть применено лишь к однотипным газообразным веществам с простейшими молекулами, оно означает, что изохорная энтропия атомизации есть приблизительно постоянная величина. Такая формулировка в применении к веществам в конденсированном состоянии запишется в виде [3]

$$\sum \nu S_n^\circ - S^\circ + nR \ln v = \kappa_{10}, \quad (2)$$

где n — число атомов в формульной записи вещества,
 v — его мольный объем.

В таблицу сведены вычисленные по уравнению (2) значения κ для некоторых веществ в твердом и жидком состоянии, где в качестве примера приводятся также 11 предсказанных значений энтропии (отмечены звездочкой). Как видно из этой таблицы, уравнение (2) хорошо оправдывает себя не только для простых, но и для сложных веществ, в особенности, если они наиболее однотипны* и имеют идентичную кристаллическую структуру. Однако трудно уловить влияние различия кристаллических модификаций, ибо энтропия аллотропного превращения редко превышает 1 э. е. [5]. Несколько худшее постоянство κ наблюдается для веществ в жидком** состоянии и для соединений лантаноидов [6], актинидов и элементов VIII группы в твердом состоянии.

Следует отметить, что хотя простое уравнение (2) обычно приводит к приемлемым результатам, но оно применимо при обычных и

* Наиболее однотипными являются такие вещества, соответствующие компоненты которых принадлежат к одной подгруппе системы Менделеева [4.]

** По-видимому, это связано с тем, что в однотипных веществах в жидком состоянии степень ассоциации молекул может быть различной.

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ: А. И. Гусейнов (редактор), Ю. М. Сеидов (зам. редактора), Г. Б. Абдуллаев, Б. А. Азимов, М. И. Алиев, Д. Э. Аллахвердиев, К. Т. Ахмедов, Н. А. Гулиев, М. А. Джавадов, Ч. М. Джуварлы, И. И. Ибрагимов, Л. М. Иманов, Ю. А. Махмудов, Ф. Г. Максудов, Э. И. Манафлы (ответств. секретарь), А. Х. Мирзаджанзаде, Г. Ф. Султанов, З. И. Халилов, Т. Эминзаде, А. А. Эфендизаде.

Адрес: г. Баку, Коммунистическая, 10. Редакция „Известий Академии наук Азербайджанской ССР (серия физико-технических и математических наук)“.

Таблица 1

Вещество	Мольн. объем (v), см ³	Сингония ¹	$S_{298,15}^0$, э.е.	κ , э.е. в ур. (2)	Вещество	Мольн. объем (v), см ³	Сингония	$S_{298,15}^0$, э.е.	κ , э.е. в ур. (2)
1	2	3	4	5	1	2	3	4	5
Li	12,9	I	6,7	30,1	MgO	11,3	I	6,6	72,8
K	44,3	I	15,2	29,3	BaO	26,8	I	16,8	71,2
Cs	67,8	I	19,8	29,1					
Cu	7,1	I	8,0	34,3	CuCl	24,0	I	20,8	66,8
Ag	10,2	I	10,2	34,4	AgF	25,8	I	20,3*	67,3
Au	10,2	I	11,4	35,0	CuBr	27,8	I	23,0	67,6
					CuJ	33,5	I	25,4*	67,3
					AgJ	41,0	I	27,6	67,5
Be	4,9	III	2,3	33,4					
Ca	26,2	I	10,0	33,5	BP	14,1	I	4,9*	74,9
Sr	33,7	I	13,0	33,3	AlAs	26,7	I	12,8*	74,9
					GaAs	27,1	I	15,3	75,3
Sc	15,1	I	9,0	33,7	GaSb	34,0	I	18,2	74,8
La	22,5	III	13,7	33,2	InSb	40,9	I	20,6	74,6
Ac	22,6	I	15,0	33,4					
					ZnO	14,3	I	10,5	72,8
B	3,3	II	1,6	33,8	ZnS	23,8	I	13,8	73,6
Al	10,0	I	6,8	33,6	ZnTe	34,2	I	19,9*	73,0
In	15,7	II	12,5	33,1	CdTe	40,9	I	22,6	72,7
					HgSe	33,9	I	21,8*	73,0
C	3,4	I	0,6	35,2					
Ce	13,6	I	7,5	36,5	MgF ₂	19,8	II	13,7	109,1
Sn	20,6	I	10,7	35,5	CaBr ₂	59,6	IV	31,0	108,5
					BaJ ₂	79,6	IV	38,0	109,6
V	8,4	I	7,1	34,8					
Nb	10,8	I	8,3	35,9	ZnF ₂	21,0	II	17,6	108,5
Ta	10,9	I	9,9	36,3	CdBr ₂	52,5	IIIa	33,2	108,6
					HgJ ₂	72,3	IV	40,8	107,4
S	15,5	IV	7,6	34,2					
Se	16,4	IIIa	10,0	34,5	TiCl ₂	38,9	IIIa	26,2	106,4
Te	20,5	IIIa	11,9	34,5	PbBr ₂	54,0	IV	38,6	105,2
					PbJ ₂	74,9	IIIa	42,3	106,2
Fe	7,2	I	6,5	35,4					
Co	6,7	III	6,8	35,1	Cu ₂ O	23,8	I	24,1	105,8
Ni	6,6	III	7,2	34,7	Ag ₂ O	32,4	I	28,9	106,0
					Ag ₂ Se	36,8	I	35,9	104,5
LiF	9,8	I	8,5	67,1					
NaJ	40,9	I	22,8	67,7	SiO ₂	25,9	I	10,2	113,6
CsJ	57,4	I	30,0	67,1	TiS ₂	34,2	IIIa	18,7	112,5
					SnS ₂	40,0	IIIa	20,9	114,0
BeO	8,3	I	3,4	72,2					
FeS ₂	24,0	I	12,7	116,9	LiCH ₄	32,5		18,1	192,3
FeSe ₂	29,5	IV	20,8	115,4	KBH ₄	45,8		25,5	194,2
NiS ₂	31,8	I	24,7	112,1					
					NH ₄ F	28,1	III	17,2	195,2
TiCl ₃	57,0	IIIa	31,1	148,4	NH ₄ Cl	34,7	I	22,9	193,9
CrCl ₃	54,5	IIIa	30,0	149,4	NH ₄ Br	40,3	I	27,0	194,0
FeCl ₃	52,6	IIIa	32,2	147,1					
					(CH ₃) ₄ NCI ⁽²⁾	334,7	II	45,6	678,7
ZrCl ₄	83,3	I	44,5	185,4	(CH ₃) ₄ NBr ⁽²⁾	333,0	II	48,0	678,5
TiBr ₄	107,9	I	57,2	183,0					
TiJ ₄	130,8	I	63,0	184,6	(NH ₄) ₂ SiFe	88,6	I	68,0	603,8
B ₂ O ₃	38,3	III	12,9	192,2	(NH ₄) ₂ SnCl ₆	153,2	I	99,1	606,6
Ga ₂ O ₃	28,8	IIIa	20,3	193,1	(NH ₄) ₂ PbCl ₆	155,9	I	102,3	605,3
Ga ₂ S ₃	62,6	III	34,9*	192,5	(NH ₄) ₂ SnBr ₆	179,9	I	120,2	605,5
In ₂ S ₃	69,7	I	39,1	192,3	(NH ₄) ₂ BrF ₆	88,6	IIIa	68,6*	605,3

Продолжение табл. 1

1	2	3	4	5	1	2	3	4	5
Жидкие вещества									
As ₂ O ₃	51,0	I	29,3	190,2	C ₂ H ₄ Cl	78,7		49,8	263,7
Sb ₂ S ₃	72,9	IV	43,2	189,0	C ₂ H ₄ Br	86,6		53,4	266,5
As ₂ Se ₃	81,4		49,1*	189,4					
Sb ₂ Se ₃	81,1		51,9*	189,4	CHCl ₃	79,7		48,5	164,3
Bi ₂ Te ₃	104,0	IIIa	62,3	189,0	CHBr ₃	87,5		53,0	168,0
MgSO ₄	45,3	IV	21,9	232,4	(CH ₃) ₂ O	70,9		45,0	288,4
CuSO ₄	44,3	IV	25,3	231,6	(CH ₃) ₂ S	73,5		46,9	289,1
PbWO ₄	53,6	II	36,3	231,6					
					C ₂ H ₅ OH	58,2		38,4	289,7
As ₄ O ₆	106,9	V	55,8	397,8	C ₂ H ₅ SH	73,9		49,5	286,2
Sb ₄ O ₆	112,1	IV	63,4	397,0					
P ₄ O ₁₀	121,3	IV	54,7	566,0					
P ₄ S ₁₀	219,0		91,2	566,5					
LiOH	16,8	II	12,8	96,1					
NaOH	18,8	IV	15,4	97,7					

¹ I—кубическая, II—тетрагональная, III—гексагональная, IIIa—тригональная, IV—ромбическая, V—моноклинная.

² Мольные объемы v в ур. (2) могут быть выражены в любых единицах (см. [1] переход из (9a) в (9)). Разумеется, можно брать не только мольные объемы. Например, для (CH₃)₄NCI и (CH₃)₄NBr взяты объемы элементарной ячейки (в кубич. Å), так как оба эти вещества имеют идентичную кристаллическую структуру (тетрагональную) с двумя молекулами в ячейке [8].

высоких температурах*. Поэтому на основании уравнений (6) [1], (1) и (2) можно сказать, что однотипные вещества при комнатной температуре и выше в одинаковом агрегатном состоянии имеют приблизительно одинаковую изохорную энтропию атомизации. Отсюда непосредственно вытекают: правило Траутона о постоянстве энтропии испарения и правило Ричардсона о постоянстве энтропии плавления и постоянстве энтропии других видов фазового превращения. Изложенное аналитически выражается соотношением [9]

$$\frac{\Delta H_A}{T_A} + S_{A,T_A-}^0 - S_{B,T_A-}^0 \approx \frac{\Delta H_B}{T_B} + S_{A,T_B+}^0 - S_{B,T_B+}^0, \quad (4)$$

которое связывает теплоту агрегатного превращения двух однотипных веществ — A, B с их энтропиями при двух температурах — T_{A-}, T_{B+} и с температурами превращения — T_A и T_B , причем $T_{A-} < T_A < T_B < T_{B+}$, и оно тем точнее, чем ближе T_{A-} к T_{B+} .

Найденные по уравнению (4) расчетные значения теплоты испарения, теплоты плавления и аллотропного превращения 36 различных

* Рассмотрим два простых твердых вещества A и B . Поскольку их изохорная энтропия атомизации приблизительно одинакова, то на основании (3) [1] и (2) можно записать

$$\frac{3}{2} R \ln \frac{m_A}{m_B} + R \ln \frac{v_A}{v_B} \approx R_A^0 - R_B^0. \quad (3)$$

Левую часть этого выражения можно принять за постоянную, тогда как правая по мере уменьшения температуры стремится к нулю (третий закон термодинамики). Следовательно, в соотношении (3) знак равенства в общем случае будет неверным. Однако правая часть в нем постепенно растет и для подавляющего большинства веществ выше комнатной температуры становится приблизительно равной левой части [7]. Отсюда следует, что уравнение (2) в виде уравнения (6) [1] или (1) к газообразным веществам может быть применено и при температурах ниже комнатной. К сожалению, нам не удалось найти достаточного количества надежных данных, чтобы это проверить.

веществ показали удовлетворительное согласие с данными эксперимента [9].

Из уравнений (6) [1], (1) и (2) вытекают не только указанные правила; они находятся в соответствии также и с другими известными положениями. Например:

1. Если в (1) S_n° заменить на S^i — стандартную энтропию элементов в состоянии одноатомного идеального газа, то получится уравнение, предложенное Киреевым [10] для расчета энтропии простейших газов. Из уравнения (2) получается другое уравнение Киреева, предложенное для расчета энтропии твердых неорганических веществ, если в нем также заменить S_n° на S^i и отбросить член, содержащий объем вещества.

2. Выражение (3) может быть записано в виде

$$S_A^\circ - S_B^\circ \approx \text{const},$$

которое будет верно при температурах выше комнатной (см. сноску на стр. 5). Для двух температур T_1 и T_2 оно запишется следующим образом:

$$S_{A, T_2}^\circ - S_{B, T_2}^\circ \approx S_{A, T_1}^\circ - S_{B, T_1}^\circ \text{ или } S_{A, T_2}^\circ - S_{A, T_1}^\circ \approx S_{B, T_2}^\circ - S_{B, T_1}^\circ.$$

Последнее соотношение означает, что

$$\int_{T_1}^{T_2} \frac{C_A}{T} dT \approx \int_{T_1}^{T_2} \frac{C_B}{T} dT, \text{ откуда } C_A \approx C_B \text{ и } C_{v,A} \approx C_{v,B}, \text{ а это есть закон}$$

Дюлонга и Пти, который также верен при температурах выше комнатной. Если A и B являются не простыми веществами, а сложными соединениями, то аналогичным путем можно вывести правило Коппа и Неймана [7].

3. Уравнение Истмена [11] связывает стандартную энтропию грамм-атома твердого вещества с его средним атомным весом, средним атомным объемом и температурой плавления:

$$S_{298}^\circ = \frac{3}{2} R \ln m_{cp} + R \ln v_{cp} - \frac{3}{2} R \ln T_{пл} + a, \quad (5)$$

где a — константа. Сравнивая (5) с (3), легко заметить, что уравнение (2) отличается от уравнения Истмена лишь наличием в последнем слагаемого, содержащего температуру плавления вещества. Проверка уравнения (5) на родственных веществах, сильно отличающихся температурами плавления, показала, что это слагаемое в уравнении (5) действительно лишнее [12]. Таким образом из уравнения (2) не только получается уравнение Истмена, но и вводится в него уточнение [12].

Приведенные выше примеры указывают на достаточную физическую основу предложенных в настоящей работе уравнений. Остановимся, наконец, на свойствах постоянной этих уравнений. Как уже было отмечено [1], в ряду однотипных веществ по мере роста молекулярного веса величина κ_2 в уравнении (6) [1] должна убывать, что и наблюдается в действительности. Также ведут себя κ_3 в уравнении (18) [1], κ_9 в (1) и κ_{10} в (2). Другие особенности этих постоянных видны из самих уравнений. Все эти уравнения содержат $n = \sum v$ — число атомов в формульной записи вещества. Поэтому, чем больше n , тем больше величина постоянных. Например, для одноатомных веществ κ_{10} равна $29 \div 36$ э. е., для двухатомных $67 \div 75$; для трехатомных $109 \div 115$ э. е. и т. д.

В указанные уравнения входят и энтропии веществ. Следовательно, величина постоянных зависит от агрегатного состояния последних, отличаясь примерно на величину энтропии фазового перехода.

Исследования в широком интервале температур (до 6000°), на примере двухатомных веществ — NaF, KF, NaCl и KI, показали, что постоянные κ_9 и κ_{10} слабо зависят от температуры. Хотя это не очевидно из уравнений (1) и (2), но качественно можно сделать такое заключение*.

Уравнения (6), (18) [1], (1) и (2), вероятно, могут быть применены при различных давлениях. Однако из-за ограниченности данных рассмотрено лишь стандартное условие — $p = 1 \text{ атм.}$

Примечание. Значение энтропии веществ заимствованы из [13], [14], [15] и в редких случаях из журнальных статей. Межатомные расстояния в молекулах и углы между связями, а также внутримолекулярные частоты колебаний взяты из [16]. Молярные объемы веществ определены по их рентгеновским и пикнометрическим плотностям. Формулы для расчета главных моментов инерции различных молекул содержатся в [17].

ЛИТЕРАТУРА

1. Шарифов К. А. Изв. АН Азерб. ССР, серия физ.-техн. и матем. наук, 1970, № 6.
2. Шарифов К. А. Докт. дисс. Баку, 1968.
3. Шарифов К. А. Ж. физ. химии, 40, 218, (1966).
4. Киреев В. А. Курс физической химии. Госхимиздат, М., 1955.
5. Киреев В. А. Ж. физ. химии, 22, 847, 1948.
6. Шарифов К. А., Разови Ю. Р. Ж. физ. химии, 40, 1256 (1966).
7. Шарифов К. А. Ж. физ. химии, 41, 1794, (1967).
8. Chang S., Westrum E. J. chem. phys. 36, 2420 (1962).
9. Шарифов К. А. Уч. зап. АГУ, серия химич., 1971, № 4.
10. Киреев В. А. Сб. работает по физической химии. М.—Л., АН СССР, 1947.
11. Eastman E. J. Am. chem. Soc., 45, 80 (1923).
12. Шарифов К. А. Ж. физ. химии, 41, 1179 (1967).
13. Медведев В. А., Юнгман В. С., Воробьев А. Ф. и др. Термические константы веществ, I, II, III, IV. АН СССР, М., 1965—1969.
14. Wagman D., Evans W., Halow J., Parker V., Bailey S., Shumm R. Selected values of chemical Thermodynamic properties, part I, Tech. Note 270—1, NBS. Washington, 1965.
15. Handbook of chemistry and physics, The chemical rubber publishing Co USA, 1961—1962.
16. Краснов К. С., Тимошин В. С., Данилова Т. Г., Хандожко С. В. Молекулярные постоянные неорганических соединений. Л., Изд-во „Химия“, 1968.
17. Гурич Л. В., Хачкурузов Г. А., Медведев В. А. и др. Термодинамические свойства индивидуальных веществ, I. АН СССР, М., 1962.

Институт физики АН
Азерб. ССР

Поступило 21. XI 1969

* Произведем грубый расчет: теплоемкости газообразных NaF, KF, NaCl и KCl выше 2000° примерно равны $5R$, тогда

$$S_T^\circ = S_{2000}^\circ + \int_{2000}^T \frac{C_p}{T} dT = S_{2000}^\circ + 5R \ln T - 5R \ln 2000 = S_{m_1} + 5R \ln T$$

и далее на основании формулы (3) [1] имеем

$$\sum v S_n = S_{m_1} + 2 \cdot \frac{5}{2} R \ln T = S_{m_2} + 5R \ln T,$$

где S_{m_1} , S_{m_2} — не зависящие от температуры части энтропии. Следовательно,

$$\kappa_9 \approx S_{m_2} + 5R \ln T - (S_{m_1} + 5R \ln T) \approx S_{m_2} - S_{m_1}.$$

Теперь рассмотрим твердое состояние. Теплоемкости указанных веществ выше комнатной температуры равны приблизительно $6R$, поэтому

$$S_T^\circ \approx S_{298}^\circ + \int_{298}^T \frac{6R}{T} dT = S_{298}^\circ + 6R \ln T - 6R \ln 298 = S_{m_3} + 6R \ln T.$$

Пренебрегая зависимостью молярного объема от температуры, запишем

$$\kappa_{10} \approx S_{m_3} + 5R \ln T - (S_{m_3} + 6R \ln T) \approx S_{m_2} - S_{m_1} - R \ln T.$$

Отсюда видно, что для двухатомных веществ κ_9 не зависит от температуры а κ_{10} медленно убывает с ее ростом, как и наблюдается в действительности [2].

К. Ә. Шәрифов

Мәһдуд гijмәтләрә көрә индивидуал маддәләрин
ентропијасынын һесаблинамасына даир

II. Бәрк вә маје маддәләр

ХУЛАСӘ

Әдәбијатда мә'лум олан гijмәтләрин јохланмасына әсасән мүәјјән едилмишдир ки, биртипли бәрк вә маје маддәләрин изохор атомлашма энтропијасы отаг температуру вә ондан јухарыда тәгрибән сабит кә-мијјәтдир. Бу, ашағыдакы тәнликлә ифадә олунур:

$$\sum \nu S_n^\circ - S^\circ + nR \ln \nu = \kappa_3 \quad (1)$$

S_n° — маддәнин компонентләринин һәрәкәт энтропијасы, ν — стехиомет-рик әмсал; n — „молекулдакы“ атомларын сајы; ν — молјар һәчм, S° — нсә маддәнин өз энтропијасыдыр. (1) тәнлији 90 мұхтәлиф гејри-үзви маддәләрдә вә јарымкечиричиләрдә јохланылмышдыр. Һәмин јохланмаја әсасән энтропијасы мә'лум олмајан 11 маддәнин энтропи-јасы һесаблинмышдыр.

Гејд етмәк лазымдыр ки, (1) тәнлијиндән Дүлонг-Пти вә Копп-Нејман ганунлары, Трутон вә Ричардсон гајдалары, Кирејев вә Ист-мен тәнликләри алыныр. Бундан әлавә, (1) тәнлији васитәсилә ахы-рынчы дөрдүнә һәтта бә'зи дүзәлишләр дә вермәк мүмкүн олур.

АЗӘРБАЈҶАН ССР ЕЛМЛӘР АКАДЕМИЈАСЫНЫН ХӘБӘРЛӘРИ
Физика-техника вә рјазиијат елмләри серијасы, 1971, № 1

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК АЗЕРБАЙДЖАНСКОЙ ССР
Серия физико-технических и математических наук, 1971, № 1

УДК 535. 33/34:539. 19

А. А. АБДУРАХМАНОВ, Р. А. РАГИМОВА, Л. М. ИМАНОВ

К ВОПРОСУ О ПОВОРОТНЫХ ИЗОМЕРАХ В НОРМАЛЬНОМ ПРОПИЛОВОМ СПИРТЕ

Применение таких физических методов, как ИК-спектроскопия, метод комбинационного рассеяния, измерение дипольных моментов и других, дало возможность установить существование поворотных изомеров в асимметрично замещенных этана.

Для решения ряда вопросов поворотной изомерии в сложных молекулах в последние годы успешно используется метод микроволновой газовой спектроскопии. В мировой литературе известно несколько работ, посвященных микроволновым исследованиям поворотной изомерии в пропано-замещенных молекулах. Хирота, исследовавший микроволновые спектры фтористого пропила [1], бутилонитрила [2], 3-фторпропена [3], установил существование двух поворотных изомеров; микроволновыми исследованиями нормального хлористого пропила Сарашман [4] подтвердил выводы, сделанные рядом исследователей, изучавших инфракрасную и видимую области спектра газа, жидкости и твердого нормального хлористого и бромистого пропила, о существовании транс- и гош-поворотных изомерных состояний. Таким образом, были все предпосылки для наблюдения вращательных изомеров в нормальном пропиловом спирте.

В результате предпринятых нами в 1963 году микроволновых исследований нормального пропилового спирта с целью обнаружения поворотных изомеров и определения главных спектроскопических характеристик молекулы было идентифицировано два вращательных спектра [5, 6], происхождение которых обуславливалось существованием трех поворотных конфигураций: одна из них соответствует транс-форме, характеризующейся наличием плоскости симметрии, в которой располагаются атомы НССОН в виде вытянутой цепи, а две другие — гош-формам, соответствующим левому и правому повороту группы CH_2OH вокруг оси $\text{C}_\alpha - \text{C}_\beta$ от плоскости симметрии.

В молекуле нормального пропилового спирта $\text{CH}_3\text{CH}_2\text{CH}_2\text{OH}$ (рис. 1, а), имеющей три оси внутреннего вращения: $\text{C} - \text{O}$, $\text{C}_\alpha - \text{C}_\beta$, $\text{C}_\gamma - \text{C}_\delta$, принципиально возможно существование нескольких энергетически устойчивых конформаций, реализуемых поворотом вращающихся групп атомов относительно каркаса. Каждый из вероятных изомеров вносит в исследуемый диапазон частот свои серии линий с достаточно высокими интенсивностями. В условиях сильной насыщенности спектра это создавало дополнительные трудности для расшифровки и делало процесс идентификации весьма трудоемким.

Помимо этого конформации, связанные с поворотом легкого атома водорода группы OH относительно тяжелого остова, как показал расчет, энергетически едва различимы, поэтому возрастала вероятность возможной ошибки, которую легко было допустить в интерпретации природы уже идентифицированного спектра.

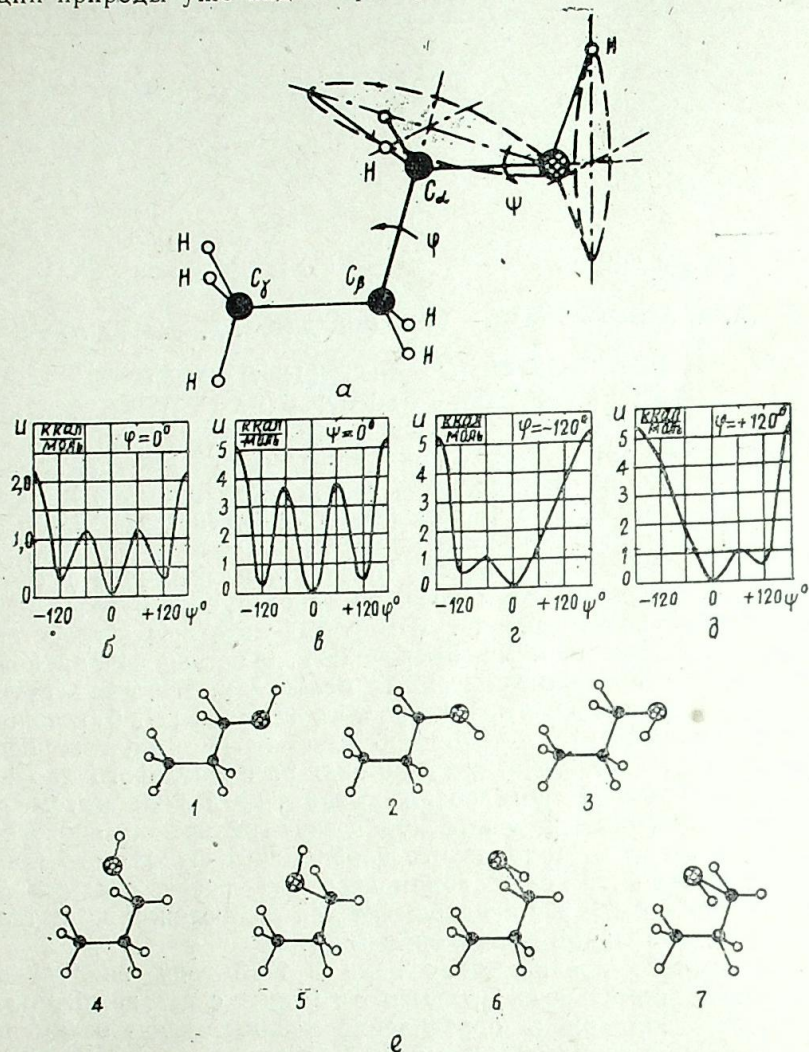


Рис. 1. а) Молекула н-пропанола. Потенциальные кривые вращения групп: б) OH; в) CH₂OH; г) OH (при $\varphi = -120^\circ$); д) OH (при $\varphi = +120^\circ$) вокруг осей C—O, C—C, C—O, C—O, соответственно; е) вероятные конформации молекулы

В связи с вышеизложенным для однозначного решения вопроса происхождения обнаруженного спектра возникла необходимость в многочисленных расчетах. Цель настоящей работы заключалась в том, чтобы исходя из предлагаемых расчетных материалов и сопоставления их с экспериментальными данными, обосновать предположения, сделанные нами о природе идентифицированных спектров нормального пропилового спирта.

Экспериментальному исследованию н-пропанола предшествовал теоретический расчет, произведенный на основе выбранной модели молекулы и ее структурных параметров.

Из аналогии с родственными молекулами замещенных пропана за основу была принята модель CH₃CH₂CH₂X, имеющая плоскость симметрии, образуемую атомами HCCCX, где X замещено гидроксильной группой —OH, и шахматную конфигурацию атомов относительно осей C—C. В качестве молекулярных параметров, использованных для расчетов координат атомов, принимались сравнительно точные структурные параметры молекулы этилового спирта [7], определенные по семи изотопическим замещениям; остальные параметры заимствованы у молекул замещенных пропана.

Молекулярные параметры, использованные для расчетов координат атомов

Межатомное расстояние Å	Валентные углы
C—H = 1,094	CCH (CH ₃) = 110°08'
C—C = 1,534	CCH (CH ₂) = 109°38'
C—O = 1,420	CCC = 110°30'
O—H = 0,936	CCO = 107°26'
	COH = 106°

Внутреннее заторможенное вращение имеет место даже в молекулах, в которых высота барьера составляет 3 ккал/моль и более [1]. Поэтому в молекуле нормального пропилового спирта возможно существование нескольких вращательных изомеров, характеризующихся различной ориентацией вращающихся групп атомов CH₂OH и OH относительно осей C_α—C_β и C—O, соответственно. Что касается группы CH₃, имеющей крутильную степень свободы относительно третьей по счету оси внутреннего вращения C_γ—C_β, то три энергетически выгодные конформации, образуемые при повороте метила на $\pm 120^\circ$, равноценны и их спектр получается трижды вырожденным. Для выявления возможных конформаций и теоретической оценки их стабильности производился расчет потенциалов взаимодействия вращающихся групп и остова для различных углов поворота вокруг одиночной оси. Используемый метод расчета потенциалов, предложенный Скоттом и Шерага [8], предусматривает как обменные взаимодействия связей, примыкающих и той связи, вокруг которой происходит вращение, так и стерические взаимодействия несвязанных атомов вращающейся группы и остова молекулы. С помощью этого метода производился конформационный анализ аллилового [9], бутилового [10] спиртов и ряда других молекул [8].

Рассчитывались координаты атомов остова и вращающихся групп CH₂OH и OH вокруг осей C_α—C_β и C—O, соответственно, для различных углов ψ и φ , а затем и потенциалы взаимодействия; за начало отсчета принимали транс-форму ($\psi = 0^\circ$ и $\varphi = 0^\circ$). На рис. 1 показаны потенциальные кривые кручения группы OH вокруг оси C—O (б) и группы CH₂OH вокруг оси C_α—C_β (в).

Анализ результатов расчета свидетельствует о том, что вероятными изомерными формами в обоих случаях внутреннего вращения являются транс-форма, соответствующая плоскости симметрии, и гош-формы, обусловленные поворотом вращающейся группы на 120° влево и вправо от плоскости симметрии. Кроме того производился расчет потенциалов кручения группы OH для энергетически стабильных гош-конформаций группы CH₂OH (рис. 1, г и д). На рис. 1, е (1—7) показаны вероятные конфигурации молекулы нормального пропилового спирта. Как показал расчет, стабильными получены также формы, соответствующие повороту группы CH₂OH и OH на $\pm 120^\circ$ от плоскости симметрии (рис. 1, е (6, 7)).

Таким образом, конформационный анализ нормального пропилового спирта позволил предсказать возможные конфигурации (рис. 1, e (1–7)) и по разности потенциальных энергий $\Delta E = U_{\text{гош}} - U_{\text{транс}} = 0,2 \div 0,5$ ккал/моль оценить вероятность каждой из двух сравниваемых форм. Согласно статистике Больцмана (с учетом статистических весов конфигураций) было получено, что при рабочих температурах—50°C по крайней мере половина молекул должна иметь одну из двух сравниваемых вероятных конфигураций, т. е. все теоретически возможные изомер должны существовать примерно с равными вероятностями.

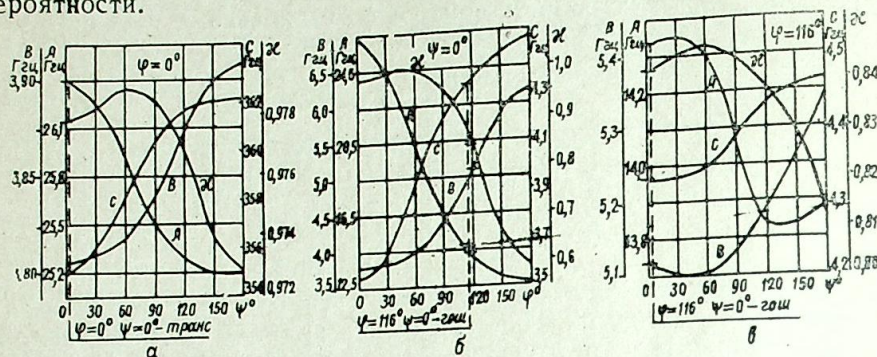


Рис. 2. Вращательные постоянные и параметр асимметрии конфигураций, образующихся при вращении групп: а) ОН, б) CH_2OH и в) ОН.

Исходя из принятой структурной модели и молекулярных структурных параметров, рассчитывались вращательные постоянные для различных положений вращающихся групп (для углов $0^\circ, 30^\circ, 60^\circ, \dots$). Сопоставление экспериментальных значений вращательных постоянных и параметров асимметрии ($A = 26401,6$, $B = 3802,5$, $C = 3549,6$ Мгц, $\chi = -0,9778801$ [5] и $A = 14330,6$, $B = 5119,5$, $C = 4324,3$ Мгц, $\chi = -0,8410754$ [6]) и рассчитанными (рис. 2) привело к заключению

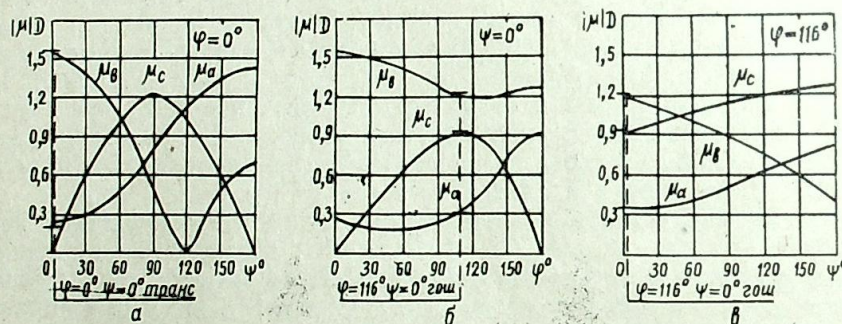


Рис. 3. Проекция дипольного момента на главные оси конфигураций, образующихся при вращении групп: а) ОН, б) CH_2OH и в) ОН

что одна из идентифицированных серий соответствует углам поворота $\psi = 0^\circ$, $\varphi = 0^\circ$, а другая— $\psi = 0^\circ$, $\varphi = \pm 120^\circ$; те же значения углов получаются при сопоставлении параметра асимметрии χ . Таким образом подтверждается вывод о том, что первый из идентифицированных спектров связан с транс-изомером, соответствующим конфигурации, имеющей плоскость симметрии, а второй обусловлен существованием гош-конфигураций, соответствующих отклонению группы CH_2OH влево и вправо от плоскости симметрии на угол, несколько меньший 120° .

Исходя из геометрии молекулы и значений дипольного момента вдоль связей $\text{H}-\text{C} = 0,40 D$, $\text{C}-\text{O} = 0,90 D$, $\text{H}-\text{O} = 1,30 D$ [11], рассчитывался общий дипольный момент и его проекции на произвольные и главные оси для всех конфигураций. По полученным из расчета значениям проекций дипольного момента построены зависимости абсолютных значений компонент как функции углов ψ и φ (рис. 3).

Как видно из графиков, сравнение рассчитанных и экспериментальных данных также приводит к заключению, что изомер, в котором экспериментально измеренные компоненты дипольного момента равны $|t_a| = 0,21$, $|t_b| = 1,54 D$, $|t_c| = 0,0$, соответствует транс-форме, имеющей плоскость симметрии, а состояние, в котором $|t_a| = 0,32$, $|t_b| = 1,23$ и $|t_c| = 0,94 D$,—левой и правой гош-формам, соответствующим повороту группы CH_2OH на угол, несколько меньший 120° (при $\psi = 0^\circ$).

Таким образом, измерение компонент дипольного момента вдоль главных осей и их сравнение с теоретически рассчитанными явилось дополнительным независимым подтверждением сделанного заключения о том, что найденные изомеры соответствуют транс- и гош-формам. В заключение отметим, что из семи вероятных конформаций экспериментально обнаружены только три (рис. 1, e (1, 4, 5)). Предварительные результаты, полученные из анализа других серий, позволяют надеяться на успешную идентификацию спектров, связанных с остальными вероятными изомерами.

ЛИТЕРАТУРА

1. Hirota E. J. chem. phys., 37, 283 (1932).
2. Hirota E. J. chem. phys., 37, 2918 (1962).
3. Hirota E. J. chem. phys., 42, 2071 (1965).
4. Sarachman T. N. J. chem. phys., 39, 469 (1963).
5. Иманов Л. М., Абдурахманов А. А., Рагимова Р. А. „Оптика и спектроскопия“, 25, 1954 (1968).
6. Абдурахманов А. А., Рагимова Р. А., Иманов Л. М. „Оптика и спектроскопия“, 26, 135 (1969).
7. Иманов Л. М., Каджар Ч. О. „Изв. АН Азерб. ССР, серия физ.-техн. и матем. наук“, 3—4, 33 (1965).
8. Scott R. A., Scheraga H. A. J. chem. phys., 42, 6, 2209 (1965).
9. Аббасов А. А. Канд. дисс., ИФАН Азерб. ССР, 1969.
10. Абдурахманов А. А., Велиюлин Э. И., Иманов Л. М. „Ж. структур. химии“ (в печати).
11. Абдурахманов А. А. Канд. дисс., ИФАН Азерб. ССР, 1964.

Институт физики АН
Азерб. ССР

Поступило 12. V 1970

А. А. Эбдуррахманов, Р. Э. Рахимова, Л. М. Иманов

Нормал пропили спирти молекулунда дөнмә
изомер формалары мәсәләсинә даир

ХҮЛАСӘ

Мәгаләдә нормал пропили спирти молекулунда ОН вә CH_2OH атом группларынын ујғун олараг $\text{C}-\text{O}$ вә $\text{C}-\text{C}$ рабитәләри әтрафында дөнмәси илә алынған конфигурасиялар үчүн потенсиал енержи, фырланма сабитләри вә дипол моментинин компонентләри һесапланмышдыр. Молекулун ујғунлашдырылмыш спектрләринин тәбиәти һесабламадан алынған параметрләрин тәчрүби гијмәтләрлә мугајисәсинә әсасән мугәјәнләшдирилмишдыр.

А. Х. ХАЛИЛОВ, Ф. Г. АЛИЕВ

ИССЛЕДОВАНИЕ СТАБИЛЬНОСТИ ИНДУЦИРОВАННЫХ ЦЕНТРОВ ОКРАСКИ В ФОСФОРАХ $\text{NaCl}+\text{Ag}$

Известно, что в щелочно-галогидных фосфорах, активированных серебром, под действием ионизирующей радиации в ультрафиолетовой области возникает целый ряд *A*-, *B*-, *C*-, *D*- и *E*-полос возбужденного поглощения, обусловленных поглощением в индуцированных *A*-, *B*-, *C*-, *D*-, и *E*-центрах окраски, в состав которых входят, кроме элементарных дефектов решетки, также ионы активатора (Ag^+). Некоторые результаты о спектральных свойствах этих центров приведены в работах [1–12].

Настоящая статья посвящена исследованию взаимного преобразования и стабильности указанных центров в рентгенизованных фосфорах $\text{NaCl}+\text{Ag}$. Монокристаллы фосфоров $\text{NaCl}+\text{AgCl}$ с концентрацией ионов Ag^+ 0,1 мол. % и $\text{NaCl}+\text{Ag}$, Ca с концентрацией ионов Ag 0,1 и Ca 1,0 моль. % были выращены методом Киропулоса с вращающимся холодильником. Спектры возбужденного поглощения указанных образцов изучались на приборе СФ-4.

Рентгенизация монокристаллов, расположенных на расстоянии 15 см от вольфрамового антикатада рентгеновской трубки производилась при напряжении на трубке 45 кВ и токе 10 мА (время облучения 4 часа). Для выяснения влияния старения монокристаллов на стабильность центров окраски в одних и тех же условиях нами были выращены, облучены и исследованы свежие монокристаллы $\text{NaCl}+\text{Ag}$ и монокристаллы, подвергнутые старению в течение 1, 2 и 4 лет.

В целях детального изучения механизма преобразования одних активаторных центров окраски в другие и для определения их термической стабильности нами были изучены спектры возбужденного поглощения рентгенизованных фосфоров $\text{NaCl}+\text{Ag}$ до и после их нагрева в течение 20 минут при температурах 80, 150 и 320°C. Для нагрева рентгенизованных образцов использовались трубчатые печи, нагретые до определенной стабильной температуры.

Результаты исследования вышеуказанных образцов представлены на рис. 1 (*a*, *б*, *в*) и 2. Как видно из сравнения кривых 1 с кривыми 2 и 3 на рис. 1 (*a*, *б*, *в*) после нагрева рентгенизованных монокристаллов $\text{NaCl}+\text{Ag}$ (0,1) до 80 и 150°C происходит значительное разрушение *B*-полос поглощения (λ_{max} 275 нм) у фосфоров $\text{NaCl}+\text{Ag}$ (0,1), состарившихся в течение двух и четырех лет (рис. 1, *б* и *а*). В то время как у свежевыращенных и рентгенизованных монокристаллов $\text{NaCl}+\text{Ag}$ (0,1) после нагрева до 80°C (кривая 2 на рис. 1, *в*) интенсивность *B*-полосы не только не уменьшается, а про-

исходит некоторое ее усиление. Только нагрев до 150°C вызывает значительный распад указанной полосы поглощения. Эти факты свидетельствуют о том, что термическая устойчивость *B*-центров окраски в процессе старения монокристаллов $\text{NaCl}+\text{Ag}$ сильно уменьшается.

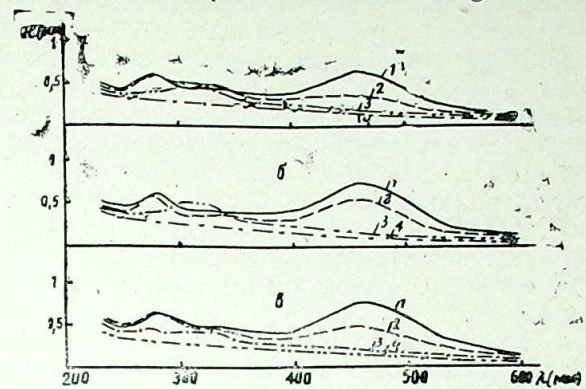


Рис. 1. Спектры возбужденного поглощения фосфора $\text{NaCl}+\text{Ag}$ (0,1): *в*—свежеприготовленного; *б* и *а*—после старения соответственно, в течение двух и четырех лет. Цифрами 1, 2, 3 и 4 обозначены спектры возбужденного поглощения, соответственно, сразу после рентгенизации и после нагрева при 80, 150 и 320°C рентгенизованных фосфоров $\text{NaCl}+\text{Ag}$ (0,1).

Далее, как видно из сравнения кривых 1 с кривыми 2 и 3 на рис. 1 (*а*, *б*, *в*), у состарившихся монокристаллов $\text{NaCl}+\text{Ag}$ (0,1) после нагрева до 80°C наблюдается частичный распад *B*-центров и усиление *D*₂-центров окраски, а у состарившихся монокристаллов $\text{NaCl}+\text{Ag}$ (0,1), нагретых до 150°C, происходит преобразование *B*-центров в *C*- и *D*₁-центры окраски.

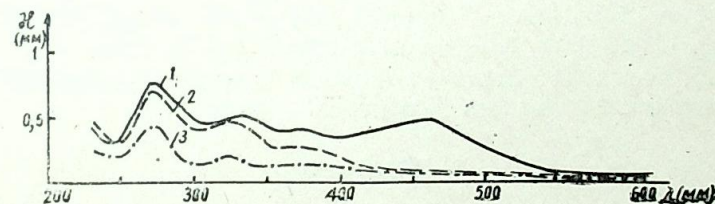


Рис. 2. Спектры возбужденного поглощения фосфора $\text{NaCl}+\text{Ag}$ (0,1)+ Ca (0,1): 1—сразу после рентгенизации; 2 и 3—после нагрева, соответственно, при 80 и 150°C рентгенизованных фосфоров $\text{NaCl}+\text{Ag}, \text{Ca}$.

Однако у свежеприготовленных монокристаллов $\text{NaCl}+\text{Ag}$ (0,1) все указанные центры окраски, кроме *B*-центров, после нагрева до 80°C значительно ослабляются, а при 150°C наблюдаются только очень слабые *B*-, *C* и *D*₁-полосы поглощения.

Таким образом, сопоставление вышеприведенных экспериментальных фактов свидетельствует о том, что в отличие от свежеприготовленных монокристаллов $\text{NaCl}+\text{Ag}$ (0,1), у которых нагрев выше 80°C после рентгенизации вызывает почти монотонный распад *B*-, *C*-, *D*-, *E*-центров окраски, у состарившихся монокристаллов $\text{NaCl}+\text{Ag}$ (0,1) после такого нагрева за счет распада *B*-центров растет число *C*- и *D*₁-центров окраски.

Такое поведение вышеперечисленных активаторных центров окраски в одном и том же фосфоре, по-видимому, происходит за счет уве-

личения стабильности C и D_1 -центров окраски. При этом число сложных C -центров может расти за счет преобразования каждой пары B -центров в C -центры окраски [2].

Далее сравнение кривых 4 с кривыми 1, 2 и 3 на рис. 1 (a , b , $в$) показывает, что нагрев рентгенизованных фосфоров $NaCl+Ag$ до $320^\circ C$ приводит к полному разрушению всех B -, C -, D - и E -центров окраски как у свежеприготовленных, так и у состарившихся фосфоров $NaCl+Ag$ (0,1).

Однако F -центры окраски, не связанные с наличием в решетке $NaCl$ ионов серебра, полностью разрушаются при гораздо более низких температурах ($150^\circ C$), чем B -, C -, D - и E -центры.

Эти результаты, полученные при последовательном термическом разрушении B -, C -, D -, E - и F -центров окраски, находятся в согласии с результатами их оптического разрушения, при котором применяются оптические кванты, соответствующие максимуму их полос возбужденного поглощения.

Как видно из сравнения кривых 1, 2 и 3 на рис. 2, где представлены результаты исследования влияния двухвалентных катионных примесей на стабильность вышеперечисленных центров окраски, при наличии в решетке $NaCl+Ag$ ионов Ca наблюдаются существенно различные спектры возбужденного поглощения после нагрева указанных фосфоров при 80 и $150^\circ C$. Из сравнения интенсивности B -, C -, D -, E - и F -полос на кривых 1, 2 и 3 для фосфоров $NaCl+Ag$ (0,1) и $NaCl+Ag$ (0,1)+ Ca (1,0) следует, что наличие в решетке $NaCl+Ag$ (0,1) ионов Ca^{2+} как-то препятствует преобразованию B -центров окраски в более сложные C -центры, т. е. в отличие от фосфоров $NaCl+Ag$ (0,1) после нагрева рентгенизованного фосфора $NaCl+Ag$ (0,1), Ca (1,0) при $150^\circ C$ C - и D -центры не растут, а сильно ослабляются, при чем степень их ослабления гораздо больше, чем у B -центров окраски. Этот факт, по-видимому, связан с тем, что дополнительные катионные вакансии, возникающие в присутствии ионов Ca^{2+} в решетке $NaCl+Ag$ не благоприятствуют образованию C -центров из пары B -центров окраски. С другой стороны, в присутствии ионов Ca^{2+} в решетке $NaCl+Ag$ F -центры полностью разрушаются не при $150^\circ C$, как у фосфоров $NaCl+Ag$, а при $80^\circ C$ (сравни кривые 2 на рис. 1, $в$ и 2), что свидетельствует о существенном влиянии ионов Ca^{2+} на термическую стабильность F -центров окраски.

ЛИТЕРАТУРА

1. Парфианович И. А. Дисс., М., 1959.
2. Парфианович И. А., Шуралева Е. Н., Ивахненко П. С. и Бабин П. А., Изв. АН СССР, 29, 1965, № 3.
3. Парфианович И. А., Пензина Э. Ж., Пензин Ю. Г., Изв. АН СССР, т. 29, 1965, № 3.
4. Кац М. Л., ДАН СССР, 85, 539, 1952.
5. Etzel H. W., Schulman J. H. J. chem. phys., 22, 1549, 1954.
6. Кац М. Л. Люминесценция и электронно-дырочные процессы в фотохимически окрашенных кристаллах щелочно-галогидных соединений. Саратов, 1961.
7. Гиндина Р. И., Лушик Ч. Б. Тр. ИФА АН ЭССР, № 15, 1961.
8. Золотарев Г. К. Тр. ИФА АН ЭССР, 26, 1964.
9. Халилов А. Х., Салаев Э. Ю., Изв. АН Азерб. ССР, серия физ.-техн. и матем. наук, 1963, № 6.
10. Халилов А. Х., Мамедов А. П., Изв. АН Азерб. ССР, серия физ.-техн. и матем. наук, 1963, № 5.
11. Халилов А. Х., Изв. Азерб. ССР, серия физ.-техн. и матем. наук, 1964, №№ 1, 2, 3, 5.
12. Von der Vorst W., Dekyserw. Physica, 903, 1957.

Институт физики
АН Азерб. ССР

Поступило 13. V 1970

Э. Х. Халилов, Ф. Г. Элиев

$NaCl+Ag$ фосфорларында индуксијаланмыш рэнк мэркэзлэринин дајаныглыгынын тэдгиги

ХҮЛАСӘ

Мәгаләдә $NaCl+Ag$ гәфәсиндә ренткен шүалары илә һәјәчанландырылгандан сонра әмәлә кәлән рэнк мэркэзлэринин термик дајаныглыгынын тэдгигиндән бәһс едилмишдир.

УДК. 535.343.2

А. Х. ХАЛИЛОВ, Т. Г. ДИЛЬБАЗОВ

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ПРОЦЕССОВ СТАРЕНИЯ И ЗАКАЛКИ НА СПЕКТРЫ ВОЗБУЖДЕННОГО ПОГЛОЩЕНИЯ ФОСФОРОВ NaCl + Cu С ДВУХВАЛЕНТНЫМИ ПРИМЕСЯМИ

Структурные модели центров I типа в активированных щелочно-галогенидных фосфорах установлены достоверно, тогда как центры типа II изучены несравненно хуже. Наличие центров I и II типа в щелочно-галогенидных фосфорах, активированных медью, доказано многими авторами [1—7]. Так как в состав центров II типа входят, кроме ионов активатора, еще точечные и линейные микродефекты кристаллической решетки, то с изменением числа микродефектов должны изменяться и поглощения, обусловленные сложными центрами окраски (центрами II типа). Концентрация точечных дефектов в кристаллической решетке может быть повышена введением неактивирующих двухвалентных примесей. Поэтому влияние их на оптические характеристики представляет определенный интерес.

В настоящей статье приводятся результаты исследования влияния неактивирующих ионов Ca^{2+} , Sr^{2+} , Ba^{2+} , Cd^{2+} процессов старения и закалки фосфоров на спектры возбужденного поглощения монокристаллов NaCl + Cu. Учитывая, что примеси распределяются в кристаллической решетке двояким образом [8—11], нами были изучены спектры возбужденного поглощения этих фосфоров после длительного хранения их при комнатной температуре (старение) и после закалки состарившихся кристаллов.

Монокристаллы, выращенные нами по методу Киропулоса из препарата марки „особо чистый“, возбуждались рентгеновскими лучами с вольфрамовым антикатодом ($u = 45 \text{ кВ}$, $I = 10 \text{ ма}$) при 300°K . Спектры основного и возбужденного поглощения измерялись с помощью спектрофотометра СФ-4. Приведенные концентрации вводились в шихту перед расплавлением в виде хлористых соединений указанных примесей.

Введением неактивирующих ионов Ca^{2+} , Sr^{2+} и Ba^{2+} в решетку монокристалла NaCl усиливается интенсивность дырочных V ($\lambda_m = 223 \text{ нм}$), электронных F ($\lambda_m = 465 \text{ нм}$)-полос поглощения и образуется новая дырочная полоса при 340 нм [13] при всех исследованных нами концентрациях (0,1 и 1,0 моль %) примесей. Степень усиления V - и F -полос поглощения уменьшается в ряду $\text{Ca} \rightarrow \text{Sr} \rightarrow \text{Ba}$. После старения монокристаллов интенсивность указанных полос несколько снижается. Процесс закалки состарившихся кристаллов приводит к

очень заметному усилению этих полос, интенсивность их становится больше, чем у свежеприготовленных образцов. Однако при наличии в решетки NaCl вышеуказанных примесей у M -полосы не наблюдается заметных изменений, но ее интенсивность несколько увеличивается после старения и сильно уменьшается после закалки состарившихся кристаллов. Интенсивность полосы возбужденного поглощения с $\lambda_m = 340 \text{ нм}$ уменьшается после старения и увеличивается после закалки фосфоров.

При наличии ионов Cd^{2+} в NaCl F -полоса не усиливается [13], но она заметно растет после старения фосфора NaCl + CdCl_2 . Закалка состарившихся кристаллов NaCl + CdCl_2 приводит к сильному ослаблению F -полосы поглощения и к образованию новых полос поглощения при 250 и 282 нм.

Сравнению кривых добавочного поглощения рентгенизованных монокристаллов NaCl и NaCl + Cu с примесями Ca, Sr, Ba, Cd и без примесей с различными концентрациями ионов Cu^+ (от 0,001 до 1,0 моль %) показывает, что интенсивность V - и F -полос поглощения растет при добавлении в решетку NaCl малых количеств ионов Cu^+ и двухвалентных примесей Ca, Sr и Ba. При этом возрастание числа F -центров происходит также при больших концентрациях (1,0 моль %) двухвалентных примесей. Однако число F -центров в фосфорах NaCl + Cu при концентрации активатора больше, чем 0,2 моль %, начинает уменьшаться [2,5].

При наличии в NaCl одновременно малых количеств ионов меди и Ca^{2+} , Sr^{2+} или Ba^{2+} (0,1 и 1,0 моль %) интенсивность F -полосы всегда больше, чем при наличии их в NaCl в отдельности. При больших концентрациях (0,5 моль %) меди присутствие этих примесей в NaCl + Cu приводит также к усилению интенсивности F -полос по сравнению с фосфорами NaCl + Cu (кривая 1 на рис 1, а и 2), но она не превышает интенсивности F -полосы в фосфоре NaCl с соответствующими двухвалентными примесями.

Наличие ионов Cd^{2+} в решетке NaCl + Cu приводит к ослаблению F -полос поглощения при всех исследованных нами концентрациях Cu и Cd. Присутствие в решетке NaCl + Cu указанных двухвалентных примесей приводит к некоторому росту интенсивности M -полосы поглощения.

Исследование спектров добавочного поглощения свежеприготовленных и состарившихся фосфоров показало, что интенсивность V - и F -полос поглощения несколько уменьшается после старения и увеличивается после закалки состарившихся фосфоров как у чистого монокристалла NaCl, так и у NaCl с малыми содержаниями меди. С повышением концентрации меди эти изменения становятся значительными (рис. 1). При наличии в NaCl + CuCl (0,001 моль %) 0,1 моль % ионов Sr^{2+} , Ca^{2+} или Ba^{2+} наблюдается заметное ослабление F -полосы поглощения после старения и почти полное восстановление ее интенсивности после закалки фосфоров. Внедрение ионов Ca^{2+} , Sr^{2+} или Ba^{2+} в решетку NaCl + Cu с концентрацией ионов Cu^+ 0,5 моль % приводит к росту интенсивности F -полосы поглощения у состарившихся образцов по сравнению со свежеприготовленными фосфорами. После закалки состарившихся фосфоров NaCl + CuCl (0,5 моль %) с указанными двухвалентными примесями интенсивность F -полосы сильно уменьшается.

При наличии ионов Cd^{2+} в NaCl + Cu F -полоса уменьшается у состарившихся образцов, а закалка состарившихся кристаллов приводит еще и к сильному ослаблению интенсивности F -полос поглощения при всех исследованных нами концентрациях меди (0,001 и 0,5

моль %) и Cd (0,05, 0,1 и 1,0 моль %). Такое поведение Cd, по-видимому, обусловлено тем, что ионы Cd^{2+} при комнатной температуре образуют с катионными вакансиями более устойчивые комплексы и не могут способствовать росту числа F-центров [13].

Таким образом, нами установлено резкое различие в раздельном и совместном влиянии двухвалентных и одновалентных катионов на заполнение локальных уровней окраски монокристалла NaCl в процессе старения и закалки последнего.

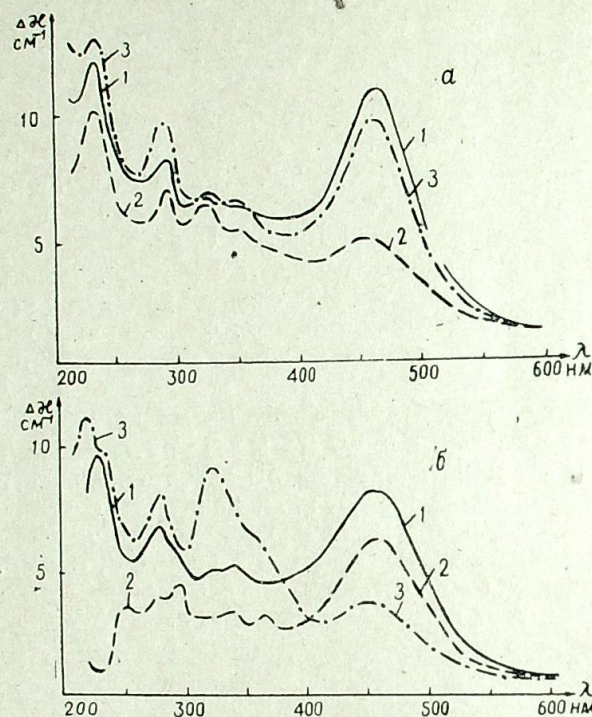


Рис. 1. Спектры добавочного поглощения свежеприготовленных (1), состарившихся (2) и после закалки от 700°C (3) состарившихся NaCl+CuCl (0,5 моль %) (а) и NaCl+CuCl (0,5 моль %) + CdCl₂ (1,0 моль %) фосфоров (б),

Рассмотрим теперь результаты исследования влияния вышеуказанных факторов на активаторные центры окраски в фосфорах NaCl+Cu. Сравнение спектров возбужденного поглощения рентгенизованных NaCl+Cu, содержащих от 0,001 до 0,5 моль % ионов Cu^{+} , показало, что с ростом концентрации этих ионов растет интенсивность полос при 255 нм, обусловленной изолированными ионами Cu^{+} , и полос 235, 292, 330 и 350 нм, обусловленных центрами окраски, в состав которых, кроме ионов Cu^{+} , входят точечные дефекты решетки.

После старения указанных фосфоров мы наблюдали значительное ослабление полос поглощения при 235, 292 и 350 нм (рис. 1), что обусловлено переходом ионов Cu^{+} , из-за их высокой подвижности при комнатной температуре, из узлов решетки на контактные поверхности кристалла, где эти ионы в поглощении почти не участвуют. По нашим данным, чем больше в решетке NaCl ионов Cu^{+} , тем больше в процессе старения ослабевают вышеуказанные полосы. Процесс закалки фосфоров NaCl+CuCl (0,5 моль %) приводит к возрас-

танию интенсивности полос поглощения при 235, 292 и 350 нм. При малом содержании ионов Cu^{+} после закалки мы наблюдали аналогичные незначительные изменения упомянутых полос. Интенсивность полос при 330 нм при старении и закалке фосфоров изменяется незначительно.

Таким образом, на кривых возбужденного поглощения фосфоров NaCl+CuCl (0,5 моль %) в области 330 и 350 нм наблюдаются, две полосы поглощения, из которых первая обладает большей устойчивостью, чем вторая, ибо, как видно из сравнения кривых 1—3 на рис. 1, в процессе старения полоса при 350 нм сильно ослабляется, а после закалки интенсивность ее по сравнению с первой возрастает.

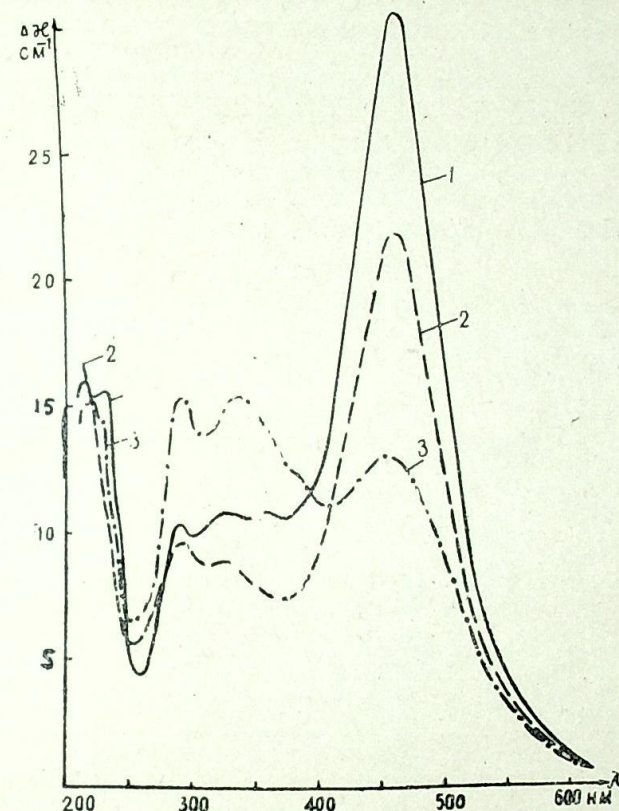


Рис. 2. Спектры добавочного поглощения свежеприготовленных (1), состарившихся (2) и после закалки от 700°C состарившихся (3) NaCl+CuCl (0,5 моль %) + CaCl₂ (1,0 моль %) фосфоров.

Описанное в статье влияние старения и закалки на спектры возбужденного поглощения может быть объяснено существенным перераспределением примесных и тепловых микродефектов в решетке NaCl в процессе старения и закалки; если в первом случае происходит образование различных ассоциаций примесных и тепловых микродефектов, то во втором наблюдается разрушение и дисперсное распределение их в решетке.

Наличие двухвалентных примесей Ca, Sr, Ba и Cd в решетке NaCl+Cu приводит к сильному перераспределению интенсивности полос добавочного поглощения, обусловленному сложными активаторными центрами ($\lambda_m = 235, 292, 330$ и 350 нм), и к усилению полосы при 340 нм, наблюдаемой также в спектрах возбужденного поглощения NaCl с примесями Ca, Sr, Ba, Cd (кривая 1 на рис. 1б и 2).

Как видно из этого сравнения, в случае присутствия примесей Cd в NaCl+Cu возникают также полосы при 250 и 282 нм, интенсивность которых сильно увеличивается после закалки фосфоров.

При наличии в NaCl+Cu примесей Ca, Sr и Cd возникают новые полосы добавочного поглощения, максимумы которых расположены при 390, 375 и 365 нм, соответственно. Эти полосы слабо образуются и нечетко выделяются у свежеприготовленных и состарившихся образцов, но сильно растут и хорошо разделяются на кривой возбужденного поглощения после закалки указанных фосфоров. Отсутствие аналогичной полосы на спектре добавочного поглощения фосфоров NaCl+CuCl+BaCl₂, по-видимому, обусловлено ее слабой интенсивностью и сильным наложением на нее соседних полос поглощения.

Возникновение самых длинноволновых полос поглощения активаторных центров окраски, расположенных при 390, 375 и 365 нм, только при совместном присутствии в решетке ионов меди и указанных двухвалентных ионов дает основание предположить, что центры окраски, обуславливающие эти полосы, содержат, кроме ионов меди, ассоциированных с анионными вакансиями, также ионы соответствующих двухвалентных примесей. Уточнение микроструктуры указанных центров окраски требует дальнейших исследований.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кац М. Л. „ДАН СССР“, 85, 757, 1962.
2. Парфианович И. А., Шуралева Е. И. Материалы VII совещания по люминесценции. Тарту, 1959
3. Парфианович И. А., Шуралева Е. И. Физика щелочно-галогидных кристаллов, Рига, 1962.
4. Лушчик Н. Е., Лушчик Ч. Б. „Оптика и спектроскопия“, 8, 839 1960.
5. Кац М. Л., Гюнсбург К. Е., Голубенцева Л. И. Физика щелочно-галогидных кристаллов. Рига, 1962, „Изв. АН СССР, серия физич.“ 29, 412, 1965.
6. Халилов А. Х. „Изв. АН Азерб. ССР, серия физ.-техн. и матем. наук“, 91, 1964 № 3; 75, 1965, № 6.
7. Халилов А. Х., Алиева Т. Д. „Изв. Азерб. ССР, серия физ.-техн. и матем. наук“, 53, 1966, № 5.
8. Гиндина. Тр ИФА АН ЭССР, № 11, 91, 1960.
9. Мелик-Гайказян, И. Я., Завадовская Е. К., Трескина М. Н. „Кристаллография“, 5, 477, 1960.
10. Kanturek I., Suk K. Czech. J. Phys.; 7, 542, 1962.
11. Toman K. Czech. J. Phys.; 7, 549, 1962.
12. Парфианович И. А., Шуралева Е. И. „Изв. АН СССР серия физич.“ 26, 497, 1962.
13. Лушчик Ч. Б., Тр. ИФА ЭССР, 1955, № 3.

Институт физики АН Азерб. ССР

Поступило 13. V 1970

Э. Х. Халилов, Т. Н. Дилбазов

Икивалентли ашгарлар дахил едилмиш NaCl+Cu фосфорларынын һәјәчанланмыш удма спектрләринә көһнәлмә вә термик ишләмә просесләринин тәсиринин тәдғиги

ХҮЛАСӘ

Мәғләдә мис ионлары илә активләшдирилмиш NaCl әсаслы кристаллофосфорларда удма мәркәзләринә гәләви-торпаг элементләри ионларынын, фосфорларын көһнәлмәси вә термик ишләнмәси тәсиринин тәдғигиндән бәһс едилмишдир.

Мүәјјән олунмушдур ки, Ca, Sr, Ba вә Cd ионлары NaCl+Cu гәфәсинә дахил едилдикдә мөвчуд рәнк мәркәзләри удма золагларынын интенсивлијинин дәјишмәси илә јанашы, јени типли удма мәркәзләри дә әмәлә кәлир. Һәмин мәркәзләрин јаранмасы мис вә гәләви-торпаг ионларынын гаршылығлы тәсири илә изаһ едилир. Бундан әлавә, һәмин ионлар иштирак едән NaCl+Cu фосфорларынын кәстәрилән удма мәркәзләринин сајы фосфорларын көһнәлмәсиндән вә термик ишләмәсиндән асылы оларағ кәскин дәјишир.

УДК 535, 37, 07; 535, 37:001.8

Х. И. МАМЕДОВ, С. Г. ШУКЮРОВ, С. С. БАБАЕВ

КРИОСТАТ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ СПЕКТРОВ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ПРИ ТЕМПЕРАТУРАХ 77, 55, 20 и 14°К

В настоящем сообщении приводится описание конструкции, подобной разработанной нами ранее [1], более совершенного криостата, которая позволяет проводить спектральное изучение люминесценции при 77, 55, 20 и 14°К. Отличительной особенностью предлагаемой конструкции криостата от известной в литературе [2, 3, 4] является то, что температура исследуемого образца получается достаточно близкой к температуре холодоагента, независимо от свойства и состояния последнего. Кроме того, в этом криостате качество спектра излучения не снижается лишним рассеянием, которое имеет место при непосредственном погружении образца в кипящую жидкость.

Новой конструкции криостат представлен на рисунке. Цилиндрический диаметром 120 мм наружный корпус (1) высотой 550 мм сделан из меди. Прямое и боковое кварцевые окна для возбуждения люминесценции и съемки спектра (10) приклеены к наружному корпусу пицеинном и уплотнены резиновыми прокладками. Съемная крышка (4) криостата уплотняется к фланцу (5) наружного цилиндра резиновыми прокладками и зажимается болтами. Она соединена также через тонкостенную трубку (6) из мельхиора с внутренним водородным бачком (2) и азотной рубашкой (7). Мельхиоровая трубка (6), соединенная с водородным бачком, служит для переливания жидкого водорода и выделения газа. Исследуемые образцы помещаются в четыре цилиндрических углубления, имеющих в наружной стенке водородного бачка, их кварцевые крышки плотно закрываются металлической крышкой с резиновой прокладкой. Не нарушая вакуума, смена об-

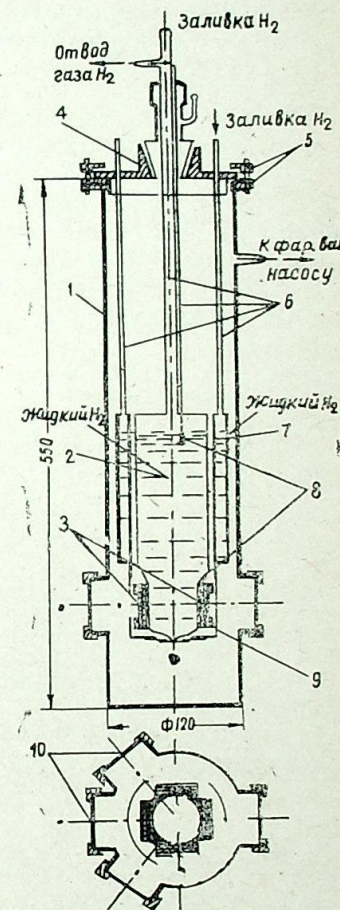


Рис. 1—корпус; 2—водородный бачок; 3—кувета; 4—съемная крышка; 5—фланец; 6—мельхиоровые трубки; 7—азотная рубашка; 8—термопары; 9—экран-стакан; 10—окна для возбуждения и наблюдения образца.

разца производится вращением внутренней части относительно наружного цилиндра криостата.

После зарядки образцов в криостат перед исследованием изоляционное пространство между наружным цилиндром и внутренним бачком кратковременно откачивается форвакуумным насосом до 10^{-3} мм рт. ст.

От азотной рубашки (7) температура передается к экрану-стакану, который имеет температуру, близкую к температуре жидкого азота. Стакан выполнен на резьбе, что позволяет в начале работы механическим путем плотно прижимать его к водородному бачку. После охлаждения бачка до температуры жидкого азота разывается контакт и переливанием жидкого водорода он охлаждается до 20°K , что позволяет уменьшить расход жидкого водорода в начале работы. Зона наиболее низких температур окружена со всех сторон экраном, охлаждаемым жидким азотом, что предотвращает испарение жидкого водорода, расход которого за 6—8 часов равен одному литру. Понижение температуры до 14°K в бачке (2) осуществляется после заливки жидкого водорода. Для этого трубка, предназначенная для заливки жидкого водорода, закрывается пробкой, а трубка (6) подсоединяется к форвакуумному насосу. После 3—5-минутной откачки не менее температура снижается до 14°K и под откачкой держится не менее одного часа. Температура измерялась угольным термометром сопротивления (8), помещенным около исследуемого образца.

В криостате был установлен указатель уровня типа датчика, состоящего из угольного сопротивления, моста и микроамперметра. Несовершенство получения температур 77, 55, 20 и 14°K в криостате и эффективность ее влияния на ряд спектров люминесценции, например, исследованных нами молекулярных квазилинейчатых спектров [5], не оставляет сомнения в пригодности таких криостатов для оптических измерений.

ЛИТЕРАТУРА

1. Мамедов Х. И., Насибов И. К. ЖПС, т. IX 165, 1968.
2. Бабенко В. П., Броуде В. Л. и др. ПТЭ, № 1, 115, 1959.
3. Романец Р. Г., Алябьев В. А. и др. „Заводская лаборатория“, т. XXXI, № 9, 1091, 1965.
4. Benarroche M., Danou J. P., Pestel P. Cryogenics, 1966, № 6, 330—332.
5. Мамедов Х. И., Насибов И. К. ЖПС, т. II, 859 (1969).

Институт физики АН Азерб. ССР

Поступило 13. V. 1970

Х. И. Мамедов, С. Г. Шукуров, С. С. Бабаев

Люминесценсия спектрларинин мұхтәлиф температурда (77° , 55° , 20° , 14°K) тәдғиги үчүн криостат

ХҮЛАСӘ

Мәгаләдә ашағы температурларда (77° , 55° , 20° вә 14°K) молекулаларын люминесценсия спектрларинин тәдғиги үчүн дүзәлдилмиш криостатын гурулушу вә ишләмә методикасы шәрһ олуңмушдур.

К. Э. ЗУЛЬФУГАРЗАДЕ, Г. А. ГАДЖИЕВ, Л. М. ИМАНОВ

АНАЛИЗ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ РЕЛАКСАЦИИ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ В СИСТЕМЕ ХЛОРБЕНЗОЛ—ЙОДБЕНЗОЛ—Н-ГЕКСАН

Согласно литературным данным [1, 2], динамическое диэлектрическое поведение полярной смеси хлорбензол—йодбензол может быть описано суперпозицией двух независимых релаксационных процессов дебаевского типа. Времена релаксации, отвечающие этим процессам, оказались равными таковым для компонентов в чистом состоянии, а амплитуды выделенных областей дисперсии—пропорциональны амплитудам для чистых компонентов. Кроме того, на коротковолновом крае суммарного спектра было обнаружено дополнительное поглощение, вклад которого растет с понижением температуры.

В настоящей статье приводятся результаты дальнейшего исследования диэлектрических свойств указанной смеси, полученные при ее последовательном разбавлении в н-гексане. Учитывая инертность этого неполярного растворителя с точки зрения способности вступать в специфические межмолекулярные взаимодействия, следовало ожидать, что релаксационные параметры тройной смеси будут характеризовать только движения кинетических единиц, присутствующих в исходной двойной смеси.

Экспериментальная часть. Диэлектрические проницаемости ϵ' и показатели поглощения ϵ'' системы хлорбензол—йодбензол—н-гексан измерялись на волнах длиной $\lambda=6,32; 4,01; 3,21; 2,14; 1,18; 0,98; 0,87; 0,75$ см при температурах от 30 до -40°C и объемном соотношении компонентов 1:1:0,67 (I); 1:1:2 (II); 1:1:6 (III). Равновесные диэлектрические проницаемости ϵ_0 трех растворов были измерены на частоте 7 Мгц, в тех же температурных пределах. Подробности о методике, погрешностях и очистке описаны в [1].

Результаты и их обсуждение. В табл. 1—3 собраны измеренные ϵ' , ϵ'' и ϵ_0 . На $\epsilon''(\lambda)$ -кривых при всех температурах и концентрациях наблюдается лишь один максимум релаксационного типа с выраженным укорочением критических длин волн $\lambda_{кр}$ по мере роста содержания н-гексана (рис. 1). Графический анализ по методу дуговых диаграмм [3] указывает на существование симметричного распределения времен релаксации около наиболее вероятного значения τ в растворах I (при всех температурах) и II ($\leq 0^{\circ}\text{C}$); соответственно, частотный ход ϵ' и ϵ'' описывается уравнением

$$\epsilon' - i\epsilon'' = \epsilon_{\infty} + (\epsilon_0 - \epsilon_{\infty})[1 + (i\omega\tau)^{1-a}]^{-1}, \quad (1)$$

Таблица 1

Диэлектрические коэффициенты раствора I

$t, ^\circ\text{C}$	ϵ_0	$\lambda = 6,32 \text{ см}$		4,01		3,21		2,14		1,18		0,98		0,87		0,75	
		ϵ'	ϵ''	ϵ'	ϵ''	ϵ'	ϵ''	ϵ'	ϵ''	ϵ'	ϵ''	ϵ'	ϵ''	ϵ'	ϵ''	ϵ'	ϵ''
30	4,36	4,12	0,63	3,88	0,82	3,68	0,93	3,32	0,98	2,86	0,85	2,76	0,77	2,69	0,72	2,62	0,66
20	4,42	4,12	0,70	3,84	0,89	3,63	0,97	3,26	0,98	2,83	0,82	2,73	0,73	2,67	0,69	2,62	0,62
10	4,50	4,11	0,79	3,79	0,95	3,58	1,00	3,21	0,97	2,81	0,79	2,70	0,70	2,66	0,65	2,61	0,58
0	4,60	4,10	0,86	3,74	1,01	3,52	1,03	3,14	0,97	2,78	0,76	2,68	0,67	2,65	0,62	2,61	0,55
-10	4,68	4,06	0,94	3,68	1,05	3,44	1,05	3,09	0,94	2,77	0,72	2,67	0,63	2,64	0,58	2,60	0,52
-20	4,77	4,03	1,01	3,60	1,08	3,36	1,05	3,02	0,91	2,76	0,67	2,67	0,60	2,64	0,55	2,60	0,49
-30	4,89	3,98	1,08	3,52	1,10	3,28	1,04	2,97	0,87	2,74	0,62	2,66	0,56	2,63	0,52	2,60	0,47
-40	5,00	3,90	1,15	3,41	1,11	3,20	1,02	2,90	0,83	2,72	0,57	—	—	—	—	2,60	0,46

Таблица 2

Диэлектрические коэффициенты раствора II

$t, ^\circ\text{C}$	ϵ_0	$\lambda = 6,32 \text{ см}$		4,01		3,21		2,14		1,18		0,98		0,87		0,75	
		ϵ'	ϵ''	ϵ'	ϵ''	ϵ'	ϵ''	ϵ'	ϵ''	ϵ'	ϵ''	ϵ'	ϵ''	ϵ'	ϵ''	ϵ'	ϵ''
30	3,50	3,40	0,36	3,28	0,50	3,20	0,56	2,93	0,65	2,64	0,62	2,55	0,57	2,50	0,55	2,43	0,51
20	3,56	3,43	0,40	3,28	0,55	3,17	0,61	2,90	0,67	2,62	0,62	2,53	0,56	2,49	0,53	2,43	0,49
10	3,62	3,45	0,44	3,27	0,59	3,14	0,65	2,87	0,68	2,60	0,61	2,52	0,55	2,48	0,51	2,42	0,47
0	3,68	3,47	0,49	3,26	0,63	3,12	0,68	2,85	0,69	2,58	0,59	2,51	0,52	2,48	0,49	2,42	0,45
-10	3,76	3,48	0,55	3,25	0,67	3,10	0,70	2,82	0,69	2,56	0,56	2,50	0,50	2,47	0,47	2,42	0,42
-20	3,84	3,49	0,61	3,23	0,71	3,07	0,73	2,80	0,68	2,55	0,53	2,50	0,51	2,46	0,45	2,42	0,40
-30	3,93	3,48	0,67	3,21	0,75	3,03	0,75	2,76	0,67	2,54	0,50	2,49	0,45	2,46	0,42	2,42	0,38
-40	4,02	3,48	0,74	3,18	0,79	2,99	0,77	2,73	0,66	2,53	0,47	—	—	—	—	2,42	0,36

Таблица 3

Диэлектрические коэффициенты раствора III

$t, ^\circ\text{C}$	ϵ_0	$\lambda = 3,21 \text{ см}$		2,14		1,18		0,98		0,87		0,75	
		ϵ'	ϵ''	ϵ'	ϵ''	ϵ'	ϵ''	ϵ'	ϵ''	ϵ'	ϵ''	ϵ'	ϵ''
30	2,70	2,59	0,26	2,47	0,33	2,28	0,33	2,25	0,33	2,21	0,30	2,17	0,27
20	2,73	2,59	0,28	2,47	0,34	2,28	0,33	2,25	0,33	2,21	0,30	2,17	0,27
10	2,76	2,60	0,30	2,46	0,35	2,27	0,32	2,24	0,32	2,21	0,30	2,17	0,26
0	2,80	2,60	0,33	2,46	0,36	2,26	0,31	2,23	0,31	2,20	0,29	2,17	0,25
-10	2,85	2,59	0,35	2,45	0,38	2,25	0,29	2,23	0,28	2,20	0,28	2,17	0,24
-20	2,88	2,59	0,38	2,44	0,39	2,25	0,31	2,22	0,28	2,20	0,26	2,17	0,22
-30	2,95	2,58	0,41	2,43	0,40	2,24	0,30	2,22	0,28	2,19	0,25	2,17	0,21
-40	3,00	2,58	0,44	2,42	0,42	2,23	0,30	—	—	—	—	2,17	0,20

Таблица 4

Высокочастотные диэлектрические проницаемости ϵ_∞ , параметры распределения α времени релаксации и усредненное время релаксации $\tau_{\text{ср}} (10^{-12} \text{ сек})$

Раствор	$t, ^\circ\text{C}$	30	20	10	0	-10	-20	-30	-40
I	ϵ_∞	2,35	2,39	2,41	2,43	2,46	2,48	2,51	2,52
	α	0,01 ₈	0,01 ₈	0,02 ₀	0,03 ₂	0,03 ₄	0,03 ₉	0,04 ₃	0,04 ₅
II	$\tau_{\text{ср}}$	11,9	13,3	15,2	17,1	19,4	22,0	25,5	29,5
	ϵ_∞	2,19	2,21	2,23	2,25	2,27	2,30	2,32	2,34
III	α	0,00 ₀	0,00 ₀	0,00 ₀	0,01 ₀	0,01 ₉	0,02 ₉	0,03 ₈	0,04 ₃
	$\tau_{\text{ср}}$	10,0	11,0	12,4	13,5	15,2	16,9	19,5	22,1
	ϵ_∞	2,02	2,04	2,05	2,07	2,09	2,10	2,11	2,12
	α	0,00 ₀	0,00 ₀	0,00 ₀	0,00 ₀	0,00 ₀	0,00 ₀	0,00 ₀	0,00 ₀
	$\tau_{\text{ср}}$	7,6	8,5	9,3	10,3	11,6	12,8	14,5	16,4

где α —параметр распределения. Для растворов II (при комнатных температурах) и III (при всех температурах) уравнение (1) заменяется дебаевским ($\alpha = 0$).

Найденные из дуговых диаграмм ВЧ-пределы дисперсии ϵ_∞ , α и усредненные $\tau_{\text{ср}}$ приведены в табл. 4. Как и в случае двойной смеси [1], усреднение времен производилось по значениям τ для точек, лежащих в области максимума поглощения. Чтобы дать представление о степени согласия между значениями времен, определенными по точкам на дуговых диаграммах, в табл. 5 приведены характерные примеры для двух температур. Как видно, в растворах I—II, начиная

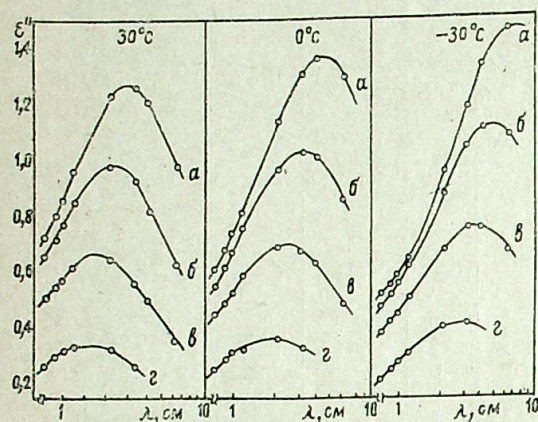


Рис. 1. Зависимости показателей поглощения ϵ'' системы хлорбензол-йодбензол-н-гексан от длины волн λ (см) при содержании н-гексана 0,00 (а); 0,25 (б); 0,50, (в) 0,75 (г) объемных долей и разных температурах.

с $\lambda = 1,18$ см, происходит систематическое снижение τ . Поэтому для усреднения брались только τ при $\lambda \geq 2,14$ см. Напротив, в растворе III отмечается хорошее согласие для всех точек. Существенно, что для двойной полярной смеси обнаруживаются еще более значительные коротковолновые отклонения, растущие с понижением темпера-

Таблица 5
Времена релаксации τ (10^{-12} сек) по уравнению (1) при разных длинах волн

λ (см)	6,32	4,01	3,21	2,14	1,18	0,98	0,87	0,75
$t, ^\circ\text{C}$								
Раствор I								
30	11,8	12,0	12,0	11,9	11,2	10,9	10,7	10,6
-30	25,6	25,2	25,7	25,5	21,7	21,1	20,9	20,6
Раствор II								
30	10,0	10,0	9,8	10,0	8,8	8,6	8,5	8,4
-30	19,7	19,4	19,3	19,5	17,6	17,3	17,1	16,4
Раствор III								
30	—	—	7,6	8,0	7,6	7,4	7,5	7,5
-30	—	—	14,6	14,8	14,3	13,9	14,2	14,7

туры (I, табл. 3). Их постепенное уменьшение с разбавлением в н-гексане и практически полное отсутствие в растворе III при тех же длинах волн можно считать косвенным подтверждением реальности дополнительного ВЧ-поглощения в моногалобензолах.

Таблица 6
Сравнение значений времен релаксации ($\tau \cdot 10^{-12}$ сек), найденных из дуговых диаграмм ($\tau_{\text{ср}}$) и $\epsilon''(\lambda)$ —кривых (τ_λ)

$t, ^\circ\text{C}$	Раствор I		Раствор II		Раствор III	
	$\tau_{\text{ср}}$	τ_λ	$\tau_{\text{ср}}$	τ_λ	$\tau_{\text{ср}}$	τ_λ
20	13,3	13,0	11,0	10,4	8,5	8,2
-20	22,0	22,2	16,9	16,8	12,8	12,8

Результаты обработки дуговых диаграмм контролировались с помощью метода линейного представления, развитого в [1] для случая симметричного распределения времен релаксации. На рис. 2 показаны линейные диаграммы, построенные по уравнению

$$\epsilon' = -\{a[\epsilon'' + (\epsilon' - \epsilon_\infty)b]\} \omega^{1-\alpha} \tau^{1-\alpha} + \epsilon_0. \quad (2)$$

где $a = \cos(\alpha\pi/2)$, $b = \text{tg}(\alpha\pi/2)$. Они находятся в полном согласии с выводами, сделанными на основании данных табл. 5.

Значения времен релаксации, найденные из линейных диаграмм по наклонам прямых, проведенных через длинноволновые точки, совпадают с $\tau_{\text{ср}}$ в табл. 4 и хорошо согласуются с τ_λ , полученными из $\epsilon''(\lambda)$ —кривых (табл. 6). Очевидно, значения τ_λ являются более точными благодаря способу определения, не требующему использования оцениваемых величин ϵ_∞ и α . Для растворов I—II абсолютная погрешность определения $\lambda_{\text{кр}} = (\tau_\lambda \cdot 18,8 \cdot 10^{10})$ составляет около 0,05 см, а для раствора III она увеличивается примерно до 0,07 см из-за уменьшения значений ϵ'' в максимуме. Соответственно, при $\lambda_{\text{кр}} \approx 1,5 \div 6,0$ см относительная погрешность τ_λ определяется в 1—3% и только в растворе III достигает 5% при высоких температурах.

Сопоставление скоростных графиков, построенных по τ_λ , показывает, что отклонения от линейности, обнаруженные в двойной смеси [1], сохраняются в присутствии н-гексана, постепенно уменьшаясь с разбавлением. Исходя из оценок погрешности, можно утверждать, что эти отклонения не являются случайными и носят систематический характер.

Таким образом, рассмотрение первичного экспериментального материала приводит к установлению закономерностей, которые большей частью связаны с наблюдаемыми в полярной смеси. Отсюда следует возможность описания длинноволновой части спектра тройных растворов в терминах двух релаксационных процессов;

$$\epsilon' - i\epsilon'' = \epsilon_{\infty 2} + (\epsilon_{01} - \epsilon_{\infty 2}) \sum_{j=1,2} C_j (1 + i\omega\tau_j)^{-1}; \quad (C_1 + C_2 = 1), \quad (3)$$

где $C_j = \Delta_j/\Delta$; $\Delta_j = \epsilon_{0j} - \epsilon_{\infty j}$; $\Delta = \epsilon_{01} - \epsilon_{\infty 2}$; $\epsilon_{\infty 1} = \epsilon_{02}$; $\tau_1 > \tau_2$.

Итоги анализа представлены в табл. 7 вместе со значениями энергий активации и диэлектрической релаксации, найденных из графиков $\lg\tau(1/T)$ согласно соотношению $\tau \sim \exp(u/RT)$. В скобках указаны определенные ранее [4] величины для растворов йодбензол—н-гексан (1) и хлорбензол—н-гексан (2) с таким же объемным соотношением компонентов. Значения ϵ_{01} и $\epsilon_{\infty 2}$ соответствуют ϵ_0 и ϵ_∞

Таблица 7

Времена релаксации τ_1 (10^{-12}) и амплитуды дисперсии по уравнению (3) и энергии активации u_1 (ккал/моль) системы хлорбензол—нодбензол—гексан

Раст- вор	$t, ^\circ\text{C}$	30	20	10	0	-10	-20	-30	-40
I	τ_1	18,4	20,6(20,6)	23,1(23,6)	26,8(27,2)	31,0(30,8)	36,2(35,9)	43,0(42,8)	50,9
	τ_2	9,0	10,0(9,9)	10,8(10,8)	12,4(12,4)	14,1(14,3)	16,2(16,6)	18,9(18,9)	22,1(22,4)
	Δ_1	0,78	0,80	0,82	0,84	0,87	0,89	0,93	0,96
	Δ_2	1,22	1,25	1,28	1,32	1,36	1,40	1,45	1,51
	u	$u_1 = 2,06(2,1)$				$u_2 = 1,82(1,8)$			
II	τ_1	15,1	16,2(16,2)	18,4(18,6)	20,8(21,0)	23,2(23,2)	26,3(26,7)	30,5(30,7)	35,4(35,7)
	τ_2	7,3	8,0(8,2)	8,9(8,7)	10,0(9,9)	11,1(11,3)	12,6(12,7)	14,4(14,5)	16,6(17,0)
	Δ_1	0,51	0,52	0,54	0,56	0,58	0,60	0,63	0,65
	Δ_2	0,80	0,82	0,84	0,87	0,91	0,94	0,98	1,02
	u	$u_1 = 1,73(1,8)$				$u_2 = 1,64(1,6)$			
III	τ_1	11,5	12,6(12,9)	13,8(13,8)	15,1(14,9)	16,8(16,6)	18,9(18,7)	21,6(22,1)	24,6(24,9)
	τ_2	6,5	7,1(7,1)	7,7(7,7)	8,5(8,2)	9,5(9,5)	10,6(10,7)	12,0(11,8)	14,0(13,8)
	Δ_1	0,26	0,27	0,28	0,28	0,29	0,30	0,32	0,34
	Δ_2	0,41	0,42	0,44	0,45	0,46	0,48	0,51	0,53
	u	$u_1 = 1,51(1,5)$				$u_2 = 1,52(1,4)$			

в уравнении (1) и даны в табл. 1—4. Окончательный отбор τ_1 и Δ_1 , входящих в уравнение (3), производился как в [1], на основании минимума суммы S среднеквадратичных отклонений вычисленных диэлектрических коэффициентов от измеренных. Следует, однако, напомнить, что при анализе спектра двойной смеси были получены примерно одинаковые S как для двух дебаевских вкладов, так и для одного вклада с симметричным распределением (I, табл. 5). Подобное положение отмечается и в тройных растворах. Поэтому нельзя отдать предпочтения ни одному из этих вариантов, если руководствоваться величиной минимума суммы S в качестве единственного критерия выбора того или иного способа представления без привлечения других фактов.

Таблица 8

ϵ_∞ тройных растворов, растворов хлорбензола и нодбензола в н-гексане при одинаковом объемном соотношении компонентов (20°C)

Раствор	I	II	III
X—I—Г	2,39	2,21	2,04
X—Г	2,40	2,22	2,06
I—Г	2,54	2,32	2,11

В случае полярной смеси утверждение о существовании в системе двух видов независимых кинетических единиц, движение которых связано с выделенными τ_1 и τ_2 , опиралось на такие характеристики спектра, как его уширение по сравнению со спектрами чистых компонентов, неаддитивность ϵ_∞ и кривизна на скоростном графике [1]. Представленные выше результаты для тройной смеси полностью подтверждают достоверность этих особенностей. В частности, наряду с упомянутой кривизной легко количественно показать, что наблюдаемая концентрационная зависимость параметра распределения (табл. 4) непосредственно создана таковой для отношения τ_1/τ_2 . Что же касается величины ϵ_∞ для тройных растворов, то, как видно из табл. 8, составленной по данным табл. 4 и [4], отмечается совпадение ее с таковой для растворов хлорбензол—н-гексан с таким же объемным соотношением компонентов и согласие с результатами аналогичного сравнения ϵ_∞ полярной смеси и чистых компонентов.

Если в неполярном инертном растворителе присутствует два вида полярных молекул, то естественно ожидать, что в условиях достаточно высокого разбавления, при которых каждый релаксатор окружен только неполярными молекулами, наблюдаемый спектр будет описываться простой суперпозицией спектров, отвечающих отдельным видам молекул. Действительно, микроволновые данные для тройных растворов хлорбензол—бромбензол—циклогексан и хлороформ—бромбензол—циклогексан при содержании циклогексана около 0,9 мольных долей хорошо согласуются с вычисленными в предположении равенства времен релаксации компонентов их значениям в разбавленных двойных растворах (в циклогексане) [5]. С уменьшением концентрации неполярного растворителя появится взаимодействие между полярными молекулами одного и обоих видов, что должно, очевидно, отразиться на форме спектра и характере количественного изменения релаксационных параметров. Между тем, как видно из табл. 7, выделенные

значения времен релаксации практически совпадают с таковыми для хлорбензола и йодбензола, а также двойных растворов в *n*-гексане во всем интервале концентраций. Другими словами, релаксационное поведение каждого компонента тройной смеси совершенно не зависит от присутствия другого вида полярных молекул.

Поскольку анализ равновесных диэлектрических свойств рассматриваемой системы приводит к выводу о существовании упорядоченности во взаимном расположении дипольных моментов каждого вида молекул в отдельности [6], то наблюдаемые концентрационные зависимости времен релаксации тройных растворов должны согласоваться с ожидаемыми в рамках постулированной в [1] квазирешеточной модели молекулярного строения моногалобензолов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Зулфугарзаде К. Э., Гаджиев Г. А., Иманов Л. М. "Изв. АН Азерб. ССР, серия физ.-техн. и матем. наук", 1969, № 1.
2. Imanow L. M., Zulfugarzade K. E., Hadshijew H. A. Z. Phys. Chem., 1968, 238, 133.
3. Zulfugarzade K. E., Hadshijew H. A., Imanow L. M. Z. Phys. Chem., 1968, 239, 425.
4. Зулфугарзаде К. Э. Канд. дисс. Баку, 1963.
5. Maggee M. D., Walker S. Trans. Farad. Soc., 1966, 62, 3093.
6. Зулфугарзаде К. Э., Гаджиев Г. А., Иманов Л. М. "Изв. АН Азерб. ССР, серия физ.-техн. и матем. наук" (в печати).

Институт физики АН Азерб. ССР

Поступило 13. V 1970

К. Э. Зулфугарзаде, Г. А. Гаджиев, Л. М. Иманов

Хлорбензол-йодбензол-*n*-гексан системиндә диэлектрик полјаризасија релаксацијасынын температур асылылыгынын тәһлили

ХҮЛАСӘ

Хлорбензол-йодбензол-*n*-гексан системинин диэлектрик эмсаллары компонентләрин 1:1:0,67; 1:1:2; 1:1:6 нисбәтләриндә 30—40°C температур интервалында 6,32; 4,01; 3,21; 2,14; 1,18; 0,98; 0,87; 0,75 см-лик далғаларда өлчүлмүшдүр.

Мүәјјән едилмишдир ки, мушәһидә олуна динамик диэлектрик хассәләр хлорбензол-йодбензол системиндә релаксација просесинин анализи әсасында мүәллифләр тәрәфиндән әввәлләр тәклиф едилмиш ("Азәрбајҹан ССР ЕА Хәбәрләри" (Физика-техника вә ријазийат елмләри сәријасы, 1969, № 1) моноһалокенли бирләшмәләрин молекулјар гурулушунун квазигәфәс моделинә ујғун кәлир.

К. П. МАМЕДОВ, З. И. СУЛЕЙМАНОВ

ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНО-ТЕРМОГРАФИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ КРИСТАЛЛИЗАЦИИ СЕЛЕНА С ПРИМЕСЯМИ ТЕЛЛУРА И ОЛОВА

Рентгендифрактометрическое исследование кинетики кристаллизации селена [1, 2] приводит к рабочей гипотезе о механизме процесса: кристаллизация сопровождается разрывом длинных цепей аморфного селена на более короткие, преимущественно на стыках квазикристаллических областей, произвольно распределенных по всей массе аморфного селена. Упаковка более подвижных коротких цепочек создает трехмерную решетку гексагонального селена. Эта гипотеза позволяет объяснить также влияние примесей брома на кинетику и эффективную энергию активации кристаллизации селена [3]. В [3] показано, в частности, что степень чистоты и наличие примесей в аморфном селене изменяют эффективную энергию активации кристаллизации. Это связано с влиянием примесей на структурное состояние аморфного селена. Характер изменения структурного состояния введением примесей может быть уточнен дополнительным независимым экспериментом, в частности определением теплового эффекта кристаллизации.

Знание теплового эффекта в дополнении с кинетической характеристикой процесса обогатит сведения о предполагаемом выше механизме и позволит уточнить форму потенциальных кривых аморфного и кристаллического структурных состояний. Тепловой эффект, определяемый калориметрически, сопряжен с большими трудностями. Он может быть определен также на основе термографического анализа, широко применяемого в физико-химических исследованиях.

Как следует из [4, 5], термографическое определение теплового эффекта фазовых переходов тоже сопряжено с большими экспериментальными трудностями. Однако [6], пользуясь температурной зависимостью скорости кристаллизации, можно предложить метод интерполяции, позволяющий определить теплоту кристаллизации селена. Эффективность этого метода выявлена также при изучении кристаллизации аморфного селена разной степени чистоты [7]. Эти результаты позволяют провести термографическое исследование кристаллизации селена с различным содержанием примесей.

Целью описываемой работы являлось дифференциально-термографическое изучение кристаллизации селена с примесями Te и Sn. Выбор примесей обусловлен как решением общего вопроса механизма кристаллизации, так и практическим применением их, в частности технологией селеновых приборов.

Образцы селена с различными процентными содержаниями теллура и олова были получены путем сплавления их с аморфным селе-

ном технической чистоты (99,992%). Сплавление производилось в ампуле при вакууме 10^{-3} мм рт. ст. с последующей вибрацией ее в течение восьми часов, когда смесь находится в жидком состоянии (с примесью Te при 500°C , а с Sn при 400°C). Таким образом были приготовлены массы аморфного селена с содержанием 0,0025; 0,005; 0,01; 0,05; 0,1% теллура и олова.

Из полученных путем сплавления в платиновых тигельках размером 12×8 мм масс изготавливались образцы аморфного селена, в которые помещали соответствующие концы дифференциальной термопары. Аморфность образцов достигалась быстрым охлаждением расплавленных в тигельках масс селена.

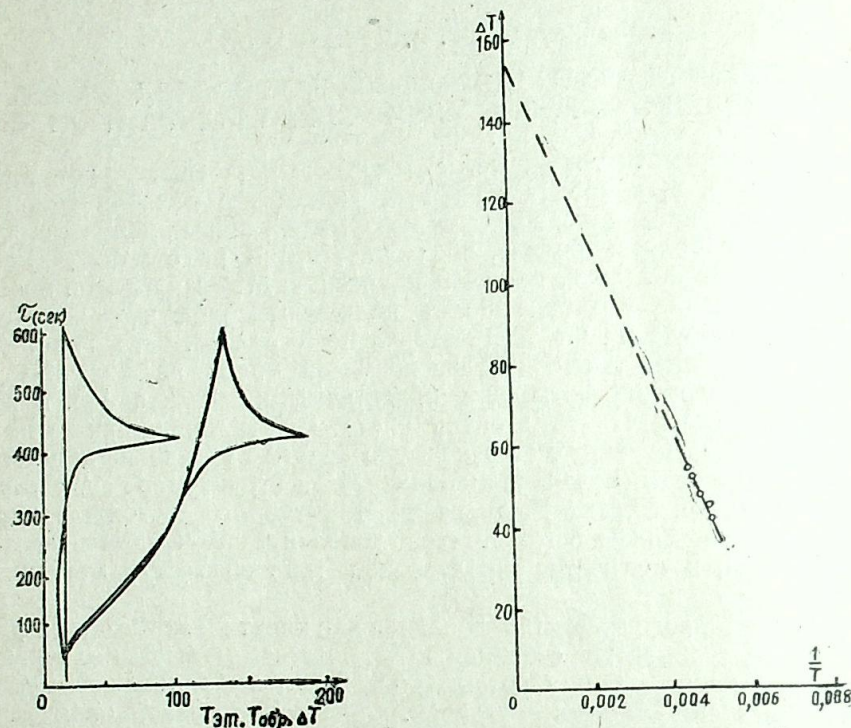


Рис. 1. Термографическая запись, полученная на электронном потенциометре ЭПП-09.

Рис. 2. График зависимости $\Delta T_{\max}$ от $\frac{1}{T}$.

Проверка аморфности производилась также рентгендифрактометрически. Опыты с различными размерами тигельков и масс селена позволили выбрать тигельки указанного выше размера, в которые умещается до 1,8 г селена. В качестве эталона выбрана порошкообразная окись цинка весом 0,7 г (теплоемкость, теплопроводность и температуропроводность ZnO близки к тем же характеристикам селена). Одинаковые по размерам тигельки с образцом и эталоном помещали в латунный блок и закрывали крышкой из прессованного асбеста. Нагрев их производили в одной печи, температуру которой поддерживали постоянной при каждом опыте. Изменение режима печи для разных опытов (225, 219, 212, 205, 200°C) позволяло изменять скорость нагрева образцов, а следовательно и скорость процесса превращения. Температура образца и эталона в ходе процесса контро-

лировалась хромель-копелевой дифференциальной термопарой. Регистрация изменения температуры образца ($T_{об}$), эталона ($T_{эт}$) и разности температур образца и эталона ($\Delta T = T_{об} - T_{эт}$) производилась двенадцатиточечным электронным потенциометром ЭПП-09М1 (ХК градуировка).

На рис. 1 показана одна из полученных термографических записей, где отчетливо виден экзотермический эффект, обусловленный переходом селена из метастабильного аморфного состояния в более устойчивое кристаллическое (гексагональное).

Таблица 1

Изменение $\Delta T_{\max}$ S в зависимости от скорости нагрева и % содержания примесей теллура и олова

$\frac{dT}{d\tau}$ град/сек	Te 0,0025%		Te 0,005%		Te 0,01%		Te 0,05%		Te 0,1%	
	$\Delta T'_{\max}$, $^{\circ}\text{C}$	$S(\text{град} \times \text{сек})$	$\Delta T'_{\max}$	$S(\text{град} \times \text{сек})$	$\Delta T'_{\max}$	$S(\text{град} \times \text{сек})$	$\Delta T'_{\max}$	$S(\text{град} \times \text{сек})$	$\Delta T'_{\max}$	$S(\text{град} \times \text{сек})$
0,5	96	4610	86	3700	74	3440	64	3420	90	3650
0,48	94	4615	84	3680	72	3420	62	3400	88	3780
0,45	90	4585	81	3720	68	3435	57,5	3385	85	3695
0,42	86	4600	78	3690	65	3415	53,5	3405	82	3720
0,40	83	4590	76	3720	62	3405	50	3398	80	3745

$\frac{dT}{d\tau}$ град/сек	Sn 0,0025%		Sn 0,005%		Sn 0,01%		Sn 0,05%		Sn 0,1%	
	$\Delta T'_{\max}$, $^{\circ}\text{C}$	$S(\text{град} \times \text{сек})$	$\Delta T'_{\max}$	$S(\text{град} \times \text{сек})$	$\Delta T'_{\max}$	$S(\text{град} \times \text{сек})$	$\Delta T'_{\max}$	$S(\text{град} \times \text{сек})$	$\Delta T'_{\max}$	$S(\text{град} \times \text{сек})$
0,5	52	3410	53	3360	59	3240	69	3610	78	3900
0,48	50	3380	51	3390	57	3225	67	3640	76	3910
0,45	46	3375	47	3380	53	3210	62	3620	71	3890
0,42	42	3380	44	3360	50	3215	58	3650	67	3915
0,40	40	3400	41	3770	47	3240	55	3540	64	3870

Тепловой эффект превращения оценивался по изменению высоты пика кривой $\Delta T_{\max}$, в зависимости от температуры печи или скорости процесса. Температура печи при различных опытах выбиралась такой, чтобы общая площадь под кривой $\Delta T_{\max}$ оставалась постоянной [6].

Вычисление теплоты кристаллизации производилось по формуле:

$$Q = mc\Delta T_{\max}, \quad (1)$$

где m — масса, c — теплоемкость, Q — количество тепла, выделяемое при кристаллизации, $\Delta T_{\max}$ — максимальная разность в случае, если скорость процесса кристаллизации бесконечно большая, а теплоизоляция достаточно полная. Указанные условия экспериментально не могут быть выполнены. Поэтому $\Delta T_{\max}$, измеренная непосредственно по термограмме, меньше истинной $\Delta T_{\max}$.

С ростом скорости кристаллизации (что задается скоростью нагрева образца $\frac{dT}{d\tau}$) $\Delta T'_{\max}$ растет и приближается к истинному $\Delta T_{\max}$.

Следовательно, записав термограммы при разных скоростях и построив

график зависимости $\Delta T'_{\max}$ от $\frac{1}{T}$ (рис. 2), можно путем экстраполяции определить $\Delta T'_{\max}$ и затем вычислить величину теплового эффекта Q . В табл. 1 приведены условия эксперимента и данные, полученные из термограмм (скорость нагрева печи $\frac{dT}{d\tau}$, $\Delta T'_{\max}$ при данном режиме и

площадь S под кривой $\Delta T'_{\max}$).

Из таблицы следует, что площади под кривой $\Delta T'_{\max}$ (пропорциональные тепловому эффекту процесса) остаются постоянными в пределах точности измерения. Максимальное отклонение площади между отдельными измерениями в данной серии образцов небольшое, порядка 1%. Постоянство теплового эффекта следует из уравнения

$$L = \kappa S = \kappa f(T_{\text{эт}} - T_{\text{об}}) F \cdot \tau,$$

где L — тепловой эффект, f , F — функции разности температур и времени, соответственно. Из уравнения следует, что L не зависит от скорости нагрева $\frac{dT}{d\tau}$. На осно-

ве постоянства S под кривой $\Delta T'_{\max}$ и температурной зависимости $\Delta T'_{\max}$ для образцов данной

серии путем интерполяции определено значение $\Delta T'_{\max}$, входящее в выражение (1). Интерполяция производилась двояко: графически и аналитически (методом наименьших квадратов, где зависимость ΔT_1 выражена как линейная функция $\frac{1}{T_1}$, согласно рис. 2).

Однако, как следует из табл. 1, изменение процентного содержания примесей существенно меняет площадь под дифференциальной кривой $\Delta T'_{\max}$ (например, для Те 0,0025% и 0,005% изменение площади достигает порядка 17%). Это могло указать на изменение теплового эффекта процесса в зависимости от количества и качества содержания примесей. Но это изменение может быть обусловлено также различием доли закристаллизованной массы исходного образца. Для выявления истинной причины изменения значения Q в зависимости от примесей образцы, закристаллизованные при термографических записях, подвергались рентгендифрактометрическому исследованию.

Доля закристаллизованной массы оценивалась по степени кристаллизации образцов. Последняя определялась по интенсивностям ряда рентгеновских отражений, полученных на рентгендифрактометре

УРС-50И [2]. $K\alpha$ -дублетом медного излучения ($K\beta$ отфильтровано никелевым фильтром толщиной 0,02 мм) была записана интерференционная картина селена в пределах углов $2\theta = 20 \div 50^\circ$. Одна из таких записей представлена на рис. 3.

Таблица 2

Содержание примеси, %	$\Delta T_{\max}, ^\circ\text{C}$		$Q, \frac{\text{кал}}{\text{г}}$		J			
	Te	Sn	Te	Sn	10 $\overline{1}1$	10 $\overline{1}0$	10 $\overline{1}1$	10 $\overline{1}0$
					Te		Sn	
0,0025	210	154	17,6	13,0	85	68	64	47
0,005	183	155	15,4	13,1	75	57	64	45
0,01	177	163	15,0	13,6	72	55	65	49
0,05	182	182	15,3	15,4	70	55	73	53
0,1	187	184	15,7	15,5	76	58	76	54

Результаты анализа полученных рентгендифрактометрических данных по интенсивностям отражений $10\overline{1}0$ и $10\overline{1}1$ приведены в табл. 2, где даны также значения $\Delta T'_{\max}$, полученные экстраполяцией, и Q , вычисленное по [1] для исследованных образцов. Из таблицы следует,

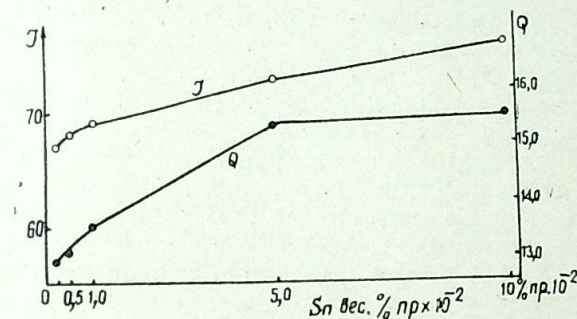


Рис. 5. Зависимость Q и J от процентного содержания примесей олова.

что малые примеси Те и Sn по-разному влияют на суммарную теплоту кристаллизации.

Изменение значений в зависимости от примесей находится в пределах изменения степени кристаллизации соответствующих образцов. Таким образом, влияние примесей сводится к изменению кристаллизруемости образца, а не к изменению теплового эффекта кристаллизации. Последнее положение хорошо подтверждается рис. 4, 5, где приведены зависимости Q и J от процентного содержания примесей Те и Sn.

Выводы

1. Примесь теллура в интервале (0,0025—0,005%) увеличивает степень кристаллизации селена (чему обязано увеличение Q), а в интервале (0,005—0,1%) уменьшает ее до технически чистого селена.
2. Примесь олова в интервале (0,0025—0,1%), наоборот, уменьшает Q , что обусловлено уменьшением кристаллизации, а в интервале (0,01—0,1%) увеличивает ее.

Возможное объяснение подобных фактов приводится, в частности, в работах [8, 9].

ЛИТЕРАТУРА

1. Мамедов К. П., Нуриева З. Д. Рост кристаллов, 5, 327, 1965.
2. Мамедов К. П., Нуриева З. Д. "Кристаллография", т. 12, вып. 4, 1967.
3. Мамедов К. П., Нуриева З. Д., Гаджиева Э. М. "Изв. АН Азерб. ССР, серия физ.-техн. и матем. наук", 4, 117, 1965.
4. Берг Л. Г. Введение в термографию. Изд-во АН СССР, М., 1961.
5. Капустинский А. Ф., Барский Ю. П. "Изв. сектора физ. хим. анализа АН СССР", т. XX.
6. Мамедов К. П., Сулейманов З. И., Зейналов В. З. "Азерб. хим. ж.", 4, 84, 1965.
7. Мамедов К. П., Сулейманов З. И. "Изв. АН Азерб. ССР, серия физ. техн. и матем. наук", 6, 1012, 1967.
8. Ланге В. Н., Регель А. Р. ФТТ, т. 2, вып. 10, 1960.
9. Наследов Д. Н., Соколов Б. В. ЖТФ, 28, вып. 4, 1958.

Институт физики
АН Азерб. ССР

Поступило 13. V 1970

К. М. Мамедов, З. И. Сулейманов

Дифференциал-термографик усулла теллур вэ галај ашгарлары-
нын селенин кристаллашмасына тэсиринин тэдгиги

ХҮЛАСЭ

Дифференциал-термографик усулла теллур вэ галај ашгарларынын аморфселенин кристаллашмасына тэсиринин тэдгиги кристаллашма истилијинин тэјини васитэсилэ апарылмышдыр.

Нүмунэлэрин кристаллашма дэрэчэси УРС-50И ренткен-дифрактометри васитэсилэ тэјин едилмишдыр. Ренткенографик вэ термографик тэдгигатларын нэтичэси көстэрир ки, кристаллашма истилији вэ кристаллашма дэрэчэси селенэ вурулан ашгарларын тэбиэти вэ мигдарындан асылыдыр. Селенэ вурулан теллур ашгарлары 0,0025-0,005 % интервалда кристаллашма истилијини вэ кристаллашма дэрэчэсини артырырса, 0,005-0,1 % интервалда һэмин параметрлэри азалдыр. Галај исэ 0,0025-0,01 % интервалда селенин Q вэ I -ни азалдырса, 0,01-1 % интервалда онлары артырыр. Бунлара эсасэн мүэјјән олунмуш-Оур ки, селенин кристаллашма истилијинин дәјишмэси онун кристаллашма дэрэчэсинин дәјишмэсилэ элагэдардыр.

АЗЕРБАЙДЖАН ССР ЕЛМЛЭР АКАДЕМИЈАСЫНЫН ХЭБЭРЛЭРИ
Физика-техника вэ рнјазиијат елмлэри серијасы, 1971, № 1

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК АЗЕРБАЙДЖАНСКОЙ ССР
Серия физико-технических и математических наук, 1971, № 1

Г. Б. АБДУЛЛАЕВ, А. З. КУЛИЕВ, А. И. АГАЕВ,
Э. А. АБДУЛЛАЕВ, К. Ш. КАХРАМАНОВ

ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ТЕНЗОРЕЗИСТОРЫ ИЗ СУЛЬФИДА СВИНЦА n -ТИПА

В настоящее время наиболее широко в полупроводниковой тензомерии используются кремний и германий. Для S_i p -типа тензочувствительность (K) при комнатной температуре равна примерно 175, если модуль Юнга в направлении $[111]$ принять равным $1,87 \cdot 10^{12}$ дин/см² [1]. На сегодняшний день это одна из наибольших величин тензочувствительности для известных полупроводников, удачно сочетающаяся с механическими свойствами. Для тензодатчиков из n -GaSb наибольшее ее значение достигает $70 \div 80$ [2], для GaAs с удельным сопротивлением $7 \cdot 10^{-3}$ ом⁻¹·см⁻¹ в направлении $[111]$ $K = 58$ [1], однако в интервале температур 80—360°K эта величина почти не меняется, тензорезисторы из InSb p -типа с $\rho = 0,004$ ом·см имеют $K = 30$ [3].

В последнее время широкое распространение наряду с тензодатчиками из кремния и германия получили полупроводниковые тензорезисторы, чувствительными элементами которых являются нитевидные кристаллы фосфида галлия p -типа, выращенные методом газотранспортных реакций [3]. Коэффициент тензочувствительности тензорезисторов из фосфида галлия достигает 90—100 [3].

Особый интерес представляет исследование тензометрических свойств сернистого свинца, который обладает высокой тензочувствительностью. В литературе известно пока очень мало исследований, посвященных изучению тензометрических свойств сульфида свинца. В работе [4] описан эффект пьезосопротивления в монокристаллических образцах сульфида свинца n -типа в интервале 78—293°K. При этом существенный вклад вносит изменение эффективной массы (или константы деформационного потенциала). Величина эффекта пьезосопротивления в монокристаллических образцах n -PbS на 2—3 порядка ниже, чем наблюдаемая в поликристаллических прессованных образцах.

Изменение термо-э. д. с. (α) и электропроводности (σ) при всестороннем давлении до 900 кг/см² при комнатной температуре для монокристаллов PbS n - и p -типов определялось А. А. Аверкиным и др. [5]. Линейное изменение электропроводности от давления авторы связывают с изменением подвижности. В PbS значения изменения эффективных масс расходятся для n - и p -типов сильнее, чем в PbSe.

Исследуя влияние тепловой обработки PbS на его тензочувствительность, А. И. Арсеньева-Гейль и Н. Б. Желепова [6] показали, что коэффициент тензочувствительности в зависимости от продолжи-

тельности тепловой обработки изменяется аналогично сопротивлению и фотопроводимости и при оптимальных условиях достигает нескольких тысяч. Нами были исследованы образцы тензорезисторов из PbS, легированные примесью $PbCl_2 + Pb$, с концентрацией электронов $n = 6,3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. С помощью данной примеси получают образцы с высокими подвижностями электронов. Для получения контактов с высокими подвижностями электронов. Для получения контактов с высокими подвижностями электронов, термической сваркой и напылением.

Проведенные нами исследования показали, что контакт сульфида свинца с такими материалами, как Co, Fe, Ni и NiSb, обладает низким переходным сопротивлением и хорошими электрическими параметрами: эти материалы до 800°K не взаимодействуют с PbS. Кроме того, данные образцы выдерживали термические удары до 100 град/мин. Для токоведущих контактов использовали метод порошковой металлургии, при котором необходимо учитывать размеры зерен прессуемого порошка и придерживаться некоторых технологических условий (температура давления и прессования).

Поликристаллические образцы изготавливались методом порошковой металлургии, при котором необходимо учитывать размеры зерен прессуемого порошка и придерживаться некоторых технологических условий (температура давления и прессования).

Методика измерения. Для снятия характеристик тензорезисторов нами была применена потенциометрическая измерительная схема. Выходной сигнал с образца под влиянием деформации (сжатие или растяжение) регистрируется ламповым вольтметром повышенной точности типа ВЗ-7.

В качестве источника питания применялся выход звукового генератора ГЗ-34. Частота сигнала составляла 2 кгц ; выбор этой частоты обусловлен тем, что для измерения деформации был использован прибор РЗ-007 (ЭМГ-2355) типа „ОРИОН“, мостовая схема которого питается переменным током частотой 2 кгц (испытания при частотах $60\text{—}2000 \text{ гц}$ не влияют на результаты измерений, а также на K тензорезистора).

Деформация образца производилась специальным устройством-деформатором. Сжатие (растяжение) осуществлялось консольным изгибом. Расчеты по вычислению относительной деформации производились по методике, данной в работе [7]. Тензометрический мост РЗ-007 (ЭМГ-2355) был применен для измерения относительной деформации. При этом на одну сторону консоли наклеивался эталонный проволоочный тензодатчик, на другую—исследуемый тензорезистор.

Расчетные данные относительной деформации совпадали с измеренными. Предел относительной деформации для тензорезисторов из PbS зависит от концентрации носителей тока, а также от технологии изготовления их. В частности, для исследованного нами тензорезистора предел допустимой относительной деформации составляет $5 \cdot 10^{-4}$ отн. ед. Все измерения производились при комнатной температуре.

ВЛИЯНИЕ ДЕФОРМАЦИИ НА ВОЛЬТАМПЕРНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ (ВАХ) ТЕНЗОРЕЗИСТОРОВ

Данные ВАХ для тензорезисторов из PbS n -типа с концентрацией электронов $n = 6,3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и удельным сопротивлением $\rho = 0,0025 \text{ ом} \cdot \text{см}$ представлены на рис. 1. Как видно, наклон прямой ВАХ меняется в зависимости от приложенной к образцу деформации и носит линейный характер в интервале относительных деформаций от $2 \cdot 10^{-1}$ до $5 \cdot 10^{-4}$ отн. ед. Прямая 1 представляет ВАХ тензорезистора при отсутствии деформации, а прямые 2, 3, 4 относятся к случаю, когда тензорезистор подвержен деформации сжатия $7,0 \cdot 10^{-5}$;

$13,0 \cdot 10^{-5}$ и $20,0 \cdot 10^{-5}$ отн. ед., соответственно. Наклон прямых уменьшается пропорционально приложенной к образцу деформации, т. е. сжатие приводит к уменьшению сопротивления тензорезистора. Коэффициент тензочувствительности, вычисленный из ВАХ тензорезистора в интервале относительных деформаций $5 \cdot 10^{-5} \text{—} 20 \cdot 10^{-5}$ отн. ед., меняется в пределах от 1500 до 1400. Прямые 6,5 и 7 представляют данные ВАХ тензорезистора при растяжении. Смещение их по отношению к прямой 1 (отсутствие деформации) несимметрично по сравнению с прямыми 2, 3, 4 (сжатие), т. е. сопротивление ($R_{\text{тр}}$) тензорезистора при растяжении изменяется в сторону увеличения, причем ΔR на 5% больше, чем при сжатии.

Деформационная характеристика для тензорезисторов из n -PbS представлена на рис. 2. Как видно, при сжатии (А) в интервале относительных деформаций от $2 \cdot 10^{-5}$ до $50 \cdot 10^{-3}$ отн. ед. изменение относительного сопротивления тензорезистора носит практически линейный характер и зависит от протекающего по нему тока (Прямая 1— 10 ма ; 2— 20 ма ; 3— 30 ма).

Поскольку линейность характеристики не нарушается при указанных величинах тока ($10\text{—}30 \text{ ма}$), то оптимальный ток для этих образцов тензорезисторов лежит в пределах до 30 ма . В случае растяжения (рис. 2, В) при 20 ма (прямая 5— 20 ма ; 4— 30 ма) линейность характеристики нарушается. При растяжении на деформационной характеристике имеется два линейных участка (I, II) с различным наклоном: первый лежит в интервале относительных деформаций до $12 \cdot 10^{-5}$ отн. ед., а второй от $12 \cdot 10^{-5}$ до $22 \cdot 10^{-5}$ отн. ед. и имеет более значительный наклон. Тензочувствительность при растяжении в пределах деформаций $5 \cdot 10^{-5} \text{—} 20 \cdot 10^{-5}$ отн. ед. больше, чем при сжатии, почти в 1,5 раза.

Как упоминалось ранее, два линейных участка на деформационной характеристике тензорезистора при растяжении (кривая 4, рис. 2) дают два линейных участка в зависимости $K = f(\epsilon)$: а и б (рис. 3, кривая 2). Участок а имеет такую же крутизну, что и при сжатии (рис. 3, кривая 1). При растяжении K увеличивается до $1800\text{—}2600$. Участок б имеет в 2,5 раза большую крутизну, чем а, т. е. он является более чувствительным для данного образца.

Тензорезисторы из PbS с высокой тензочувствительностью были получены на окисленных образцах PbS [6]. При этом авторы предполагают, что на тензочувствительность значительное влияние оказывают наличие p - n -переходов на границах зерен; для получения p - n -переходов на границах зерен в прессованных образцах порошка сульфида свинца до прессования подвергались тепловой обработке на

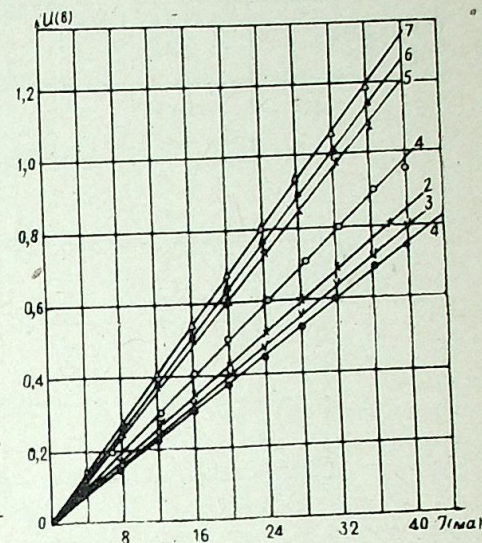


Рис. 1. Вольтамперные характеристики тензорезистора из PbS n -типа при различных деформациях. 1—деформация отсутствует; сжатие: 2— $\epsilon = 6,6 \cdot 10^{-5}$ отн. ед., 3— $\epsilon = 13,2 \cdot 10^{-5}$ отн. ед., 4— $\epsilon = 20 \cdot 10^{-5}$ отн. ед.; растяжение: 5— $\epsilon = 6,6 \cdot 10^{-5}$ отн. ед., 6— $\epsilon = 13,2 \cdot 10^{-5}$ отн. ед., 7— $\epsilon = 20 \cdot 10^{-5}$ отн. ед.

воздухе. Вследствие этого на поверхности зерен образовывался рыхлый слой окиси. Однако в результате исследований, проведенных нами, было решено отказаться от использования окисленного дырочного сульфида свинца, поскольку под действием кислорода электрические характеристики резко ухудшаются и становятся неустойчивыми.

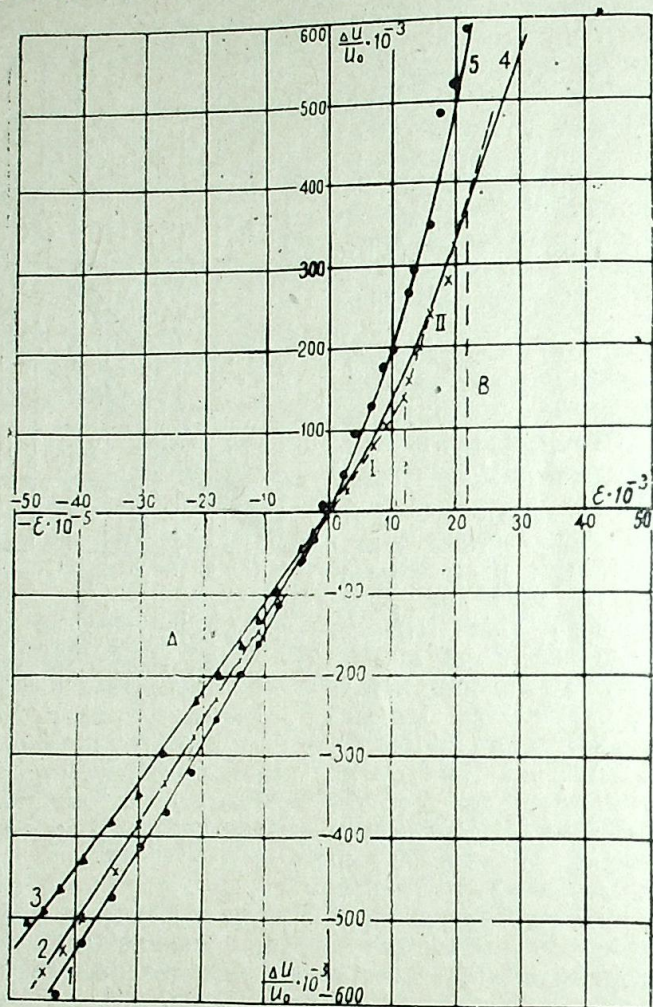


Рис. 2. Деформационная характеристика тензорезистора из PbS *n*-типа при различных величинах тока.

А. Сжатие: 1—10 ма, 2—20 ма, 3—30 ма,
В. Растяжение: 4—30 ма, 5—30 ма.

PbS *p*-типа, полученный вышеуказанным методом, имеет низкую механическую прочность, благодаря чему в нем легко образуются трещины под влиянием незначительных механических или термических нагрузок.

Исследованные нами поликристаллические (прессованные) образцы сульфида свинца, содержащие примеси хлора, термически устойчивы при температуре вплоть до 1000°K. Тензорезисторы из *n*-PbS испытывались в различных динамических режимах и выдерживали свыше $2 \cdot 10^6$ циклов, при этом стабильность тензометрических параметров не нарушалась.

Изменение ($\Delta R/R_0$) относительного сопротивления в PbS (доходящее до 60%) от приложенной деформации ($\epsilon = 10^{-5}$ отн. ед.) порождает новые проблемы, которые связаны с различными методами измерения. При больших выходных сигналах, обеспечиваемых полупро-

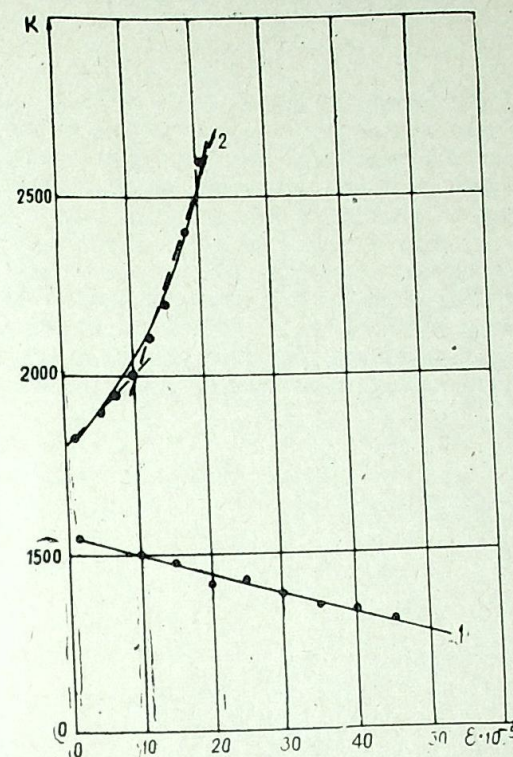


Рис. 3. Зависимость тензочувствительности от деформации:
1—при сжатии; 2—при растяжении

водниковыми тензодатчиками, отпадает необходимость в усилительных устройствах. Возможность непосредственного измерения этих сигналов существенно упрощает задачу.

Большие коэффициенты тензочувствительности в сульфиде свинца, превосходящие K всех существующих на сегодняшний день полупроводниковых материалов, дают возможность применять тензодатчики на его основе для измерения малых относительных деформаций ($10^{-4} - 10^{-6}$ отн. ед.) конструкций.

ЛИТЕРАТУРА

1. Семенов А. И., Горолецкий А. Ф. Полупроводниковая тензометрия. Тр. III совещания, кн. 2, 1967.
2. Фалько Н. И. Тезисы докладов IV конференции по полупроводниковой тензометрии. Львов, 1969.
3. Молдаверт Т. И., Троицкая Э. А. Полупроводниковая тензометрия. Тр. III совещания, кн. 1. Новосибирск, 1967.
4. Илизавский Ю. В., Яхкин Э. З. ФТТ, т. 4, вып. 7, 1962.
5. Аверкин А. А., Касимов Ч., Ненсберг Е. Д. ФТТ, т. 4, вып. 12, 1962.
9. Арсеньева-Гейль А. И. ФТТ, т. 4, вып. 10, 1962.
7. Мезон У. К. Методы и приборы ультразвуковых исследований, т. I, Б. Изд-во „Мир“. М., 1967.

Институт физики
АН Азерб. ССР

Поступило 20. VII 1970

Һ. Б. Абдуллаев, А. З. Гулиев, А. И. Агаев,
Е. А. Абдуллаев, К. Ш. Гәһрәманов

***n*-типли гурғушун сульфиддән дүзәлдилмиш
ярымкечиричи тензомүгавимәт**

ХҮЛАСӘ

Тәдгигатда концентрасиясы $n = 6,3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ вә хусуси мугавимәти $\rho = 0,0025 \text{ ом} \cdot \text{см}$ олан гурғушун сульфидли ярымкечиричиләрин волт-ампер характеристикасына нисби деформасиянын тәсири өйрәнилмишдир. Өлчүләр поликристаллик нүмунәләрдә апарылмышдыр.

Тәдгигатлар көстәрмишдир ки, тензоһәссаслыг (K), башга ярымкечиричиләрдән фәрғли олараг (Si, Ge, JnSb, GeAs) гурғушун сульфиддә чох бөйүк гиймәтә маликдир ($K = 1400 - 1500$). Гурғушун сульфидин һәссаслығынын деформасиядан асылылығы хәтти олдуғу үчүн һәмин материалдан дүзәлдилмиш тензомүгавимәтләр тензоверичиләр кими истифадә едйлә биләр. Бу исә һазырда чох кениш јајылмыш нагилли тензомүгавимәтләри әвәз етмәјә имкан верир.

АЗӘРБАЈҶАН ССР ЕЛМЛӘР АКАДЕМИЈАСЫНЫН ХӘБӘРЛӘРИ
Физика-техника вә ријазийјат елмләри серијасы, 1971, № 1

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК АЗЕРБАЙДЖАНСКОЙ ССР
Серия физико-технических и математических наук, 1971, № 1

К. Ш. КАХРАМАНОВ, Э. С. САГАТОВ, К. АКБАРОВ,
Г. М. БАБАЕВ, Г. Т. АХМЕДЛИ

**ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОТЕРЬ ТЕПЛА НАГРЕВАТЕЛЯМИ ПРИ
ИЗМЕРЕНИИ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ СТАЦИОНАРНЫМ
МЕТОДОМ БЕЗ ОХРАННЫХ ЦИЛИНДРОВ**

Ранее [1] нами была получена рабочая формула для вычисления теплопроводности стационарным методом без охранных цилиндров:

$$\chi = \frac{L}{S} \sqrt{\frac{Q_1^2 - Q_2^2}{T_1^2 - T_2^2} \frac{1}{\ln \frac{1+C}{1-C}}}, \quad (1)$$

где χ — теплопроводность; L и S — длина и сечение образца;

$$C = \sqrt{\frac{Q_1 - Q_2}{Q_1 + Q_2} \frac{T_1 - T_2}{T_1 + T_2}};$$

T_1 и T_2 — температуры на торцах образца; $Q_1 = W - \kappa_1 \Delta T_1$ — поток тепла, входящий в образец в рабочих условиях; $Q_2 = \kappa_2 \Delta T_2$ — поток тепла, выходящий из образца; W — мощность, подаваемая (здесь имеются в виду нагреватели, с помощью которых создается градиент температуры на торцах образца) на нагреватель; $\Delta T_1 = T_1 - T_0$ и $\Delta T_2 = T_2 - T_0$ — перепад температур между нагревателями и внешним экраном в рабочих условиях. Перепад температуры создается включением одного из нагревателей. κ_1 и κ_2 — коэффициенты теплоотдачи с поверхностей нагревателя (это общие потери тепла с поверхности печек и потери через измерительные провода), от точности определения которых во многом зависит погрешность вычисления теплопроводности. В работе предлагаются два способа определения этих коэффициентов.

Ранее [1] значения κ_1 и κ_2 при комнатной температуре, а также их температурная зависимость определялись опытным путем. Схема измерительной установки показана на рис. 1. Для этого вместо образца (б) использовался третий нагреватель, эквивалентный по габаритам образцу. Все три нагревателя изолируются один от другого тонкими пластинками из стеатита. Одновременно, включая все три нагревателя и меняя их мощности, можно добиться, чтобы их температуры были одинаковыми:

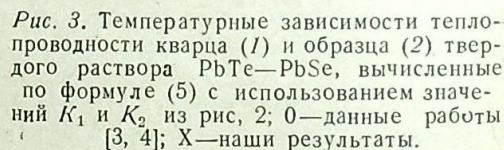
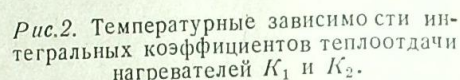
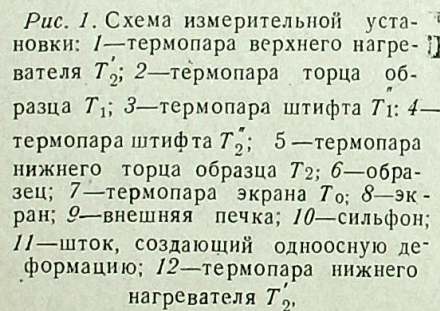
$$T_1 = T_2 = T_3 = T.$$

В этом случае можно считать, что теплообмен между нагревателями отсутствует и

$$\kappa_1 = \frac{W_1}{T_1 - T_0} \left(\frac{\text{кал}}{\text{град}} \right), \quad \kappa_2 = \frac{W_2}{T_2 - T_0} \left(\frac{\text{кал}}{\text{град}} \right). \quad (2)$$

Для определения k_1 и k_2 можно обойтись без среднего нагревателя. При этом образец зажимается между двумя нагревателями (1 и 2) мощности которых подбираются таким образом, чтобы температуры их и образца были бы одинаковыми, т. е. при этом поток тепла с одного нагревателя вдоль образца компенсируется встречным потоком с другого нагревателя. Другая часть тепла нагревателей рассеивается в сторону и поглощается экраном (8), что фиксируется термопарой (T_0). При определении потерь тепла (k_1, k_2) нагревателями учитывается непосредственно теплопроводность измеряемого образца, что

Для определения k_1 и k_2 можно обойтись без среднего нагревателя. При этом образец зажимается между двумя нагревателями (1 и 2) мощности которых подбираются таким образом, чтобы температуры их и образца были бы одинаковыми, т. е. при этом поток тепла с одного нагревателя вдоль образца компенсируется встречным потоком с другого нагревателя. Другая часть тепла нагревателей рассеивается в сторону и поглощается экраном (8), что фиксируется термопарой (T_0). При определении потерь тепла (k_1, k_2) нагревателями учитывается непосредственно теплопроводность измеряемого образца, что



Интегральные коэффициенты теплоотдачи нагревателей вычислялись следующим образом:

$$\kappa_2 = \frac{W - \alpha \frac{S}{L} (T_2 - T_1)}{T_2' - T_0} \left(\frac{\kappa \text{ кал}}{\text{град}} \right), \quad (4)$$

где κ — теплопроводность эталонного образца,
 T_1' и T_2' — температуры штифтов,
 T_1 и T_2 — температуры нагревателей (1 и 2).

На рис. 2 представлены температурные зависимости κ_1 и κ_2 в случае использования в качестве эталонных образцов кварца [3] и твердого раствора $\text{PbTe} - \text{PbSe}$ [4]. Как видно из указанных зависимостей, значения коэффициентов, вычисленные для обоих образцов, совпадают вплоть до 800°К . Теплопроводность исследуемого образца вычислялась по формуле:

$$\gamma_{\text{обп}} = \frac{L}{2S} \left[\frac{W_1 - \kappa_1(T_1' - T_0)}{T_1 - T_2} + \frac{W_2 - \kappa_2(T_2' - T_0)}{T_2 - T_1} \right]. \quad (5)$$

Вычисленные нами по данной формуле (5) значения теплопроводности (и ее температурный ход) для кварца и твердого раствора $\text{PbTe} - \text{PbSe}$ представлены на рис. 3. Они очень хорошо совпадают с известными в литературе [2] до 700°K . При температурах выше 700°K погрешности растут, превышая 7%. Для экспериментальной проверки данного способа параллельно нами производились измерения и вычисления теплопроводности по методу, описанному в работе [2]. Для вычисления теплопроводности по этому методу необходимо просверлить в образце два симметричных сквозных отверстия, куда плотно вставляются платиновые штифты с плотно приваренными к ним термомпарами. При вычислении в данном случае предполагается следующее: если вдоль исследуемого образца имеется перепад температур, то устанавливается гиперболическое распределение температуры, которое можно аппроксимировать параболой (если пренебречь в экспонентах разложения всеми членами, начиная с третьего).

В этом случае при стационарном тепловом режиме и малых тепловых потерях с поверхности образца решение уравнения теплопроводности имеет вид $\frac{d^2 T}{dx^2} - \frac{T}{x_0^2} = 0$, где $\frac{1}{x_0} = \sqrt{\frac{\Pi_0 \alpha_0}{\lambda S_0}}$; Π_0 — периметр,

σ_0 — коэффициент теплоотдачи с поверхности образца. В параболическом приближении оно приводит к следующей формуле для вычисления теплопроводности:

$$\alpha = \frac{d}{S} \frac{W - \kappa_1 \Delta T_1 + \kappa_2 \Delta T_2}{2 \Delta T} - \frac{W - \kappa_1 \Delta T_1 - \kappa_2 \Delta T_2}{4 (\Delta T'_1 + \Delta T'_2)} \left(\frac{L}{S} - \frac{d^2}{3LS} \right), \quad (6)$$

где $\Delta T = T_1'' - T_2'$ — перепад температуры вдоль образца на расстоянии d ; $\Delta T_1' = T_1' - T_0$ и $dT_2'' = T_2'' - T_0$ — перепад температур между штифтами (3 и 4, рис. 1), вставленными в образец и цилиндром.

В качестве эталонного материала нами был выбран плавный кварц, температурная зависимость теплопроводности которого хорошо известна [3, 5]. Произведенные измерения и вычисления теплопроводности по формуле (6) для кварца (при использовании значений κ_1 и κ_2 , из рис. 2) дали хорошее совпадение с данными Х. М. Кулиева [2] только до 600°K, выше же 700°K практически невозможно пользоваться формулой (6). Вычисление теплопроводности по формуле (5) не представляет особых трудностей. Погрешность при комнатной температуре не превышает 5%.

Данная экспериментальная установка позволяет также измерять температурную зависимость теплопроводности, термо-э. д. с. и электропроводности при одноосном сжатии образцов (рис. 1). При необходимости вычисления относительной деформации на одну сторону образца наклеивался проволочный тензодатчик, для измерений применялся тензометрический мост $RZ - 007$ (ЭМГ-2355).

ЛИТЕРАТУРА

1. Кахраманов К. Ш., Сильбанс Л. С. „Изв. АН Азерб. ССР, серия физ.-техн. и матем. наук“, 1968, 14.
2. Кулиев Х. М. „Изв. АН Туркм. ССР“, 1962, № 6.
3. Девяткова Е. Д., Петров А. В., Смирнов И. А., Мойжес Б. Я. ФТТ, 2, 738, 1960.
4. Ефимова Е. А. и др. Отчет ИПАН СССР за 1967 г.
5. Девяткова Е. Ф. и др. ЖТФ, 22, 1, 129 — 142, 1952.

Институт физики АН
Азерб. ССР

Поступило 12. XII 1970

К. Ш. Гəһрəманов, Е. С. Сагатов, К. Əкбəров,
Һ. М. Бабајев, Г. Т. Əһмədли

Истиликкечирмəнин стансионар ўсулла горујучу цилиндрсиз
өлчүлмəsi заманы истилик иткисинин тəјин едилмəsi

ХҮЛАСƏ

Тəдгигатлар нəтичəсиндə истиликкечирмəнин стансионар ўсулла горујучу цилиндрсиз өлчүлмəsi заманы истилик иткисини (κ_1 вə κ_2) тəјин етмək үчүн ики ўсул тəклиф олунур. Биринчи ҳалда, орта əлавə гыздырычдан истифадə едилмир. Бурада κ_1 вə κ_2 -нин гијмəти бирбаша өлчүлən нүмунəдən тəјин олунур. Дикəр ўсул, эталон нүмунəнин өлчүлмəsi просесиндə, ејни заманда, бүтүн мүмкүн иткисинин ҳесабланмасына имкан верир.

Ејни заманда, термоэлектрик параметрлəri бирохлу сыхылма деформасијасында өлчмək үчүн дə гурғу дүзəлдилмишдир.

М. И. АЛИЕВ, Г. Т. АХМЕДЛИ

О РАССЕЯНИИ ФОНОНОВ НА ТОЧЕЧНЫХ ДЕФЕКТАХ В АРСЕНИДЕ ГАЛЛИЯ

В предыдущих наших работах [1, 2] рассматривался характер изменения теплопроводности арсенида галлия в зависимости от степени легирования акцепторными и донорными примесями. При этом, однако, мы ограничивались рассмотрением лишь общего характера изменения решеточной теплопроводности. Ниже на основании экспериментальных результатов будет дан анализ изменения времени релаксации и эффективного сечения рассеяния фононов на точечных дефектах в GaAs. На рис. 1 представлены экспериментальные данные о теплопроводности арсенида галлия в зависимости от концентрации примесей селена n -типа и цинка p -типа. Как видно из рис. 1, с увеличением концентрации примесей для n - и p -типа GaAs теплопроводность уменьшается, что можно связать с рассеянием фононов на точечных дефектах.

Теория рассеяния фононов точечными дефектами развита в основном в работах Клеменса и Амбегаокара [3, 4, 5]. Первая из них посвящена большим, а вторая малым концентрациям дефектов. В основе их теории лежит дебаевское приближение для спектра тепловых колебаний решетки. Они считают, что все фононы с волновыми векторами $\vec{q}$, такими, что $q < \kappa t / 2\pi v$, где v — скорость звука, имеют одинаковую эффективную среднюю длину свободного пробега. Важным исходным моментом их теории является также применение для длины свободного пробега фононов формулы $\bar{l} \sim q$. Несмотря на эти предположения, теории Клеменса и Амбегаокара хорошо описывают процессы взаимодействия фононов с точечными дефектами при высоких температурах.

Если концентрация N_i дефектов в единичном объеме такова, что длина волны фонона меньше расстояния между ними ($\lambda < a$), то полное сечение рассеяния равно сумме сечений, обусловленных каждым дефектом, т. е. $N_i \sigma(q)$. Средняя длина свободного пробега фонона будет иметь вид

$$\bar{l}(q) = \frac{1}{N_i \sigma(q)}. \quad (1)$$

Эта формула справедлива в том случае, если, как было указано выше, каждый центр рассеяния фонона самостоятельно. Нас интересует эффективное сечение рассеяния фононов. Однако для вычисления $\sigma(q)$ нужно знать $\bar{l}(q)$, а для вычисления $\bar{l}(q)$ нужно найти значение време

ни релаксации рассеяния фононов точечными дефектами:

$$\tau_1 = \frac{l(q)}{v}$$

При наличии межфононных ($\tau_{\text{фф}}$) и фононпримесных (τ_i) процессов общее время релаксации $\tau_{\text{ф}}^{-1}(\omega) = \tau_{\text{фф}}^{-1}(\omega) + \tau_i^{-1}(\omega)$; $\tau_i^{-1} = A'\omega^4 \dots (2)$. Для вычисления времени релаксации τ_i нужно знать коэффициент A' , который вычисляется формулами Клеменса [3, 4, 5];

$$\kappa_{\text{ф}} = \kappa_{\text{фф}} \frac{\omega_0}{\omega_{\text{д}}} \operatorname{arctg} \frac{\omega_{\text{в}}}{\omega_0}, \dots, \quad (3)$$

где $\kappa_{\text{фф}}$ — теплопроводность чистого образца;

$$\left(\frac{\omega_0}{\omega_{\text{д}}} \right)^2 = \frac{\kappa}{2\pi^2 \bar{v} \kappa_{\text{фф}} \omega_{\text{д}} A}, \dots, \quad (4)$$

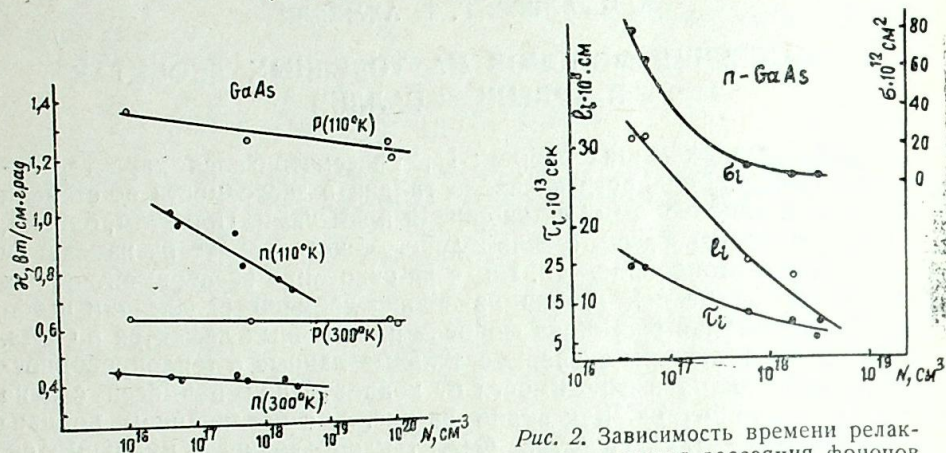


Рис. 1. Зависимость теплопроводности от концентрации носителей тока в образцах

здесь $\omega_{\text{д}}$ — частота Дебая, $\bar{v}$ — средняя скорость звука в кристалле, ω_0 — частота, при которой $\tau_{\text{фф}} = \tau_i$. Зная $\kappa_{\text{ф}}/\kappa_{\text{фф}}$ из эксперимента и подставляя эту величину в (3), находим $\omega_{\text{д}}/\omega_0$. Подставляя $\frac{\omega_{\text{д}}}{\omega_0}$ и $\kappa_{\text{фф}}$ в (4), определяем A' , после чего из формулы (2) находим τ_i . Подставляя τ_i в $l = \tau_i v$ и (1), определяем $\sigma(q)$.

Скорость звука v вычислялась из значений модуля Юнга и плотности. При комнатной температуре $\bar{v} = 4,05 \times 10^6$ см/сек. Пользуясь вышеизложенными выводами теории, при комнатной температуре были вычислены τ_i , l_i и σ_i для образцов GaAs. Концентрационная зависимость $\tau_i l_i$ и σ_i показана на рис. 2. Как видно, все эти параметры уменьшаются с концентрацией примеси. Обращает на себя внимание изменение σ с увеличением концентрации примеси.

Эффективное сечение рассеяния фононов должно оставаться неизменным, так как мы предположили, что оно является сечением рассеяния одним типом центров, т. е. примесями. Изменение же σ с концентрацией, по-видимому, связано с тем, что в рассеянии фононов, кроме примесей, принимают участие также и другие центры, количество которых растет с увеличением концентрации примесей. Такими центрами рассеяния, по-видимому, могут являться вакансии решетки.

Сравним наши рассуждения по GaAs с рассуждением по германию. При исследовании диффузионных процессов в германии было сделано

заключение о том, что вакансии в нем ведут себя как акцепторы. Эти вопросы подробно освещены в работах [6, 7, 8].

Лонжини и Грин [9] показали, что в тех полупроводниках, в которых решеточные вакансии заряжены, равновесная концентрация их должна зависеть от концентрации примесей. Если вакансия акцепторного типа, то ее равновесная концентрация в полупроводнике с донорной примесью будет больше, чем в полупроводнике с акцепторной примесью. Добавление донора приводит к росту числа вакансий и к уменьшению акцепторов. Все это сказывается на диффузии элементов V и III групп в германии.

В соединениях $A^{III}B^V$ образование дефектов, их взаимодействие происходят гораздо сложнее, чем в германии. Здесь решетка состоит из двух разных атомов. Точечные дефекты в этих полупроводниках образуются различных типов. Например, на месте отсутствующего III или V атомов могут образоваться вакансии. Атомы могут попадать в междоузлия. Это также вызывает появление вакансий и т. д.

Наблюдаемая разница в теплопроводности решетки GaAs при наличии донорных и акцепторных примесей, по-видимому, указывает на акцепторный характер вакансий. Увеличение числа вакансий, которые являются также центрами рассеяния фононов, с введением донорных примесей, по всей вероятности, обуславливает зависимость от концентрации примесей.

При вычислениях мы предполагали, что каждый центр рассеивает фононы в отдельности, не взаимодействуя друг с другом. Полученные нами при этом значения очень большие. При комнатной температуре они меняются в пределах от $7,75 \cdot 10^{-14}$ до $0,51 \cdot 10^{-14}$ см². Такие большие значения эффективного сечения можно объяснить тем, что между дефектами имеет место взаимодействие. Нельзя рассматривать при таких концентрациях примесей указанные дефекты самостоятельными. При этом возможно также перекрытие сечений рассеяния. Все это ведет к сильному увеличению абсолютного значения эффективного сечения рассеяния фононов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Алиев М. И., Ахмедли Г. Т. „Изв. АН СССР, серия физич.“ XXVIII, 1964 г. № 6.
2. Алиев М. И., Ахмедли Г. Т., Алиева М. А. „Изв. серия физ.-техн. и матем. наук“ 1964 г. № 4.
3. Klemens P. C. Handbush. Phys., 14, I (1956).
4. Klemens P. C. Phys. rev., 119, 507 (1960).
5. Ambegokar V. Phys. rev., 114, 488 (1959).
6. Рейс и Фуллер. Диффузионные процессы в германии и кремнии. В кн. „Полупроводники“ под ред. Хенней. ИЛ (1969).
7. Фуллер. Взаимодействие между дефектами в полупроводниках. В кн. „Полупроводники“ под ред. Хенней. ИЛ (1962).
8. Болтакс Б. И. Диффузия в полупроводниках. М., 1961.
9. Longini R. L., Grune R. F. Phys. rev. 102, 992 (1956).

Институт физики
АН Азерб. ССР

Поступило 17. XII 1970

М. И. Элиев, К. Т. Эмедли

Гали арсендә фононларын нөгтәви дефектләрдән сәпилмәси
һаггында

ХҮЛАСӘ

Тәдгигатларда кениш температур вә кениш концентрасија интервалында истиликкечирмә өлчүлмүш вә тәчрүби нәтичәләрдән истифаде едиләрәк релаксација вахты һесапланмышдыр.

Алынган нәтичәләр Клеменс вә Амбегаокарын нәзәријјәсинә әсасланагаз изаһ олунмушдур.

Н. А. ГУЛИЕВ, И. Г. ДЖАФАРОВ

ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЕ СЕЧЕНИЯ ПРОЦЕССОВ АННИГИЛЯЦИИ ЭЛЕКТРОН-ПОЗИТРОННОЙ ПАРЫ В ПЕРЕНОРМИРУЕМОЙ ТЕОРИИ СЛАБОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Традиционная схема слабого локального четырехфермионного ($V-A$)-взаимодействия, удачно объясняющая большой круг экспериментальных фактов в области малых энергий, является перенормируемой. Перенормируема также и теория с промежуточным векторным мезоном. До недавнего времени этот вопрос представлял лишь академический интерес. Предполагалось, что неограниченный рост сечений с увеличением энергии, по-видимому, обрывается при энергиях порядка 10^3 Гэв, когда слабое взаимодействие становится сильным.

В этих теориях адрон-лептонные взаимодействия с участием нейтральных токов могут возникнуть как эффекты высших порядков по слабому взаимодействию. Если принять, что виртуальные импульсы сильно взаимодействующих частиц ограничены величинами порядка массы нуклона M , то эффективная константа адрон-лептонного взаимодействия будет малой — порядка $G^2 M^2$ [1], где $G = 10^{-5}/M^2$ — константа слабого взаимодействия. Однако на основе алгебры токов Июффе и Шабалиным было показано [1], что эффективная константа слабого взаимодействия адронов с нейтральными лептонными токами определяется величиной порядка $G^2 \Lambda^2$, где значение параметра обрезания Λ , согласно экспериментальным данным по распаду $K_2^0 \rightarrow \mu^+ + \mu^-$ и разности масс K_1^0 и K_2^0 -мезонов, лежит в пределах от нескольких до нескольких десятков Гэв. При таких значениях параметра обрезания вклад высших приближений по слабому взаимодействию мал. Следовательно, нельзя рассчитывать на возникновение обрезающего формфактора за счет слабого взаимодействия.

Это приводит к необходимости поиска новых, свободных от указанного недостатка, теорий, низкоэнергетическим пределом которых является обычный ($V-A$)-вариант слабого взаимодействия. С другой стороны, анализ экспериментальных данных о сечениях реакций с участием нейтрино указывает на возможность появления нелокальности в слабых взаимодействиях в области высоких энергий [2].

Изложенное обстоятельство стимулирует повышенный интерес к различным перенормируемым моделям слабого взаимодействия [3—5]. Относительно простой и допускающей проверку при современной точности эксперимента является модель, предложенная Таникавой и Ватанабе ($T-B$) [3]. В основу этой модели положено предположение о том, что первичное слабое взаимодействие осуществляется при

помощи двух нейтральных баролептонов с нулевым спином и заряженного скалярного бозона. Указанная модель допускает в первом приближении взаимодействие нейтральных токов. Анализируя следствия теории $T-B$ и экспериментальные данные, Шабалин установил [6], что теория $T-B$ не противоречит последним, если слабое $(\bar{e}e)(\bar{p}p)$ -взаимодействие сильнее, чем $(\bar{e}\nu)(\bar{p}n)$ -взаимодействие*. Согласно последним экспериментальным данным по распаду $K^+ \rightarrow \pi^+ + \nu + \bar{\nu}$, этот фактор усиления составляет $f \geq 280$.

Как показано Шабалиным и Лобовым при исследовании ep -рассеяния [6—8], наиболее яркое проявление эффектов слабого взаимодействия в этой модели ожидается в поляризационных явлениях. Наряду с этим эффекты слабого взаимодействия при электрон-позитронной аннигиляции, в свете успехов ускорительной техники на встречных электрон-позитронных пучках [9], могут служить экспериментально доступной возможностью проверки модели $T-B$ —Ш.

В настоящей статье рассматриваются эффекты слабого взаимодействия в модели $T-B$ —Ш при аннигиляции электрона и позитрона в пары протон—антипротон, пион—антипион и нейтрино—антинейтрино. Как будет видно ниже, вклад слабого взаимодействия по модели $T-B$ —Ш в сечение при доступных энергиях превышает вклад от обычного однофотонного обмена.

Следует отметить, что полученные нами формулы для сечений имеют общий характер и применимы в случае ($V-A$)-структуры взаимодействия нейтральных токов, если массу баролептона считать бесконечно большой.

1. Процесс $e^+ + e^- \rightarrow p + \bar{p}$

В модели $T-B$ этот процесс описывается гамильтонианом**

$$H = g \bar{p} (1 - \gamma_5) e^c B + \tilde{g} \bar{n} (1 - \gamma_5) \nu^c B + h. c., \quad (1)$$

где B — нейтральный баролептон с нулевым спином. После применения перестановки Фирца и перехода к локальному пределу (масса баролептона $m_B \rightarrow \infty$) амплитуда β -распада по модели $T-B$ принимает форму амплитуды обычного ($V-A$)-варианта, причем между константами связи возникает соотношение [6]

$$\frac{g \tilde{g}}{2m_B^2} = \frac{G}{\sqrt{2}}.$$

В случае рассматриваемого процесса аналогичная операция приводит к ($V-A$)-варианту взаимодействия нейтральных $(\bar{e}e)$ - и $(\bar{p}p)$ -токов с константой $fG/\sqrt{2}$, где $f = g/\tilde{g}$ — фактор усиления.

Процесс $e^+ + e^- \rightarrow p + \bar{p}$ изображается суммой диаграмм (рис. 1), соответствующих электромагнитному и слабому по модели $T-B$ переходам. Учитывая возможные формфакторы, электромагнитно слабую амплитуду процесса можно представить в виде

$$M_{fi} = \frac{e^2}{q^2} \bar{u}(p_1) \left(F_1 \gamma_\alpha - \frac{\mu_a F_2}{2M} \sigma_{\alpha\beta} q_\beta \right) u(p_2) \bar{u}(\kappa_2) \gamma_\alpha u(\kappa_1) + \\ + \frac{fG}{\sqrt{2}} \frac{m_B^2}{m_B^2 - q_B^2} \bar{u}(p_1) \left(f_1 \gamma_\alpha - \frac{\mu_a f_2}{2M} \sigma_{\alpha\beta} q_\beta + g_1 \gamma_\alpha \gamma_5 + \frac{g_3}{M} q_\alpha \gamma_5 \right) u(p_2) \times \\ \times \bar{u}(\kappa_2) \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) u(\kappa_1), \quad (2)$$

* Вариант теории $T-B$, рассмотренный Шабалиным, будем обозначать $T-B$ —Ш.

** Используемые в данной работе γ -матрицы и метрика такие же, как в монографии Окуня [10].

где κ_1, κ_2, p_1 и p_2 — импульсы электрона, позитрона, протона и антипротона, соответственно; $q = \kappa_1 + \kappa_2 = p_1 + p_2$ и $q_B = \kappa_1 - p_2 = p_1 - \kappa_2$ — импульсы виртуальных фотона и баролептона; F_1 и F_2 — дираковские и паулевские формфакторы протона; μ_a — его аномальный магнитный момент; f_1, f_2, g_1 и g_3 — формфакторы слабого взаимодействия.

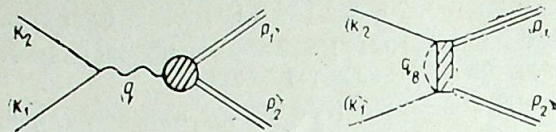


Рис. 1. Диаграммы, соответствующие электромагнитному и слабому в теории с промежуточной частицей переходам электрон-позитронной пары в пару сильновзаимодействующих частиц.

Пользуясь уравнениями Дирака для электрона и позитрона, легко убедиться, что вклад члена с g_3 в выражении (2) пропорционален величине m/M , где m — масса электрона. После громоздких вычислений для квадрата модуля амплитуды (2) имеем следующее выражение:

$$|M_{\text{II}}|^2 = \frac{e^4}{q^4} \left[2q^4 |F_m|^2 - \left(q^2 - \frac{4(\kappa_1 \kappa)^2}{q^2 - 4M^2} \right) (q^2 |F_m|^2 - 4M^2 |F_e|^2) \right] +$$

$$+ \frac{V\sqrt{2} f e^2 G}{q^2} \frac{m_B^2}{m_B^2 - q_B^2} \text{Re} \left[2q^4 F_m f_m^* - \left(q^2 - \frac{4(\kappa_1 \kappa)^2}{q^2 - 4M^2} \right) (q^2 F_m f_m^* - \right.$$

$$- 4M^2 F_e f_e^*) - 4q^2 (\kappa_1 \kappa) F_m g_1^* \left. \right] + \frac{f^2 G^2 m_B^4}{(m_B^2 - q_B^2)^2} \left[2q^4 |f_m|^2 - \right.$$

$$- \left(q^2 - \frac{4(\kappa_1 \kappa)^2}{q^2 - 4M^2} \right) (q^2 |f_m|^2 - 4M^2 |f_e|^2) +$$

$$+ (q^2 - 4M^2) \left(q^2 + \frac{4(\kappa_1 \kappa)^2}{q^2 - 4M^2} \right) |g_1|^2 - 8q^2 (\kappa_1 \kappa) \text{Re} f_m g_1^* \left. \right], \quad (3)$$

где $F_e = F_1 + (q^2/4M^2) \mu_a F_2$, $F_m = F_1 + \mu_a F_2$ — электрический и магнитный формфакторы протона, f_e и f_m — их аналоги в слабом взаимодействии, $\kappa = p_1 - p_2$. При получении (3) мы произвели усреднение и суммирование по поляризациям частиц и пренебрегли членами, пропорциональными m^2/M^2 (разумеется, также членами $\sim m^2/q^2$).

Дифференциальное сечение процесса имеет вид

$$d\sigma = \frac{1}{32\pi^2} \frac{|M_{\text{II}}|^2}{q^2} \frac{d\vec{p}_1}{E_1} \frac{d\vec{p}_2}{E_2} \delta^4(p_1 + p_2 - q), \quad (4)$$

где E_1 и $\vec{p}_1$ — энергия и вектор импульса протона, а E_2 и $\vec{p}_2$ — антипротона.

С целью анализа полученных результатов в условиях эксперимента на встречных электрон-позитронных пучках интегрируем (4) по $d\vec{p}_2$ и E_1 в с. ц. и. При этом получим дифференциальное сечение углового распределения протона:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{16\pi^2} \frac{\beta_p}{E^2} \left\{ \pi^2 \alpha^2 \left[|F_m|^2 + \frac{M^2}{E^2} |F_e|^2 + \left(|F_m|^2 - \frac{M^2}{E^2} |F_e|^2 \right) \cos^2 \theta \right] + \frac{V\sqrt{2} \pi f \alpha G E^2}{a_0 + b_0 \cos \theta} \text{Re} \left[F_m f_m^* + \frac{M^2}{E^2} F_e f_e^* \right] \right.$$

$$+ 2\beta_p F_m g_1^* \cos \theta + \left. \left(|F_m f_m^* - \frac{M^2}{E^2} F_e f_e^* \right) \cos^2 \theta \right] +$$

$$+ \frac{f^2 G^2 E^4}{(a_0 + b_0 \cos \theta)^2} \left[|f_m|^2 + \frac{M^2}{E^2} |f_e|^2 + \beta_p^2 |g_1|^2 + 4\beta_p \text{Re} f_m g_1^* \cos \theta + \left(|f_m|^2 - \frac{M^2}{E^2} |f_e|^2 + \beta_p^2 |g_1|^2 \right) \cos^2 \theta \right], \quad (5)$$

где

$$a_0 = 1 + \frac{E^2}{m_B^2} (1 + \beta_p^2), \quad b_0 = \frac{2E^2}{m_B^2} \beta_p, \quad \beta_p = \sqrt{1 - \frac{M^2}{E^2}},$$

E — энергия электрона, θ — угол между направлениями импульсов электрона и протона, $\alpha = e^2/4\pi = 1/137$.

Сечение в локальном пределе получается из (5) заменой $a_0 \rightarrow 1$, $b_0 \rightarrow 0$, а в обычной ($V-A$) теории, кроме этого, еще следует положить $f = 1$. Легко увидеть, что электромагнитное дифференциальное сечение имеет максимум при $\theta = 90^\circ$ и симметричное распределение относительно этого угла. В случае учета слабого взаимодействия место максимума в угловом распределении смещено и определяется функцией, зависящей от энергии, формфакторов, массы баролептона и фактора усиления. В частности, в локальном пределе рассматриваемой теории сечение обладает максимумом при угле, определяемом из соотношения

$$\cos \theta = - \frac{\Phi_1}{2\Phi_2}, \quad (6)$$

$$\Phi_1 = 2fGE^2 \beta_p \text{Re} (\sqrt{2} \alpha F_m + 2fGE^2 f_m) g_1^*,$$

$$\Phi_2 = \pi^2 \alpha^2 \left(|F_m|^2 - \frac{M^2}{E^2} |F_e|^2 \right) + V\sqrt{2} \pi f \alpha G E^2 \text{Re} \left(F_m f_m^* - \frac{M^2}{E^2} F_e f_e^* \right) +$$

$$+ f^2 G^2 E^4 \left(|f_m|^2 - \frac{M^2}{E^2} |f_e|^2 + \beta_p^2 |g_1|^2 \right).$$

Для простоты анализа положим

$$F_1(q^2) = F_2(q^2) = f_1(q^2) = f_2(q^2) = 0,8 \quad g_1(q^2) \equiv F(q^2). \quad (7)$$

В этом случае угловые зависимости сечения (5) для энергий электрона $E = 1,5$ и 3 Гэв в с. ц. и. изображены на рис. 2 и 3. Выбранные значения энергии соответствуют возможностям ускорителей ряда лабораторий мира [9]. На обоих графиках сечения вычислены для двух крайних значений массы баролептона: $m_B = 8$ Гэв (кривые 2) и $m_B \rightarrow \infty$ (кривые 3). Нижняя граница массы m_B взята в соответствии с данными работы [11]. Для промежуточных значений m_B кривые дифференциальных сечений будут располагаться между кривыми 2 и 3.

Как видно из графиков, вклад слабого взаимодействия по теории Т-В-Ш в сечение весьма значителен. Это особенно хорошо заметно при энергии $E = 3$ Гэв. Смещение максимума для этой энергии составляет $\sim 7^\circ$ в сторону больших углов при $m_B = 8$ Гэв и $\sim 3^\circ$ в сторону меньших углов при $m_B \rightarrow \infty$ (для $E = 1,5$ Гэв еще больше). Особенности теории Т-В-Ш ярко выражаются в

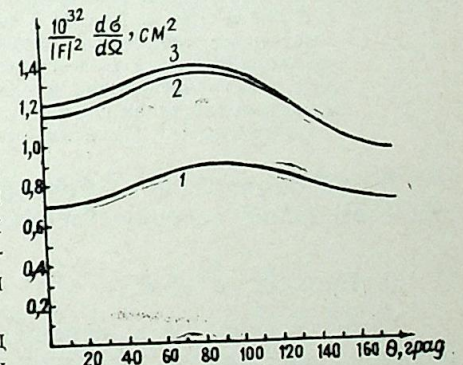


Рис. 2. Зависимость дифференциального сечения процесса $e^+ + e^- \rightarrow p + \bar{p}$ от угла вылета протона для энергии электрона $E = 1,5$ Гэв в с. ц. и. Кривая 1 соответствует электромагнитному взаимодействию, 2 и 3 — совместным электромагнитному и слабому взаимодействиям соответственно при $m_B = 8$ Гэв и $m_B \rightarrow \infty$.

значениях сечения. Для проверки данной модели можно также использовать факт нарушения симметрии распределения относительно угла $\theta = 90^\circ$, хотя этот эффект менее заметен.

Любопытно отметить, что случаи вылета протона под большими углами мало чувствительны к массе баролептона. Наибольший эффект массы наблюдается при средних углах. Столь яркое проявление особенностей модели Т—В—Ш и возможность современного эксперимента делают настоящей опытной проверку полученных результатов.

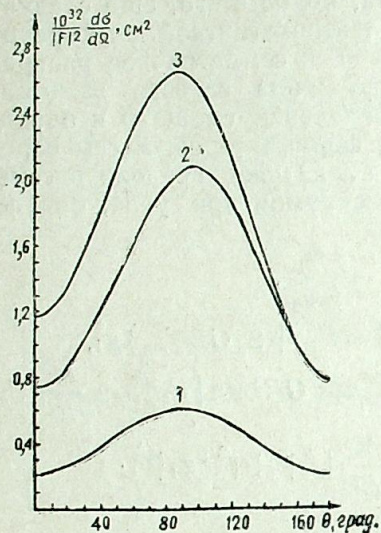


Рис. 3. Зависимость дифференциального сечения процесса $e^+ + e^- \rightarrow p + \bar{p}$ от угла вылета протона для энергии электрона $E = 3$ Гэв в с. ц. и. Кривая 1 соответствует электромагнитному взаимодействию, 2 и 3 — совместным электромагнитному и слабому взаимодействиям соответственно при $m_B = 8$ Гэв и $m_B \rightarrow \infty$.

Вклад обычной (V—A)-теории в рассматриваемой области энергии совершенно не существует.

2. Процесс $e^+ + e^- \rightarrow \pi^+ + \pi^-$.

Гамильтониан (1) в первом приближении задает процесс двухпионной аннигиляции электрон-позитронной пары. Он будет также изображаться диаграммами рис. 1, если под двойными линиями подразумевать пионы. Амплитуду процесса можно представить в виде

$$M_{\pi} = \varphi^+(p_1) \varphi(p_2) \times \left[\frac{e^2}{q^2} F_{\pi} \bar{u}(\kappa_2) \gamma_{\alpha} u(\kappa_1) + \frac{f G m_B^2}{m_B^2 - q_B^2} g_{\pi} \bar{u}(\kappa_2) \gamma_{\alpha} (1 + \gamma_5) u(\kappa_1) \right], \quad (8)$$

где F_{π} и g_{π} — формфакторы пиона, которые, вообще говоря, могут

быть различными, остальные обозначения аналогичны предыдущим. Вычисляя квадрат модуля амплитуды (8), имеем

$$|M_{\pi}|^2 = \left[\frac{e^4}{2 q^4} |F_{\pi}|^2 + \frac{f^2 G^2}{q^2} \frac{m_B^2}{m_B^2 - q_B^2} \text{Re } F_{\pi} g_{\pi}^* + \frac{f^2 G^2 m_B^4}{(m_B^2 - q_B^2)^2} |g_{\pi}|^2 \right] \times [q^2 (q^2 - 4 \mu^2) + 4 (\kappa_1 \times) (\kappa_2 \times)], \quad (9)$$

где μ — масса пиона. При получении (9) мы произвели усреднение по поляризациям электрона и позитрона и пренебрегли членами порядка m^2/q^2 .

Дифференциальное сечение углового распределения π^+ -мезона имеет вид

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\beta_{\pi}^3}{32 \pi^2} \left[\frac{\pi^2 \alpha^2}{E^2} |F_{\pi}|^2 + \frac{2 \pi f \sigma G}{a_0 + b_0 \cos \theta} \text{Re } F_{\pi} g_{\pi}^* + \frac{2 f^2 G^2 E^2}{(a_0 + b_0 \cos \theta)^2} |g_{\pi}|^2 \right] \sin^2 \theta, \quad (10)$$

где обозначения a_0 и b_0 прежние, лишь с тем отличием, что в них β_p заменена на $\beta_{\pi} = (1 - \mu^2/E^2)^{1/2}$, θ — угол вылета π^+ -мезона относительно направления импульса электрона. При энергии $E = 1,5$ Гэв (энергия действующего ускорителя во Фраскати [9]) вклад слабого взаимодействия становится сравнимым с электромагнитным. При этом электромагнитное сечение имеет вид $2,82 \cdot 10^{-34} \text{ см}^2 \times |F_{\pi}|^2 \sin^2 \theta$, а суммарное — $5,13 \cdot 10^{-34} \text{ см}^2 \times |F_{\pi}|^2 \sin^2 \theta$ (положено $g_{\pi} = F_{\pi}$). В этой области энергии можно работать с локальной теорией Т—В—Ш.

На рис. 4 представлен график дифференциального сечения (10) для энергии $E = 3$ Гэв. Хотя величина сечения этого процесса примерно на два порядка меньше сечения образования протон-антипротонной пары, двухпионная аннигиляция, благодаря весьма существенному вкладу слабого взаимодействия, может также служить источником информации о справедливости теории Т—В—Ш.

Как видно из рисунка, при $m_B = 8$ Гэв максимум сечения приходится на $\theta = 100^\circ$, и распределение обладает заметной асимметрией относительно $\theta = 90^\circ$.

3. Процесс $e^+ + e^- \rightarrow \nu_{\mu} + \bar{\nu}_{\mu}$

В модели Т—В возможен чисто слабый процесс нейтринной аннигиляции электрон-позитронной пары, обусловленный гамильтонианом

$$H'' = g'' \bar{\nu}_{\mu} (1 - \gamma_5) e^c B'' + \bar{g}'' \bar{\mu} (1 - \gamma_5) \nu_e^c B'' + \text{h. c.}, \quad (11)$$

где B'' — заряженный скалярный бозон, g'' и $\bar{g}''$ — константы связи.

Произведя преобразования, аналогичные преобразованиям первого раздела статьи, получим (V—A)-структуру взаимодействий нейтральных $(\bar{e}e)$ - и $(\bar{\nu}_{\mu}\nu_{\mu})$ -токов со множителем $(f'' G / \sqrt{2}) \times$

$m_B^2 (m_B^2 - q_B^2)$, где $f'' = g'' / \bar{g}''$, $q_B = \kappa_1 - p_1 = p_2 - \kappa_2$ —

4-импульс B'' -бозона, m_B — масса бозона, p_1 и p_2 — 4-импульсы нейтрино и антинейтрино. В локальном пределе ($m_B^2 \gg q_B^2$) этот множитель переходит в постоянную $f'' G / \sqrt{2}$. Выше учтено соотношение $g'' \bar{g}'' / 2 m_B^2 = G / \sqrt{2}$, возникающее в локальном пределе амплитуды μ -распада.

Квадрат модуля амплитуды, усредненный и просуммированный по поляризациям частиц, имеет следующий вид:

$$|M_{\Pi}|^2 = \frac{2f''^2 G^2 m_{B'}^4}{(m_{B'}^2 - q_{B'}^2)^2} (q^2 - 2(\kappa_1 x))^2. \quad (12)$$

Подставляя (12) в (4) и произведя соответствующее интегрирование в с. ц. и., получим следующее выражение для дифференциального сечения углового распределения нейтрино:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{f''^2 G^2 E^2}{2\pi^2} \frac{\cos^4 \frac{\theta}{2}}{\left[1 + \frac{2E^2}{m_{B'}^2} (1 - \cos \theta)\right]^2}. \quad (13)$$

Метод, основанный на сохранении тензорной размерности, позволяет простым образом вычислить возникшие согласно $|M|^2$ интегралы и найти полное сечение в инвариантном виде. Приведем выражение полного сечения процесса $e^+ + e^- \rightarrow \nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$:

$$\sigma = \frac{f''^2 G^2}{2\pi} \frac{m_{B'}^4}{q^2} \left(\frac{q^2 + 2m_{B'}^2}{q^2 + m_{B'}^2} - \frac{2m_{B'}^2}{q^2} \ln \frac{q^2 + m_{B'}^2}{m_{B'}^2} \right). \quad (14)$$

В локальном пределе и при $f'' = 1$ выражения (13) и (14) переходят в известные формулы для обычного ($V=A$)-взаимодействия ($\bar{e}e$)-и ($\bar{\nu}\nu$)-токов. К сожалению, нам неизвестны данные о массе $m_{B'}$ и факторе f'' , чтобы сделать определенные выводы.

Следует подчеркнуть, что согласно данной модели процесс слабой аннигиляции $e^+ + e^- \rightarrow \mu^+ + \mu^-$ сильно подавлен и сечение образования $\mu^+ \mu^-$ -пары будет определяться лишь электромагнитным взаимодействием.

ЛИТЕРАТУРА

1. Иоффе Б. Л., Шабалин Е. П. ЯФ, 6, 828, 1967; Письма ЖЭТФ, 6, 978, 1967.
2. Igarashi M., Nakamura S. Prog. Theor. Phys., 40, 576, 1968.
3. Tanikawa Y., Watanabe S. Phys. Rev., 113, 1344, 1959; Oneda S., Tanikawa Y. Phys. Rev., 113, 1354, 1959.
4. Шабалин Е. П. ЯФ, 9, 1050, 1969.
5. Segre G., Phys. rev., 181, 1996, 1969.
6. Шабалин Е. П., ЯФ, 8, 74, 1968.
7. Лобов Г. А., Шабалин Е. П., ЯФ, 8, 971, 1968.
8. Лобов Г. А., Шабалин Е. П. ЯФ, 11, 1125, 1970.
9. Комар А. А. Изв. АН СССР, серия физич., 33, 1544, 1969.
10. Окунь Л. Б. Слабое взаимодействие элементарных частиц. Физматгиз, М., 1963.
11. Bahcall I. N., Frautshi S. C. Phys. Rev., 136, 1547, 1964.

Институт физики АН Азерб. ССР

Поступило 23. XII 1970

Н. А. Гулијев, И. Н. Чәфәров

Ренормаллана билән зәиф гаршылыгы тә'сир нәзәријјәсиндә электрон-позитрон чүтүнүн анникилјасијасы просесләринин диференциал кәсикләри

ХҮЛАСӘ

Тәдгигатда ренормаллана билән зәиф гаршылыгы тә'сир нәзәријјәсинә әсасән электрон-позитрон чүтүнүн анникилјасијасына бахылмышдыр. Электромагнит вә зәиф гаршылыгы тә'сирләрин бир-

кә тә'сири һалында $e^+ + e^- \rightarrow p + p$ вә $e^+ + e^- \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ просесләринин диференциал кәсикләри тапылмышдыр. Кәстәрилмишдир ки, гаршылашан электрон-позитрон дәстәләринин мүасир шәраитдә әлдә едилә билән енержиләриндә зәиф гаршылыгы тә'сирин кәсијә әләвәси ади бирфотонлу мүбадиләнин әләвәсиндән бир нечә дәфә бөјүк олур. Бу, ренормаллана билән зәиф гаршылыгы тә'сир нәзәријјәсини тәчрүби јохламаға имкан верир.

Тәдгигатда, һәмчинин $e^+ + e^- \rightarrow \nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$ просесинин дә диференциал вә там кәсикләри һесабланмышдыр.

М. А. МАМЕДОВ

СОПОСТАВЛЕНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ГИПОТЕТИЧЕСКИХ И РЕАЛЬНЫХ КОМЕТ НА ОСНОВАНИИ ВЫЧИСЛЕНИЙ НА ЭВМ

В предыдущей статье в рамках гипотезы об извержении комет с поверхности Юпитера, рассматривался вопрос о распределении орбит теоретических (гипотетических) комет, достигших границы сферы действия Юпитера, и наблюдаемых [1,3].

Известно, что та или иная комета обычно наблюдается в период, когда ее расстояние от Солнца не превышает 4 а. е. Это бывает в то время, когда комета находится вблизи своего перигелия. Юпитер отстоит от Солнца в среднем на расстоянии 5,2 а. е. Прибавляя и вычитая значение ρ ($\rho = 0,33$ а. е. является радиусом сферы действия Юпитера), получим пределы для расстояния Δ гипотетической кометы от Солнца ($\Delta_{\min} = 4,88$; $\Delta_{\max} = 5,54$), достигшей границы сферы действия Юпитера. Выше уже отмечалось, что на таком расстоянии кометы, вообще не наблюдаются с Земли. Поэтому желательно проследить движение гипотетических комет до тех пор, пока они удалятся от Юпитера на 3—4 а. е., и окажутся в поле зрения наблюдателя на Земле. Элементы орбит комет во время их движения от границы сферы действия Юпитера до расстояния 3—4 а. е. в известной степени изменяются, и мы получаем несколько иное распределение орбит теоретических комет по сравнению с тем, которое было получено в [3].

Таблица 1

l	Старые орбиты	Новые орбиты	l	Старые орбиты	Новые орбиты
>1	108	90	0,45—0,50	85	78
0,95—1,0	14	22	0,40—0,45	89	83
0,90—0,95	16	13	0,35—0,40	70	77
0,85—0,90	13	19	0,30—0,35	82	61
0,80—0,85	19	15	0,25—0,30	61	59
0,75—0,80	21	22	0,20—0,25	32	50
0,70—0,75	45	36	0,15—0,20	41	34
0,65—0,70	51	49	0,10—0,15	13	43
0,60—0,65	51	56	0,05—0,10	6	16
0,55—0,60	73	65	0,00—0,06	0	4
0,50—0,55	91	89			

Сопоставление нового распределения теоретических комет с распределением для реальных является более целесообразным. Наши вычисления (Солнце является центральным телом, Юпитер возмуща-

ющим, а комета третьим телом) показали, что элементы орбиты на расстоянии ρ от 0,33 до 4 а. е. изменяются все же не очень существенно. Таким же путем, как и в [2,3], мы исследовали новые распределения теоретических комет по a , e , q , i .

Таблица 2

a	Старые орбиты	Новые орбиты	a	Старые орбиты	Новые орбиты
$<3,0$	10	8	6,0—6,5	45	55
3,0—3,5	112	108	6,5—7,0	37	37
3,5—4,0	135	110	7,0—7,5	48	54
4,0—4,5	30	43	7,5—8,0	29	21
4,5—5,0	0	45	8,0—8,5	22	19
5,0—5,5	94	55	8,5—9,0	10	15
5,5—6,0	135	121	$>9,0$	311	290

Таблица 3

q	Старые орбиты	Новые орбиты	q	Старые орбиты	Новые орбиты
0,0—0,5	0	0	2,5—3,0	93	82
0,5—1,0	32	34	3,0—3,5	60	61
1,0—1,5	68	69	3,5—4,0	135	109
1,5—2,0	61	62	4,0—4,5	137	149
2,0—2,5	59	53	4,5—5,0	75	78
			$>5,0$	299	284

В табл. 1, 2, 3 приведены данные, соответствующие старому и новому распределениям теоретических комет по эксцентриситету их орбит, большой полуоси и перигелиюму расстоянию, соответственно.

Из таблиц видно, что эти распределения близки друг к другу. Более заметным является различие нового и старого распределений по большой полуоси. Менее всего эти различия проявляются в случае распределения по перигелиюму расстояниям.

В табл. 4 дано распределение числа теоретических и реальных комет по большой полуоси орбиты при любом e .

Таблица 4

a	Число теор. комет	%	Число реал. комет	%	a	Число теор. комет	%	Число реал. комет	%
$<3,0$	8	1	17	6	6,0—6,5	55	6	4	2
3,0—3,5	108	11	59	22	6,5—7,0	37	4	3	1
3,5—4,0	110	11	63	24	7,0—7,5	54	6	0	0
4,0—4,5	43	5	13	5	7,5—8,0	21	2	0	0
4,5—5,0	45	5	4	2	8,0—8,5	19	2	0	0
5,0—5,5	55	6	5	2	8,5—9,0	15	2	1	0
5,5—6,0	121	13	3	1	$<9,0$	290	31	74	28

Данные этой таблицы нанесены на график (рис. 1): жирная линия соответствует распределению по a для реальных комет, а тонкая — распределению для гипотетических комет. Прежде всего заметим, что тонкая линия в значительной степени повторяет график, полученный по распределению теоретических комет в сфере действия Юпитера.

Новое распределение также показывает, что при $a > 5$ а.е. теоретическая кривая сильно отличается от наблюдаемой. Поэтому здесь важно учесть селекцию наблюдаемости комет. Вычисляя перигельные расстояния этих теоретических комет с $a > 5$ а.е., определим, сколь-

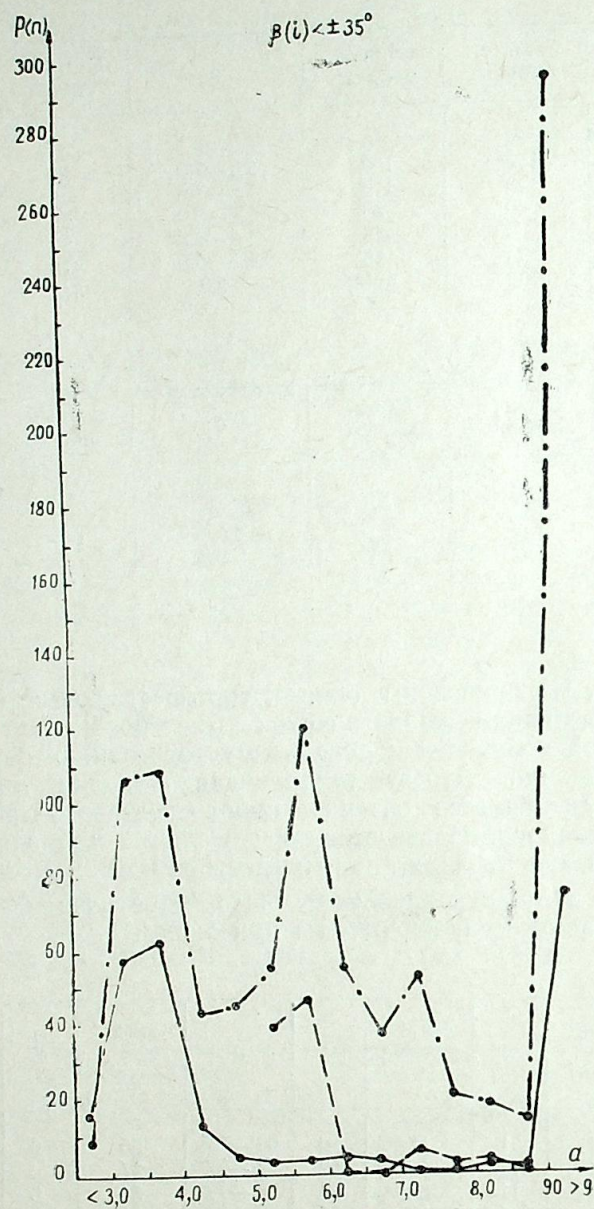


Рис. 1

ко комет с той или иной большой полуоси могли бы наблюдаться (то есть имели бы перигельные расстояния меньше 4 а. е.).

В табл. 5 указаны, количества комет, со значениями a и q , заключенными в соответствующих интервалах.

В табл. 6 дается число комет, имеющих $q < 3,5$ а. е. и a , заключенные также в соответствующих интервалах. Кривая, полученная на основании этой таблицы, нанесена на рис. 1 пунктирной линией. Табл. 6 показывает, что из 280 теоретических непериодических и

Таблица 5

q	2,0—2,5	2,5—3,0	3,0—3,5	3,5—4,0	4,0—4,5	4,5—5,0	5,0—5,5
a							
5,0—5,5	4	17	18	9	4	1	0
5,5—6,0	1	24	19	11	21	14	23
6,0—6,5				12	24	11	8
6,5—7,0				10	18	5	5
7,0—7,5			6	17	9	3	14
7,5—8,0			2	2	7	3	6
8,0—8,5				5	6	1	5
8,5—9,0				3	5	0	8
<9,0				23	19	27	211

Таблица 6

a	Число комет, %	a	Число комет, %
5,0—5,5	40	7,5—8,0	2
5,5—6,0	47	8,0—8,5	0
6,0—6,5	0	8,5—9,0	0
6,5—7,0	0	<9,0	0
7,0—7,5	6		

долгопериодических комет нет ни одной, доступной для наблюдения. А это указывает на то, что рассмотренный механизм образования комет во всяком случае не объясняет существования непериодических

Таблица 7

Распределение комет семейства Юпитера

a	Число теор. комет	%	Число реальн. комет	%	a	Число теор. комет	%	Число реальн. комет	%
<3,0	9	1	8	3	5,5—6,0	117	12	0	0
3,0—3,5	104	11	25	10	6,0—6,5	25	3	1	0
3,5—4,0	106	11	26	10	6,5—7,0	10	1	0	0
4,0—4,5	40	4	6	2	7,0—7,5	8	1	0	0
4,5—5,0	37	4	2	1	7,5—8,0	1	0	0	0
5,0—5,6	60	6	1	0	8,0—8,5	0	0	0	0

Таблица 8

Распределение комет семейства Сатурна

a	Число теор. комет	%	Число реальн. комет	%	a	Число теор. комет	%	Число реальн. комет	%
4,0—4,5	0	0	0	0	6,5—7,0	30	3	2	1
4,5—5,0	0	0	1	0	7,0—7,5	35	4	0	0
5,0—5,5	16	2	1	0	7,5—8,0	20	2	0	0
5,5—6,0	46	5	2	1	8,0—8,5	19	2	0	0
6,0—6,5	28	3	1	0	8,5—9,0	10	1	0	0

ких и долгопериодических комет, но вместе с тем можно пытаться объяснить с его помощью происхождение короткопериодических комет. Что касается последних, то прежде всего заметим, что среди

них можно выделить семейства Юпитера, Сатурна, а также Урана и Нептуна. Кометы из семейства указанных планет имеют перигелий, близкий к большой полуоси орбиты данной планеты. Можно поставить задачу выделения из всех полученных гипотетических комет семейства Юпитера, Сатурна и т. д., а затем сопоставить с наблюдаемыми семействами Юпитера, Сатурна, Урана, Нептуна. Такое сопоставление позволит выяснить можно

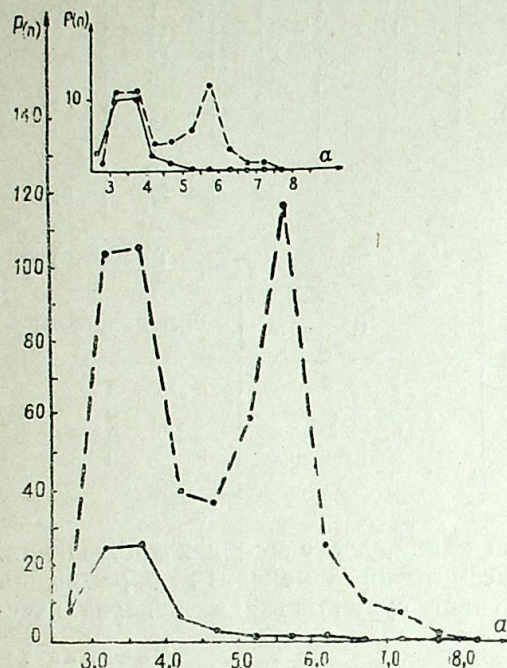


Рис. 2. Кометы семейства Юпитера.

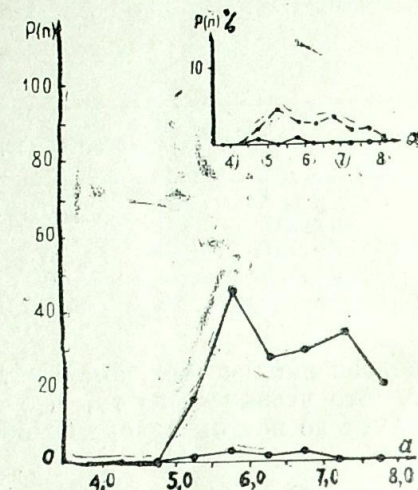


Рис. 3. Кометы семейства Сатурна.

ли приписать указанному механизму происхождение комет из семейств Сатурна, Урана, Нептуна.

Известно, что афелийное расстояние для орбит реальных комет семейства Юпитера лежит в интервале от 2,46 до 8,87 а. е.. Для реальных комет семейства Сатурна это расстояние попадает в интервал от 7,26 до 12,96 а. е., семейства Урана—от 17,76 до 21,26 а. е. семейства Нептуна—от 30,00 до 47,04 а. е. и т. д.

Рассматривая гипотетические кометы, выбираем те из них, афелийные расстояния которых соответствуют вышеупомянутым интервалам. Из тысячи гипотетических комет в семейство Юпитера попадает 346, в семейство Сатурна—204, в семейство Урана—25 и в семейство Нептуна—24 кометы.

Ниже, в табл. 7, 8, 9 и 10 приводятся данные о теоретическом и эмпирическом распределении по a для семейств Юпитера, Сатурна, Урана и Нептуна, соответственно. Соответствующие проценты вычислены по формуле:

$$N_j = \frac{n_{oj}}{N} \cdot 100,$$

где N —общее число комет, n_{oj} —число комет, указанных в соответствующей клетке.

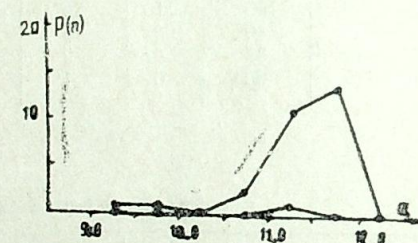


Рис. 4. Кометы семейства Урана.

Распределение комет семейств Юпитера, Сатурна, Урана, Нептуна по большой полуоси орбит, приведенных в табл. 7, 8, 9, 10, графически показано на рис. 2, 3, 4, 5.

Рассматривая кривые на рис. 2 (а, в), полученные по данным теоретического и реального распределения комет семейства Юпитера, нетрудно заметить полное подобие между ними, за исключением отклонения при $a > 5,0$ а. е. Но, как известно, из короткопериодических

Таблица 9

Распределение комет семейства Урана

a	Число теор. комет	%	Число реальн. комет	%	a	Число теор. комет	%	Число реальн. комет	%
9,0—9,5	0	0	1	0	11,0—11,5	6	1	0	0
9,5—10,0	0	0	1	0	11,5—12,0	7	1	0	0
10,0—10,5	0	0	0	0	12,0—12,5	10	1	0	0
10,5—11,0	2	0	0	0			0	0	1

Таблица 10

Распределение комет семейства Нептуна

a	Число теор. комет	%	Число реальн. комет	%	a	Число теор. комет	%	Число реальн. комет	%
15,0—15,5	0	0	0	0	19,7—20,0	4	0	1	0
15,5—16,0	0	0	0	1	20,0—20,5	2	0	0	0
16,0—16,5	0	0	3	1	20,5—21,0	1	0	0	0
16,5—17,0	1	0	2	1	21,0—21,5	3	0	0	0
17,0—17,5	0	0	0	0	21,5—22,0	2	0	0	0
17,5—18,0	1	0	0	0	22,0—22,5	1	0	0	0
18,0—18,5	1	0	1	0	22,5—23,0	0	0	0	0
18,5—19,0	2	0	0	0	23,0—23,5	2	0	0	0
19,0—19,5	3	0	1	0	23,5—24,0	1	0	1	0

комет, составляющих реальные семейства Юпитера, только две имеют большую полуось больше 5 а. е. (комета Гейля—5,042 а. е. и комета Швасмана—Вахмана—6,447 а. е.). Подобного вывода нельзя сделать для распределения теоретических и реальных комет, составляющих семейства Сатурна, Урана и Нептуна. Отклонения их кривых на

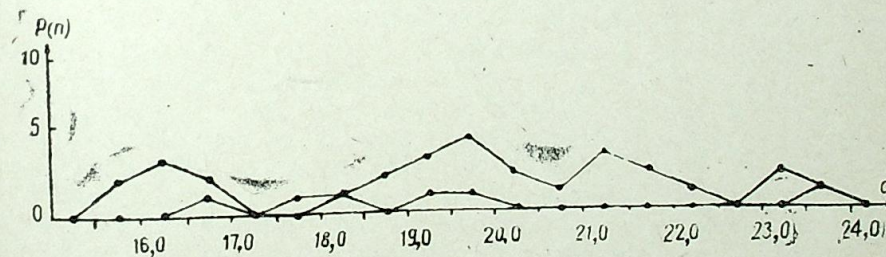


Рис. 5. Кометы семейства Нептуна.

рис. 3 (а, в), 4 (а, в) 5 (а, в) объясняются недостаточностью реальных комет семейств Сатурна, Урана, Нептуна. Семейство Сатурна составляют 9 известных периодических комет, причем одна из них (комета Перрайн) имеет $i > 90^\circ$. Семейство Нептуна состоит из 11 периодических комет, из которых четыре (кометы Понс-Гамбар, Росс, Галлей, Свифт-Туттль) имеют $i > 90^\circ$.

В нашем случае (тысячи гипотетических комет) нет ни одной кометы с наклоном более 90 градусов.

Реальное семейство Урана состоит только из трех известных комет, из коих только у одной (комета Темпель—Туттль) $i > 90^\circ$. Поэтому едва ли может что-нибудь свидетельствовать о соответствии теоретического и реального распределений семейств Сатурна, Урана и Нептуна. Кроме того, при исследовании движения гипотетических комет, составляющих семейства Сатурна, Урана и Нептуна, на расстоянии 4 а. е. от границы сферы действия Юпитера не были учтены возмущения от Сатурна и других планет, которые могут заметно изменить форму орбиты комет.

ЛИТЕРАТУРА

1. Мамедов М. А. „Изв. АН Азерб. ССР. серия физ.-техн. и матем. наук“, 1969, № 3.
2. Мамедов М. А. „Изв. АН Азерб. ССР, серия физ.-техн. и матем. наук“, 1970, № 5.
3. Мамедов М. А. „Изв. АН Азерб. ССР; серия физ.-техн. и матем.-наук“, 1970, № 6.

ШАО

Поступило 26. III 1970

АЗЕРБАЙДЖАН ССР ЕЛМЛЭР АКАДЕМИЈАСЫНЫН ХЭБЭРЛЭРИ
Физика-техника ва рижизјјат елмлэри серијасы, 1971, № 1.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК АЗЕРБАЙДЖАНСКОЙ ССР
Серия физико-технических и математических наук, 1971, № 1

М. А. МАМЕДОВ

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ГИПОТЕТИЧЕСКИХ И РЕАЛЬНЫХ КОМЕТ ПО ВЕЛИЧИНЕ ПЕРИГЕЛЬНЫХ РАССТОЯНИЙ И НАКЛОНАМ ОРБИТ

В предыдущей статье [2] рассматривалось распределение по перигельным расстояниям и наклонам гипотетических комет, начинающих свое движение с поверхности Юпитера и достигающих границы сферы его действия. Анализ таких распределений позволяет выделить именно те гипотетические кометы, которые могли бы наблюдаться с Земли. Однако для более детального учета фактора наблюдаемости с Земли гипотетических комет желательно проследить их движение от границы сферы действия Юпитера до некоторого расстояния от него, например, 4 а. е.

В данной статье рассматривается движение гипотетических комет, начиная от границы сферы действия Юпитера до 4 а. е. от нее. Из них отбираются те кометы, которые могли бы наблюдаться с Земли (имеющие перигельные расстояния не более 3 а. е.). Для отобранных комет вычисляются элементы оскулирующих орбит в моменты, соответствующие расстоянию 4 а. е. от границы сферы действия Юпитера, и для этой совокупности орбит строится распределение по q и i . Теоретическое распределение для таких комет по большой полуоси a и эксцентриситету e описано в предыдущей работе, но без точного учета фактора их наблюдаемости с Земли.

В настоящей статье исходными данными при интегрировании уравнений движения гипотетических комет являются их гелиоцентрическое положение (x, y, z) и скорости $(\dot{x}, \dot{y}, \dot{z})$ на границе сферы действия Юпитера, полученные в [1].

Интегрирование производится методом Рунге—Кутты с автоматическим выбором шага интегрирования, на каждом из которых вычисляются возмущения от Юпитера, а Солнце является центральным телом. Цель такой работы—учет возмущений от Юпитера на всем пути гипотетической кометы, начиная от поверхности Юпитера до областей, где они могут наблюдаться с Земли.

Вычисление на электронно-вычислительной машине показывает, что не все гипотетические кометы, начинающие свое движение от сферы действия (окрестности) Юпитера, сразу приближаются к Солнцу. Из исследуемых 750 гипотетических комет 278 с первого оборота вокруг Солнца приближаются к нему со скоростями $19,5 \text{ км/сек} < v < 34,5 \text{ км/сек}$ и расстояние между ними становится $1,14 \text{ а. е.} < r < 3,00 \text{ а. е.}$ Остальные 472 гипотетические кометы удаляются от Солнца со скоростями $9,3 \text{ км/сек} < v < 19,50 \text{ км/сек}$ на расстоянии

9,5 а. е. $< r < 30,0$ а. е. и могут наблюдаться с Земли при втором или последующем приближении к Солнцу.

Из 750 гипотетических комет с элементами a, e, q, i , вычисленными на расстоянии 4 а. е. от сферы действия Юпитера, только 282 имеют $q < 3$ а. е., т. е. могут наблюдаться с Земли. Из результатов

Таблица 1

($q < 2a \cdot e$)

i°	Теор. распредел. комет	Распредел. реальных комет	i°	Теор. распредел. комет	Распредел. реальных комет
0—5	30(0,19)	14(0,15)	0—5	92(0,34)	17(0,17)
5—10	36(0,22)	17(0,18)	5—10	53(0,20)	23(0,23)
10—15	25(0,16)	22(0,23)	10—15	40(0,15)	29(0,20)
15—20	27(0,17)	16(0,17)	15—20	25(0,09)	16(0,16)
20—25	24(0,15)	4(0,04)	20—25	32(0,12)	4(0,04)
25—30	13(0,09)	3(0,03)	25—30	19(0,07)	6(0,06)
30—35	1(0,01)	4(0,04)	30—35	10(0,04)	5(0,05)

Таблица 2

($q < 3a \cdot e$)

вычисления видно также, что более 92 комет из 282 имеют наклон $i < 5^\circ$, а из более 70 наблюдаемых реальных короткопериодических комет только у 17 наклон $i < 5^\circ$. Такое расхождение объясняется тем, что

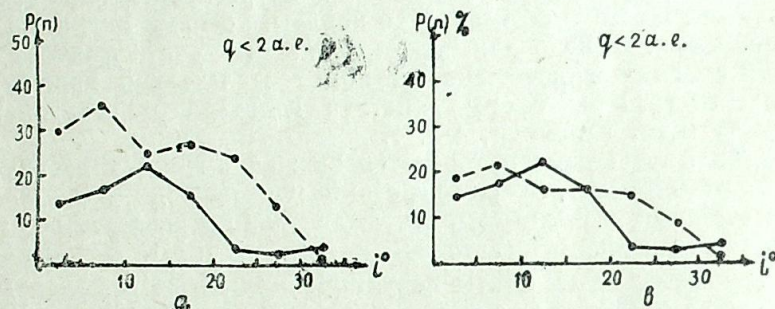


Рис. 1

при малых наклонах орбит небесных тел (в том числе комет) к плоскости эклиптики наблюдение с Земли маловероятно. У большинства короткопериодических комет как реальных (68 из 100), так и гипотетических (118 из 272) наклон $5^\circ < i < 20^\circ$.

Таблица 3

q	Теор. распредел. комет	Распредел. реальных комет
0—0,5	0(0,0)	3(0,03)
0,5—1,0	31(0,15)	17(0,18)
1,0—1,5	67(0,32)	32(0,35)
1,5—2,0	59(0,20)	26(0,28)
2,0—2,5	51(0,24)	10(0,11)

Нами сделано два предположения:

1. Предполагаем, что были открыты все кометы (также по семействам), обладающие перигелийным расстоянием $q < 3$ а. е. В табл. 1 и 2 дано распределение гипотетических и реальных комет при $q < 2$ а. е. и $q < 3$ а. е. Графически результаты табл. 1 и 2 представлены на рис. 1 и 2, где пунктирной линией показано распреде-

ление гипотетических комет, а непрерывной — распределение реальных комет. На оси абсцисс отложены значения наклонов и перигелийных расстояний, а на оси ординат — число комет в соответствующих интервалах.

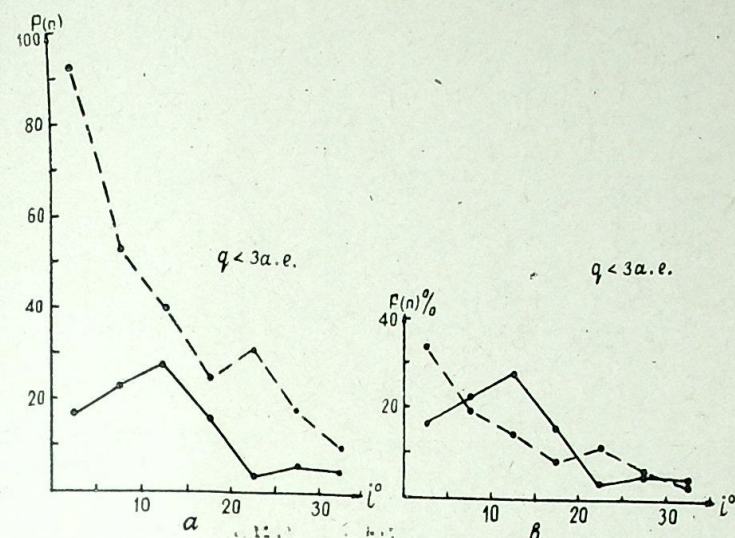


Рис. 2

В табл. 3 дано распределение гипотетических и реальных комет по перигелийным расстояниям.

Результаты табл. 5 графически показаны на рис. 3.

Из графика рис. 3 видно, что максимумы и минимумы теоретического и реального распределения соответствуют друг другу, исключая интервалы $0 < q < 0,5$ (0—3).

Таблица 4

($q < 2a \cdot e$)

i°	Теор. распредел. комет	Распредел. реальных комет
0—5	59(0,24)	9(0,02)
5—10	50(0,20)	13(0,18)
10—15	39(0,16)	20(0,28)
15—20	34(0,14)	8(0,11)
20—25	34(0,14)	1(0,02)
25—30	19(0,08)	2(0,04)
30—35	10(0,04)	3(0,05)
> 35	0(0,00)	1(0,02)

Таблица 5

($q < 3a \cdot e$)

i°	Теор. распредел. комет	Распредел. реальных комет
0—5	70(0,25)	11(0,18)
5—10	54(0,20)	17(0,25)
10—15	40(0,25)	23(0,30)
15—20	38(0,14)	8(0,10)
20—25	34(0,13)	3(0,04)
25—30	19(0,07)	2(0,05)
30—35	10(0,04)	3(0,04)
> 35	0(0,01)	1(0,01)

Ранее [3] мы рассматривали распределение гипотетических и реальных комет, составляющих „семейства“ больших планет, по большой полуоси и эксцентриситетам. Немалое значение имеет сопоставление распределения перигельных расстояний и наклонов комет,

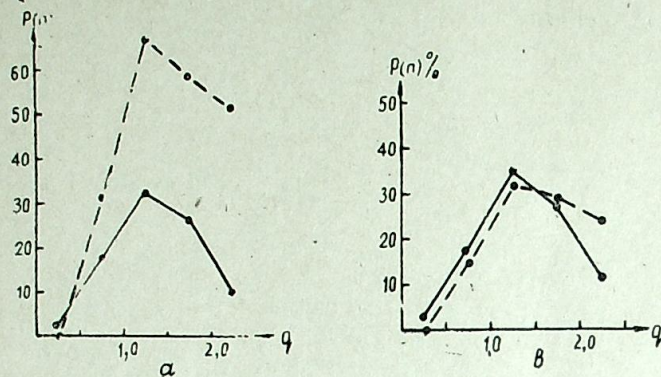


Рис. 3

составляющих гипотетические „семейства“ больших планет (Юпитера, Сатурна и Нептуна), с реальными семействами комет, выбранных по афелийным расстояниям. Для этого можно выделить из 282 гипотетических комет семейства Юпитера, Сатурна и Нептуна (семейство

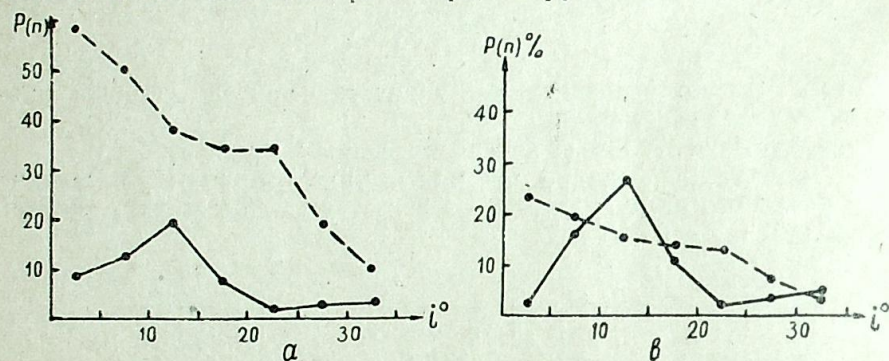


Рис. 4

Урана состоит только из трех известных комет) и сравнить с реальными распределениями. В табл. 4, 5 дано сравнение распределений по наклонам гипотетических и реальных комет семейства Юпитера, в табл. 7—семейства Сатурна, в табл. 8—семейства Нептуна (все реальные кометы семейств Сатурна и Нептуна имеют $q < 2$ а. е.)

Данные табл. 4 и 5 нанесены на графики (рис. 4, 5).

В табл. 6 и на графике рис. 6 представлены результаты распределения перигельных расстояний теоретических и реальных комет, составляющих семейство Юпитера.

Таблица 6

q	Теор. распредел. комет	Распредел. реальных комет
0,0—0,5	0(0,0)	1(0,01)
0,5—1,0	32(0,13)	11(0,15)
1,0—1,5	65(0,26)	26(0,36)
1,5—2,0	61(0,25)	21(0,28)
2,0—2,5	46(0,10)	9(0,11)
2,5—3,0	39(0,16)	3(0,05)

Сравнение распределений по наклонам орбит (табл. 7 и 8) графически показано на рис. 7 и 8. В табл. 9 и соответственно на графике рис. 9 представлено распределение теоретических и реальных комет, составляющих „семейство“ Сатурна.

Таблица 7

$(q < 2v \cdot e)$			Таблица 8		
i_0	Теор. распредел. комет	Распредел. реальных комет	i_0	Теор. распредел. комет	Распредел. реальных комет
0—5	32	0	0—5	39	0
5—10	2	2	5—10	9	2
10—15	0	2	10—15	8	2
15—20	0	2	15—20	1	1
20—25	0	0	20—25	0	1
25—30	0	0	25—30	0	0
30—35	0	1	30—35	0	1
>35	0	1	>35	0	2

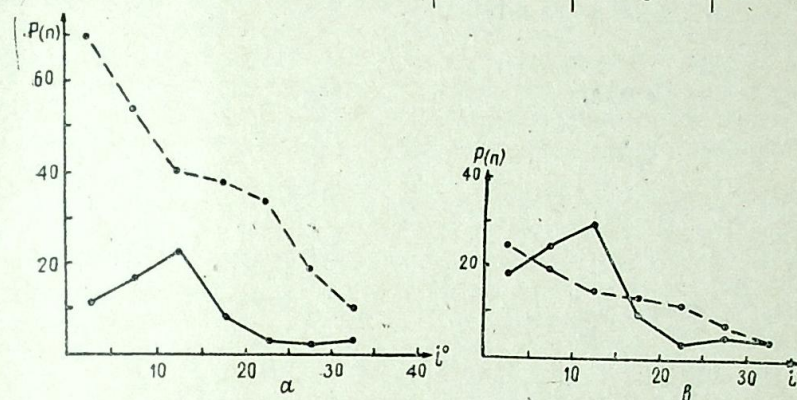


Рис. 5

Рассматривая графики рис. 4 и 5, нетрудно заметить общий характер кривых, показывающих распределение по наклонам теоретических и реальных комет, составляющих семейство Юпитера. Гораздо лучше соответствуют максимумы и минимумы на графике рис. 6,

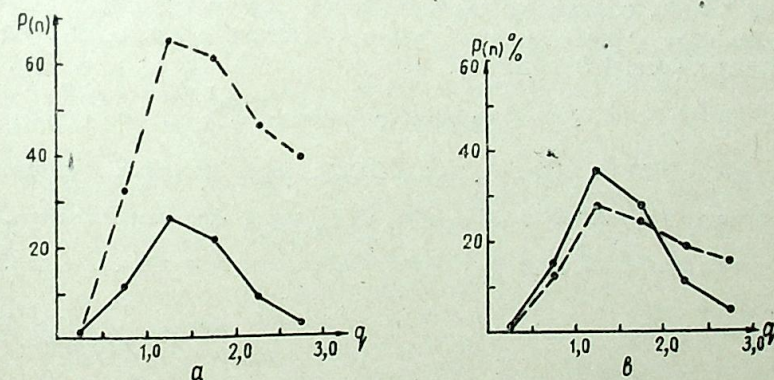


Рис. 6

показывающем распределение перигельных расстояний тех же комет. Но подобные выводы нельзя делать относительно распределения комет, составляющих теоретические и реальные семейства Сатурна и

Нептуна. Например, рассматривая табл. 7 и 8, нетрудно заметить, что большинство теоретических комет из семейства Сатурна имеет наклон в интервале $0^\circ < i < 10^\circ$. А у реальных комет семейства

Таблица 9

q	Теор. распредел. комет	Распредел. реальных комет
0,0—0,5	0	1
0,5—1,0	0	0
1,0—1,5	1	2
1,5—2,0	0	0
2,0—2,5	4	1
2,5—3,0	30	1

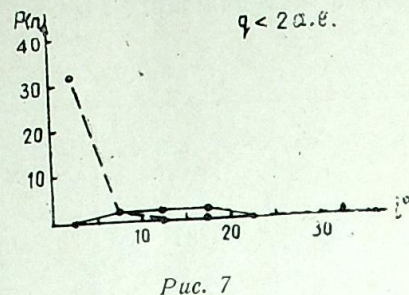


Рис. 7

Сатурна наклон находится в интервале $5^\circ < i < 20^\circ$ (одна комета имеет $i > 90^\circ$). У большинства из теоретических комет семейства Нептуна наклон $0^\circ < i < 20^\circ$, а у реальных комет $20^\circ < i < 85^\circ$ (четыре кометы имеют $i > 90^\circ$). Заметное расхождение также по перигельным расстояниям.

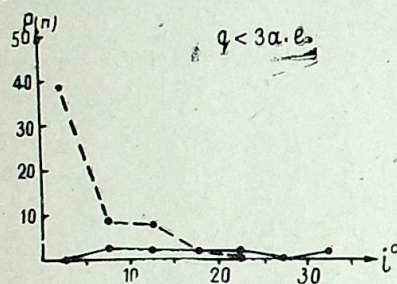


Рис. 8

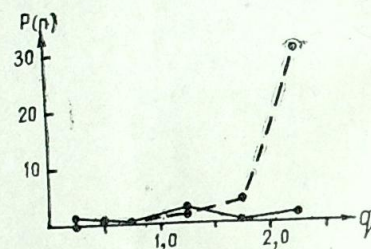


Рис. 9

Как видно из табл. 8, у большинства теоретических комет семейства Сатурна перигельные расстояния $2,5 < q < 3,0$ (30 из 35). А реальные кометы семейства Сатурна имеют перигельные расстояния $1,0 < q < 2,0$ (6 из 9). Такое же расхождение видим в распределении по перигельным расстояниям комет семейства Нептуна. Очевидно, что рассматриваемый нами механизм исследования не объясняет происхождения комет, составляющих семейства Сатурна и Нептуна. О кометах семейства Урана также трудно что-либо сказать, так как оно малочисленно (всего 3 кометы).

ЛИТЕРАТУРА

1. Мамедов М. А. „Изв. АН Азерб. ССР, серия физ.-техн. и матем. наук“, 1969, № 3.
2. Мамедов М. А. „Изв. АН Азерб. ССР, серия физ.-техн. и матем. наук“, 1969, № 5.
3. Мамедов М. А. „Изв. АН Азерб. ССР, серия физ.-техн. и матем. наук“, 1969, № .

ШАО

Поступило 1. IV 1970

М. М. МУСАЕВ

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ХРОМОСФЕРНОЙ ВСПЫШКИ 8 июля 1966 года

Рассматриваемая в данной статье вспышка находилась на северо-западном краю диска ($\sin \theta = 0,93$), в развивающейся группе солнечных пятен. Группа эта обладала сложной структурой, полутени всех пятен как бы сливались воедино. Структурная особенность ее во время роста (4—8 июля 1966 г.) изучалась [1], группа оказалась очень вспышечно-активной.

Спектр вспышки, наблюдаемой нами в ШАО 8 июля, получен на дифракционном спектрографе АСП-20 [2] горизонтального солнечного телескопа АЦУ-5, в третьем порядке спектра, с дисперсией $0,73 \text{ \AA}/\text{мм}$. Наблюдения велись, примерно, в 16 часов по московскому времени, точное время не зафиксировано.

Фотометрической обработке в спектре вспышки 8 июля подвергались линии Н и К, Са II, Н₂, Н₂ и Н₃ водорода, а также линия $\lambda 4077$, $724 \text{ \AA}$ Sr II. Фотометрическая регистрация контуров указанных линий производилась на микрофотометре МФ-4 в прямых интенсивностях Крымской Астрофизической обсерваторией АН СССР. Для построения красного крыла Н Са II, как сделано в [3], из бленды Н и Н₂ мы вычитали фиолетовое крыло Н, определяли контур линий Н₂, а затем, производя обратную процедуру, находили как бы исправленное красное крыло Н (предполагается симметричность линий).

На рис. 1 представлены контуры Н и К Са II, выраженные в единицах своего непрерывного спектра.

Вспышка находилась у самого края полутени пятна. Отношение интенсивности в непрерывном спектре полутени в той точке, где образовалась вспышка, к интенсивности соседней невозмущенной фотосферы составляло 0,61.

Точку, где образовалась вспышка, мы находили совмещением регистрограмм, сделанных в непрерывном участке спектра и вдоль линии Н₂, перпендикулярно к направлению дисперсии. При этом предполагалось, что максимальному значению эмиссии в ядре линии Н₂ соответствует месторасположение вспышки на диске.

В данном случае нахождение нужных параметров во вспышке на основе контуров исследуемых линий затруднено еще и тем, что она находилась над полутенью, ибо невозможно вычитанием остаточных интенсивностей невозмущенного контура из контура вспышки определить в ней „чистый“ эмиссионный контур. Однако для нахождения ряда параметров во вспышке можно использовать контуры линий Н и К Са II совместно, т. е. применить метод, предложенный в [4], где не требуется значение интенсивности невозмущенного контура.

Как известно, интенсивность излучения, выходящего из вспышки, определяется выражением

$$I_{\lambda} = I_{\lambda}^0 \bar{e}^{\tau_{\lambda}} + \int_0^{\tau_{\lambda}} p \bar{e}^{\tau_{\lambda}} d\lambda, \quad (1)$$

где I_{λ}^0 — интенсивность в линии невозмущенной фотосферы, τ_{λ} — оптическая толщина вспышки, P — функция источника. Обычно (1) заменяется более простой формулой [4, 5]:

$$I_{\lambda} = I_{\lambda}^0 \bar{e}^{\tau_{\lambda}} + \bar{P} (1 - \bar{e}^{\tau_{\lambda}}), \quad (2)$$

что, конечно, справедливо для той части контура, где $\tau_{\lambda} \ll 1$, т. е. $1 - \bar{e}^{\tau_{\lambda}} = 1$, иначе говоря, для тех значений $\Delta\lambda$, где вспышка достаточно прозрачна и просматривается вся ее толщина. Формулу (2) можно записать для Н и К, соответственно:

$$I_{\lambda, \kappa} = I_{\lambda, \kappa}^0 \bar{e}^{\tau_{\lambda, \kappa}} + \bar{P}_{\kappa} (1 - \bar{e}^{\tau_{\lambda, \kappa}}), \quad (3)$$

$$I_{\lambda, \text{H}} = I_{\lambda, \text{H}}^0 \bar{e}^{\tau_{\lambda, \text{H}}} + \bar{P}_{\text{H}} (1 - \bar{e}^{\tau_{\lambda, \text{H}}}). \quad (4)$$

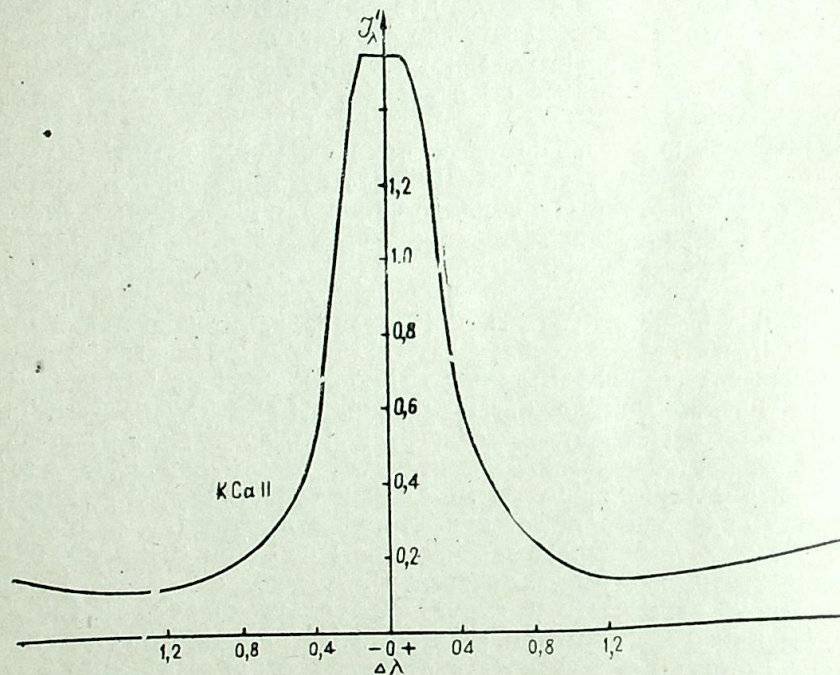


Рис. 1

При малом значении оптической толщи формулы (3) и (4) примут вид:

$$I_{\lambda, \kappa} - I_{\lambda, \kappa}^0 = (\bar{P}_{\kappa} - I_{\lambda, \kappa}^0) \tau_{\lambda, \kappa}, \quad (5)$$

$$I_{\lambda, \text{H}} - I_{\lambda, \text{H}}^0 = (\bar{P}_{\text{H}} - I_{\lambda, \text{H}}^0) \tau_{\lambda, \text{H}}. \quad (6)$$

Предполагая, что $I_{\lambda, \kappa}^0 = I_{\lambda, \text{H}}^0 = I_{\lambda}^0$, $\tau_{\lambda} = \tau_0 e^{\left(\frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_D}\right)^2}$, $\tau_{0, \kappa} = 2\tau_{0, \text{H}} = \tau_0$ и вычитая уравнение (6) из (5), получим

$$I_{\lambda, \kappa} - I_{\lambda, \text{H}} = \left(\bar{P}_{\kappa} - \frac{1}{2} \bar{P}_{\text{H}} - \frac{1}{2} I_{\lambda}^0 \right) \tau_0 e^{\left(\frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_D}\right)^2}. \quad (7)$$

Положим, как это обычно делают, $\bar{P}_{\kappa} = \bar{P}_{\text{H}} = \bar{P}$ и прологарифмируем (7), тогда будем иметь

$$\lg(I_{\lambda, \kappa} - I_{\lambda, \text{H}}) = \lg \left[\frac{\tau_0}{2} (\bar{P} - I_{\lambda}^0) \right] - \frac{\lg e}{\Delta\lambda_D^2} \Delta\lambda^2. \quad (8)$$

Поскольку механизм уширения линий заранее был принят как эффект Доплера и точки расположены очень близко к прямой линии в системе осей $\lg(I_{\lambda, \kappa} - I_{\lambda, \text{H}})$, $\Delta\lambda^2$ (рис. 2), то по наклону прямой можно определить $\Delta\lambda_D$ — доплеровскую полуширину линий. На рис. 2 и 3 $I_{\lambda, \kappa}$ и $I_{\lambda, \text{H}}$ — интенсивности в единицах непрерывного спектра центра диска. Здесь точки относятся к фиолетовой, а кружки к красной части контура.

Определенные таким образом значения $\Delta\lambda_D$ по фиолетовой и красной частям контура оказались примерно одинаковыми и равными — 0,44 Å. Отметим, что система осей $(\lg(I_{\lambda, \kappa} - I_{\lambda, \text{H}}), \Delta\lambda^2)$ ничем не отличается от обычно применяемой $\lg \Delta I_{\lambda}$, $\Delta\lambda^2$ ($\Delta I_{\lambda} = I_{\lambda} - I_{\lambda}^0$). Турбулентная скорость во вспышке, определяемая по обычной формуле:

$$\Delta\lambda_D = \frac{\lambda}{c} \sqrt{\frac{2RT_{\text{кин}}}{\mu} + v_t^2},$$

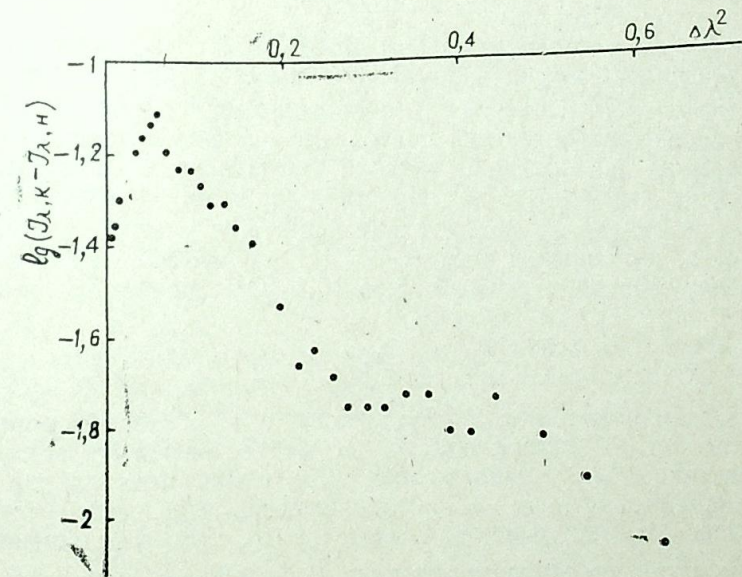


Рис. 3

с предположением $T_{\text{кин}} = 10^4 \text{ K}$, оказалась равной 33,3 км/сек. Выбор $T_{\text{кин}}$ при определении v_t существенной роли не играет.

С помощью приведенного в (7) графика зависимости между отношениями эквивалентных ширин $\frac{W_{\text{H}}}{W_{\kappa}}$ и $\tau_{0, \text{H}}$ — оптической толщи в цен-

тре линии H, была определена последняя, при этом отношению $\frac{W_n}{W_k} = 0,66$ соответствовала $\tau_{0,n} = 1,25$.

По наблюдаемым значениям $\Delta\lambda_D$ и $\tau_{0,n}$ определялись числа атомов CaII в основном—4s-состоянии, в столбе просматриваемой вспышки сечением 1 см^2 . Для этого использовалось известное выражение

$$N_1 = \frac{m_e c^2}{V \pi e^2 f_{ik}} \frac{\Delta\lambda_D}{\Delta\lambda_0^2} \tau_{0,n};$$

$$N_1 = 2,28 \cdot 10^{13}.$$

Зная N_1 , при известном $\bar{P}$ можно найти число атомов CaII в верхнем (третьем возбужденном) 4p-состоянии в этом же столбе вспышки по известной формуле:

$$N_3 = \frac{g_3}{g_1} \frac{\lambda_0^5}{2hc^2} \bar{P} N_1, \quad (9)$$

$\bar{P}$ определяем из уравнений (5) и (6). Для этого (5) и (6) перепишем в виде:

$$I_{\lambda,k} = I_{\lambda}^0 (1 - \tau_{\lambda,k}) + \bar{P} \tau_{\lambda,k}, \quad (5')$$

$$I_{\lambda,n} = I_{\lambda}^0 (1 - \tau_{\lambda,n}) + \bar{P} \tau_{\lambda,n}. \quad (6')$$

Находя из (6') $I_{\lambda}^0 = \frac{I_{\lambda,n} - \bar{P} \tau_{\lambda,n}}{1 - \tau_{\lambda,n}}$ и подставив в (5'), получим.

$$\bar{P} = \frac{\left[1 - \tau_{0,n} e^{-\left(\frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_D}\right)^2}\right] I_{\lambda,k} - \left[1 - 2\tau_{0,n} e^{-\left(\frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_D}\right)^2}\right] I_{\lambda,n}}{\tau_{0,n} e^{-\left(\frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_D}\right)^2}}. \quad (10)$$

Вычисленная по уравнению (10) функция $\bar{P}$ уменьшается при переходе от центра линии к ее крылу, и только во внешней части остается постоянной. Учитывая, что $\bar{P}$ выражается в единицах интенсивности непрерывного спектра центра диска, правую часть формулы (9) умножаем на абсолютное значение интенсивности непрерывного спектра центра диска в данной области длин волн, взятой из (9). По найденному значению $\bar{P}$, соответствующей точке контура половинной интенсивности, мы нашли число ($N_{3,k} + N_{3,n}$) атомов CaII в третьем уровне. Оно оказалось равным $5,55 \cdot 10^{10}$. Отношение населенности уровней

$$\frac{N_3}{N_1} = 2,44 \cdot 10^{-3}.$$

Теперь вернемся к исходному пункту, т. е. к способу определения $\Delta\lambda_D$, ибо после нахождения $\Delta\lambda_D$ на ней основаны все последующие вычисления. Как видно из рис. 2, в самой центральной части контура значение $\lg(I_{\lambda,k} - I_{\lambda,n})$ уменьшается, что имеет место при наличии здесь самопоглощения линий [4, 6]. Это уменьшение для фиолетовой части простирается дальше ($\Delta\lambda < 0,22 \text{ Å}$), чем для красной ($\Delta\lambda < 0,1 \text{ Å}$), что связано с наблюдаемой фиолетовой асимметрией в ядре линии H (рис. 1).

Как указывалось выше, значения $\bar{P}$, вычисленные по формуле (10), меняются с переходом от центра линии к ее крылу и становятся постоянными только во внешней части контура ($\Delta\lambda \geq 0,5$). Почти такой же ход изменения $\bar{P}$ имеет место при определении ее по (2), использованием контура невозмущенной фотосферы,

При получении численных значений вышеуказанных величин мы пользовались внутренней частью контура, где точки лежат на прямой линии упомянутой системы осей. Однако в том месте контура, где $\bar{P}$ постоянна, точки лежат иначе, чем во внутренней части (рис. 3). На рис. 3 представлена только фиолетовая часть контура. Если провести прямую через эти точки, то получится другое значение для $\Delta\lambda_D$, соответствующее большей турбулентной скорости, чем во внутренней части контура. Это означало бы, что турбулентная скорость во вспышке убывает с высотой над фотосферой. Конечно, нельзя сравнивать полученные таким образом значения скоростей между собой, поскольку неизвестна доля влияния изменений $\bar{P}$, которые приводят также к изменению наклона прямой.

Как следует из формулы (8), к изменению наклона прямой может привести и изменение I_{λ}^0 вдоль контура линии, но этим можно пренебречь, так как центральные части линий поглощения H и K довольно пологие. Участие I_{λ}^0 в $\lg \left[\frac{\tau_0}{2} (\bar{P} - I_{\lambda}^0) \right]$ может привести к параллельному смещению точек вниз, не меняя наклона прямой, на которой лежат точки.

Как видно из вышеприведенных выражений, числа N_1 и N_3 зависят от найденного значения $\Delta\lambda_D$, а отношение населенности $\frac{N_3}{N_1}$ от $\bar{P}$, которая, в свою очередь, согласно (10), зависит от $\Delta\lambda_D$. Ошибками при определении $\bar{P}$, обусловленными неточностью значения $\Delta\lambda_D$, в данном случае можно пренебречь. Отношение $\frac{N_3}{N_1}$ главным образом зави-

сит от того, к какой точке контура относится $\bar{P}$. Как указывалось выше, при этом мы брали $\bar{P}$, соответствующее точке половинной интенсивности, что почти в два раза больше значения в той части контура, где она постоянна.

Населенность на соответствующих возбужденных уровнях водорода определялась по значениям эквивалентной ширины эмиссионных линий H_δ , H_ϵ , H_γ . При этом предполагалось, что интенсивность линий не ослаблена самопоглощением, и использовалась известная формула:

$$N_k = \frac{4\pi W_\lambda}{A_{ki} h \nu_{ki}},$$

где N_k —число атомов вдоль луча зрения в к-м возбужденном состоянии, A_{ki} —эйнштейновский коэффициент перехода атома из состояния k в состояние i , W_λ —эквивалентная ширина линий, выраженная в абсолютных единицах (табл.).

Линия	W_λ	N_k
H_δ	$4,60 \cdot 10^5$	$1,24 \cdot 10^{12}$
H_ϵ	$4,15 \cdot 10^5$	$2,41 \cdot 10^{12}$
H_γ	$4,50 \cdot 10^5$	$5,04 \cdot 10^{12}$

Значения A_{ki} взяты из (9), а абсолютные величины интенсивности непрерывного спектра центра диска—из (8).

Эквивалентная ширина линий определялась по эмиссионным контурам, полученным вычитанием остаточной интенсивности контура невозмущенной фотосферы от остаточной интенсивности контуров

вспышки. При этом делалось предположение, что контуры водородных линий в спектре полутени не отличаются от таковых в спектре невозмущенной фотосферы.

О линии λ 4077,74 SrII будет сказано отдельно. В ядре этой линии наблюдалась небольшая эмиссия, крылья ее опущены и расширены по сравнению с соседней фотосферной линией.

Пользуясь случаем, выражаю благодарность Р. Э. Гусейнову и С. Г. Мамедову за ценные советы и дискуссию.

ЛИТЕРАТУРА

1. Стешенко Н. В., "Изв. КРАО", 39, 19, 1969.
2. Мусаев М. М., "Изв. АН Азерб. ССР, серия физ.-техн. и матем. наук", 1969, № 5.
3. Казанчевская Т. В., "Изв. КРАО", 20, 80, 1968.
4. Крат В. А., "Изв. ГАО", № 178, 19, 1965.
5. Мустель Р. Э., Северный А. М., "Изв. КРАО", 8, 19, 1952.
6. Гусейнов Р. Э., "Солнечные данные", № 3, 54, 1966.
7. Мамедов С. Г., "Солнечные данные", № 9, 53, 1962.
8. Солнце, под ред. Дж. Койпера. ИЛ, 1957.
9. Аллен К. У. Астрофизические величины. ИЛ, М., 1960.

ШАО

Поступило 15. IV 1970

М. М. Мусаев

8 Ијул 1966-чы ил хромосфер алышмасынын спектрофотометрик тэдиги

ХҮЛАСЭ

Мэгалэдэ Шамахи астрофизика рэсэдханасынын үфги күнэш телескопунда мушаһидэ олунмуш хромосфер алышмасынын гидроген хэтлэри (H_α , H_β , H_γ) вэ ионлашмыш калсиум хэтлэринин (H вэ K -да) спектрофотометрик тэдигинин нәтичэлэри верилмишдир.

Мүәјјән едилмишдир ки, H вэ K хэтлэриндэ мәнбә функцијасы һүндүрлүјә керә дәјишир.

А. А. ГУСЕЙН-ЗАДЕ и М. Б. БАБАЕВ

ПЕРЕМЕННОСТЬ ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ ЗВЕЗД ТИПА ВОЛЬФ—РАЙЕ

В данное время одним из интереснейших явлений для исследования является кратковременное изменение в эмиссионных линиях звезд типа Вольф—Райе, выявленное в 1961 г. [1]. Изучение этих изменений с 1967 г. проводится в Шемахинской астрофизической обсерватории на 35-сантиметровом телескопе с объективной призмой.

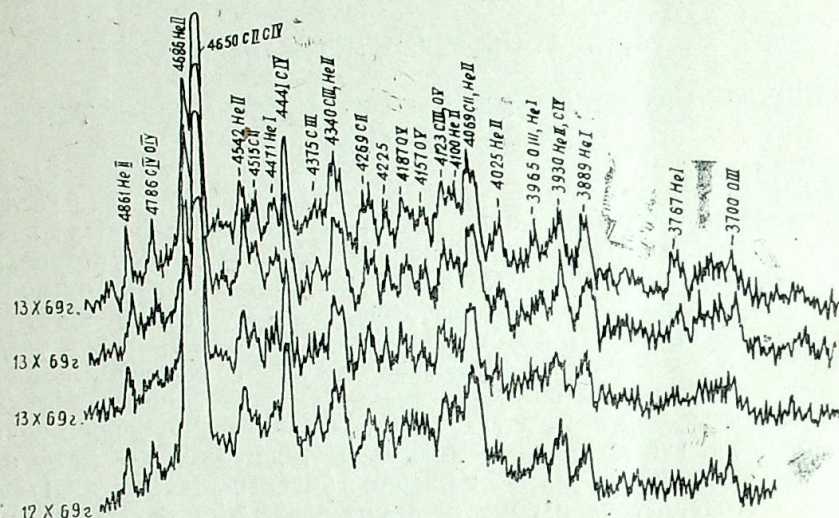
Преимущества метода фотоэлектрического сканирования очевидны, одним из них является высокая точность. Достоинством наблюдений с объективной призмой является одновременное получение спектра исследуемой звезды сравнения. Обработка полученных спектров показала, что до сих пор в звездах типа Вольф—Райе обнаруживаются кратковременные изменения в эмиссионных линиях (табл.). В первом столбце таблицы дается номер звезды по каталогу НД, во втором—видимая звездная величина и в третьем—индекс спектра. Как видно, кратковременные изменения в эмиссионных линиях звезд типа Вольф—Райе имеют общий характер, т. е. относятся как к двойным, так и одиночным звездам, а также к звездам азотной и углеродной последовательности.

ND	mv	Спектр	ND	mv	Спектр
16523	10,0	WC6	192163	7,4	WN6
17638	10,2	WC6	193576	8,0	WN6+06
186943	10,2	WN5	193793	6,8	WC6
191765	7,8	WN6	211853	8,9	WN6+B
192103	7,9	WC7	214410	8,9	WN6+0

На основе исследований методом фотоэлектрического сканирования с помощью объективной призмы выявлены следующие закономерности в кратковременных изменениях эмиссионных линий: 1) изменения по характеру случайные; 2) центральные части контура и крылья меняются независимо; 3) изменения в коротковолновой и длинноволновой половинах контура происходят независимо. В качестве иллюстрации на рисунке представлены спектры звезды, полученные объективной призмой в течение одной ночи с 20-минутными выдержками. Сравнивая записи, легко заметить наличие изменений за 20 минут. Поскольку из звезд Вольф—Райе истекает вещество, мы можем предположить, что внешняя конвективная зона у них вскрывалась. Вскрытие конвективной зоны может приводить к случайным

выбросам материи. Этот механизм делает доступным для понимания статистический характер непрерывности истечения вещества из звезд типа Вольф—Райе. [2].

Случайными выбросами вещества из открытой конвективной зоны можно объяснить наблюдаемые свойства эмиссионных линий. Количество материи, теряемое звездой Вольф—Райе, составляет 10^{-6} М. за год. Возраст звезд Вольф—Райе предположительно можно оценить в несколько миллионов лет, поскольку они являются членами ассоциаций горячих звезд. Ввиду отмеченного из них может теряться материя солнечной массы. Потеря указанного количества материи достаточна для вскрытия их внешней конвективной зоны.



Истечение материи можно считать непрерывным лишь в статистическом смысле [2]. Выброс материи из внешней конвективной зоны является случайной функцией времени. Обновление материи поддерживается механизмами выбросов вещества из внешней конвективной зоны. Поэтому за большой промежуток времени истечение будет наблюдаться как непрерывное, а за небольшой — как дискретное.

Таким образом, вскрытие внешней конвективной зоны позволяет понять статистический смысл непрерывности истечения материи. Эмиссионные линии, образующиеся в такой среде, естественно, обнаружат кратковременные изменения. Предложенный механизм, вскрытия внешней конвективной зоны объясняет общие свойства кратковременных изменений эмиссионных линий.

Мы надеемся, что список звезд, обнаруживающих кратковременные изменения, со временем увеличится.

Выводы

1. Кратковременные изменения эмиссионных линий являются общими свойствами звезд типа Вольф—Райе.
2. Возможно, вскрылась внешняя конвективная зона звезд типа Вольф—Райе.
3. Обнаруженные закономерности объясняются выбросами вещества из внешней конвективной зоны.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гусейн-заде А. А. „Астрофизика“, 2, 325, 1966.
2. Гусейн-заде А. А. Дисс., 1968.

ШАО

Поступило 15. IV 1970

Э. Э. Гусейнзаде, М. Б. Бабаев

Волф-Раје нөвлү улдузларда шүаланма хэтлэринин дәјишмәси

ХҮЛАСӘ

Исти улдузларда шүаланма хэтләриндәки ғысамүддәтли (тәхминән 20 дәгигә) дәјишмәләр Шамаһы астрофизика рәсәдханасындан 350 мм-ли телескопда объектив призма васитәсилә фотография үсулу илә ашкар едилмишдир.

1967-чи илдән апарылан тәдгигатлар нәтичәсиндә һазырда 10 Волф-Раје нөвлү улдузда шүаланма хэтләриндә ғысамүддәтли дәјишмәләр ашкар едилмишдир.

Мүәјјән олунмүшдүр ки, мүшаһидә едилән дәјишмәләр заманын тәсәдүфи функцијасыдыр. Шүаланма хэтләриндәки ғысамүддәтли дәјишмәләри изаһ етмәк үчүн маддә иткиси нәтичәсиндә конвексија зонасынын ачылмасы фәрзијјәси тәклиф олунур.

М. Б. БАБАЕВ

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ЗАТМЕННО-ПЕРЕМЕННОЙ СИСТЕМЫ AW Peg.

Настоящая статья является продолжением предыдущей [1]. Она посвящена исследованию спектральных линий и изучению физических условий в атмосферах звезд-компонентов затменно-переменной системы AW Peg. При этом были использованы 43 спектрограммы AW Peg, полученные за период с мая 1967 г. до октября 1968 г. на 35-сантиметровом менисковом телескопе с 35-градусной объективной призмой (дисперсия была $97 \text{ \AA}/\text{мм}$ у H_δ), в разных фазах изменения блеска указанной системы. Голубая область спектра фотографировалась на пластинки ORWO Zu-1 и Zu-2, а красная на ORWO WO Wp-1

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭКВИВАЛЕНТНОЙ ШИРИНЫ ЛИНИЙ ПОГЛОЩЕНИЯ

Для изучения физических условий в атмосфере звезд-компонентов AW Peg по их спектрам определялась эквивалентная ширина линий поглощения H_δ и H_γ водорода (табл. 1). Спектрограммы для этой цели снимались в разных фазах блеска AW Peg, что позволило изучить ряд физических характеристик атмосферы звезд-компонентов AW Peg и изменения этих характеристик с фазой затмения указанной системы. Из табл. 1 видно, что значения эквивалентной ширины водородных линий H_δ и H_γ сильно меняются с фазой изменения блеска системы. Это наблюдается также в значении спектрофотометрического градиента [1]. Причиной этого являются затмения и, по-видимому, нестабильность атмосферы главной звезды.

Когда начинается затмение главной звезды, происходит следующее: с переходом от центра диска горячей звезды (АО) к краю наблюдается усиление интенсивности водородных линий, а перед полной фазой затмения эквивалентная ширина линий убывает. Для иллюстрации на рис. 1 показаны профили линий H_δ и H_γ во вторичном и первичном минимуме. Очень интересное явление наблюдается вблизи западной и восточной элонгации (при фазе $0^{\text{p}},32$ и $0^{\text{p}},80$, см. рис. 2). Здесь происходит наложение слабой эмиссии в центральной части линии $\lambda 5893 \text{ \AA}$ Na I, линий водорода H_β , H_γ , H_δ и других линий.

По полученным эквивалентным величинам ширины линий поглощения водорода H_δ и H_γ , определены ряд физических характеристик атмосферы звезд-компонентов рассматриваемых систем: электронное

Фаза	Эквивалентная ширина линий, W_λ в $\text{\AA}^\circ$		Фаза	Эквивалентная ширина линий, W_λ в $\text{\AA}^\circ$	
	H_γ	H_δ		H_γ	H_δ
0.0003	4.42	4.12	0.7259	15.55	13.34
0.0046	2.39	1.68			
0.0187	8.61	9.07	0.7285	11.07	12.84
0.0339	8.39	7.25	0.8542	13.65	16.06
0.361	10.39	10.25	0.8587	12.62	15.81
0.0707	13.93	12.13	0.8609	11.62	16.46
0.2337	10.37	12.58	0.8862	16.72	13.97
0.2593	12.75	12.74	0.8870	17.40	11.89
0.2611	10.34	11.12	0.8884	13.62	11.49
0.2636	14.64	15.04	0.8896	13.82	11.52
0.2646	13.30	13.86	0.8901	16.57	16.19
0.3271	14.14	18.20	0.8913	—	13.46
0.3281	14.47	18.50	0.8934	15.01	13.96
0.3292	22.05	—	0.9408	—	14.93
0.3312	—	—	0.9429	18.32	16.83
0.4420	—	17.32	0.9498	13.03	12.59
0.4582	18.32	18.05	0.9521	13.11	13.72
0.4813	16.75	—			
0.8882	15.82	16.93			
0.4996	17.20	18.62			
0.5022	13.08	17.59			
0.5033	13.86	21.14			
0.5124	17.25	19.40			
0.5211	19.70	17.02			
0.5229	14.02	13.18			
0.6787	12.73	16.83			
0.7223	13.28	14.96			

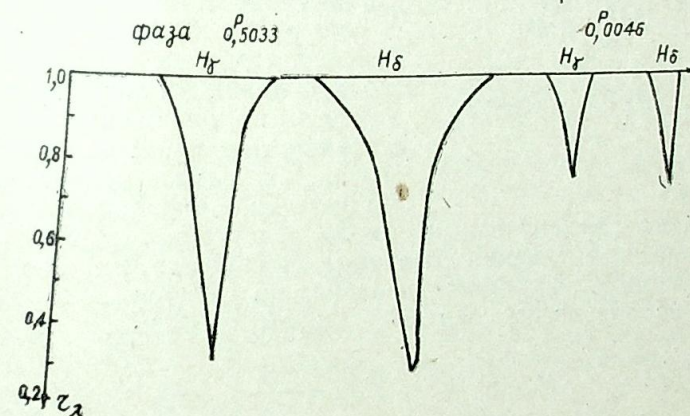


Рис. 1

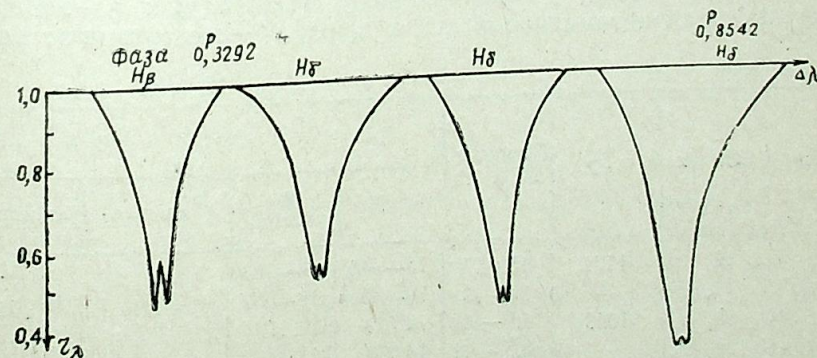


Рис. 2

давление (P_e), электронная концентрация (n_e), плотность водородных атомов во втором квантовом состоянии (NO_2) и высота поглощающего слоя (H).

ЭЛЕКТРОННОЕ ДАВЛЕНИЕ И ПЛОТНОСТЬ

Электронное давление и плотность в атмосферах звезд-компонентов определялись с помощью двух независимых методов: непосредственным определением главного квантового числа последней видимой линии бальмеровской серии в спектре звезды и по контуру водородной линии поглощения H_β . При определении электронного давления с помощью первого метода была использована формула Инглиса-Теллера [2]:

$$\lg P_e = 1,19 + \lg T - 7,5 \lg n_m, \quad (1)$$

где n_m — главное квантовое число последней видимой линии в серии Бальмера, T — эффективная температура. Значение n_m , по которому определяется электронное давление (P_e), находится из центральных интенсивностей наблюдаемых линий в серии. Это делается следующим образом. Пусть r_c — центральная интенсивность линии, отнесенная к интенсивности непрерывного спектра. Тогда, строя кривую зависимости $\lg \frac{1}{r_c}$ от n (n — номер линии в серии) по наблюдаемым ли-

ниям в серии и интерполируя ее до значения $\lg \frac{1}{r_c} = 0$, мы найдем

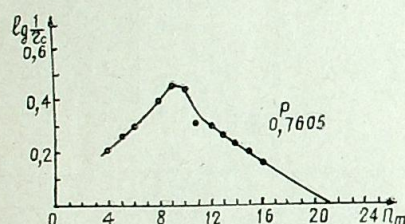


Рис. 3

квантовое число последней видимой линии n_m . Зная значение n_m , по формуле (1) можно определить P_e для данной температуры (T_e).

На рис. 3 показано определение главного квантового числа последней видимой линии бальмеровской серии для главного компонента AW Peg. К спутнику этот метод не применялся, так как в случае спектров звезд позднего типа определение величины

n_m становится затруднительным (из-за присутствия многочисленных широких полос поглощения различных молекулярных соединений). Для определения электронного давления по контуру водородной линии H_β мы использовали следующую формулу [3]:

$$P_e = R_\lambda \Delta \lambda^{2/3} x_\lambda T \left(1 + \frac{3}{2\beta_0} \right) \frac{1}{321 C} \quad (2)$$

где R_λ — глубина линий; T — эффективная температура; β_0 — величина, характеризующая потемнение диска к краю; $\Delta \lambda$ — расстояние от центра

линии, выраженное в ангстремах; C — известная постоянная для линий H_α , H_β , H_γ , H_δ и др; x_λ — коэффициент непрерывного поглощения.

При определении x_λ мы воспользовались таблицей Гринштейна [4], в которой приведены значения для $\lambda 4000 \text{ \AA}$ при разных температурах, и таким образом, нашли величину x_λ для данной температуры. Значение эффективной температуры было взято из температурной шкалы Моргана и Киннана [5]. Значения электронного давления, вычисленные с помощью формул (1) и (2) по контуру линии, приведены в шестом и седьмом столбцах табл. 2. Из этой таблицы видно, что значения электронного давления, полученные по квантовому числу последней наблюдаемой линии бальмеровской серии и по контуру водородной линии H_β , различны, причем электронное давление по n_m получается всегда меньше, чем по контуру H_β . Причиной этого может быть то, что указанные значения P_e характеризуют разные слои атмосферы. По квантовому числу последней видимой линии мы определяем электронное давление преимущественно в верхних слоях атмосферы, так как при определении величины n_m используются значения центральных интенсивностей линий. Электронное давление, найденное по контурам линий, характеризует более глубокие слои атмосферы, ответственные за появление крыльев линий. По этой причине электронные давления, найденные по формулам (1) и (2), получаются разными.

Таким образом, зная величину P_e и T_e , можно вычислить электронную концентрацию (n_e) по известной формуле кинетической теории газов:

$$P_e = n_e kT.$$

Результаты вычислений электронной концентрации для двух значений P_e (полученных по n_m и по контуру H_β) приведены в последних столбцах табл. 2.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЧИСЛА ВОДОРОДНЫХ АТОМОВ

Величину $\lg NO_2H$ можно определить по эквивалентной ширине водородных линий бальмеровской серии и по их контурам. Здесь учитывается то обстоятельство, что водородные линии в основном расширяются влиянием эффекта Шарка. Первый метод для определения величины $\lg (NO_2H)$ с учетом эффекта Шарка был разработан Унзольдом [6]. При этом эквивалентная ширина бальмеровских линий водорода связывается с некоторыми физическими характеристиками звездной атмосферы. Здесь используется полуэмпирическая формула Миннаерта [7]:

$$R_\lambda = \left(\frac{1}{R_c} + \frac{1}{x_\lambda} \right)^{-1}, \quad (3)$$

Таблица 2

Фаза и Sp	Линия	Sp	Пределы, $\Delta \lambda$ в $\text{\AA}$	$\lg NO_2H \frac{P_e}{T}$		$\lg P_e$	
				по W_λ	по контуру	по n_m	по контуру
Max.	H_γ	1271	15—27	15—940	16—163		
AOY	H_δ	—	25—40	16—451	16—607	1.481	3.225
Mik.	H_λ	1048	4.0—9.5	14.732	14.611		
F51V	H_δ	—	3.5—7.1	14.070	13.485	—	0.231

$\lg NO_2$	$\lg NO_2H$		$\lg H$		n_e	
	по контуру	по W_λ	по контуру	по W_λ	по контуру	по n_m
10.796		17.256	17.424	6.471	6.628	$1.502 \cdot 10^{14}$
6.637		17.693	17.070	11.040	10.471	$1.883 \cdot 10^{12}$
						—

где R_c — центральная глубина линии, x_λ — оптическая толщина в линии. Если учесть, что крылья водородных линий в основном расширяются вследствие эффекта Штрака, то для коэффициента поглощения в линии рассчитанного на один атом, мы можем использовать следующее выражение:

$$S_\lambda = \frac{P_e}{T} \cdot \frac{321 \cdot C}{\Delta \lambda^{5/2}} \quad (4)$$

отсюда оптическая толщина в линии записываются в виде

$$x_\lambda = S_\lambda N_{02}H = N_{02}H \cdot \frac{P_e}{T} \cdot \frac{321 \cdot C}{\Delta \lambda^{5/2}} \quad (5)$$

Поставляя выражение (5) в формулу (3) и производя интегрирование, получим

$$W_\lambda^{5/2} = B R_c^{3/2} N_{02}H \cdot \frac{P_e}{T}, \quad (6)$$

где B — известная постоянная. По формуле (6), зная эквивалентную ширину линии и центральную глубину ее, можно определить произведение $N_{02}H \frac{P_e}{T}$. Результаты вычислений для линий H_δ и H_γ каждой компоненты рассматриваемой системы приведены в четвертом столбце табл. 2.

При определении числа поглощающих атомов водорода по контурам линий мы воспользовались тем условием, что отношение коэффициента поглощения в линии к коэффициенту непрерывного поглощения $\eta = S_\lambda/x_\lambda$ не меняется с высотой для случая чистого поглощения и, следовательно, профиль крыльев линии имеет вид [6]

$$R_\lambda = \frac{F_{0\lambda} - F_\lambda}{F_{0\lambda}} = \frac{S_\lambda}{x_\lambda} \cdot \frac{1}{1 + \frac{3}{2\beta_0}} \quad (7)$$

Здесь $F_{0\lambda}$ и F_λ — потоки энергии в непрерывном спектре и в линии, интегрированные по всему диску. Значение β_0 находится либо экспериментально (коэффициент потемнения), либо теоретически по формуле:

$$\beta_0 = \frac{3}{8} \cdot \frac{\alpha}{1 - e^{-\alpha}} \cdot \frac{x_\lambda}{x_\lambda} \quad (8)$$

Здесь $\alpha = \frac{C_2}{\lambda T_0}$, $\frac{x_\lambda}{x_\lambda}$ — отношение коэффициента поглощения в линии к коэффициенту непрерывного поглощения. Вводя в (7) выражения x_λ из формулы (5) и принимая τ_0 по [6], $\tau_0 = \frac{1}{1 + \frac{3}{2\beta_0}}$, получим

$$N_{02}H \cdot \frac{P_e}{T} = R_\lambda \Delta \lambda^{5/2} \cdot \frac{1}{321 \cdot C} \quad (9)$$

Таким образом, зная $R_\lambda \Delta \lambda^{5/2}$, мы можем определить величину $N_{02}H \frac{P_e}{T}$. Значения ее для линий H_δ и H_γ системы AW Peg. приведены в пятом столбце табл. 2. Для данных P_e и T_e определены $N_{02}H$. Значения $\lg N_{02}H$, найденные по контурам и эквивалентным величинам ширины водородных линий H_δ и H_γ , приведены в девятом и десятом столбцах табл. 2.

ОЦЕНКА ВЫСОТЫ ОДНОРОДНОГО ПОГЛОЩАЮЩЕГО СЛОЯ

Зная величины $\lg N_{02}H$ и $\lg N_{02}$, мы находили H , вычитая из первой величины вторую. Для определения числа водородных атомов во втором квантовом состоянии (N_{02}) мы пользовались объединенной формулой теории ионизации и возбуждения [8], принимая число протонов равным числу электронов (так как водород в атмосфере звезд весьма обилён):

$$\lg N_{02} = 2 \lg P_e - 3,5 \lg T_e + \frac{5040}{T_e} (x_0 - x_{02}) + 16,942, \quad (10)$$

где x_0 и x_{02} — потенциалы ионизации и возбуждения второго квантового состояния для водородного атома в основном уровне. При этом возможные отклонения от термодинамического равновесия скажутся не сильно, так как значение $x_0 - x_{02} = 3,38$ эв невелико. Значение $\lg N_{02}$ найденное по формуле (10), дано в восьмом столбце табл. 2. Далее мы определяли величину $\lg H$ (см. 11 и 12 столбцы табл. 2) как по эквивалентной ширине, так и по контурам линий H_δ и H_γ .

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Спектрофотометрические исследования спектра затменно-переменной системы AW Peg. показывают, что в интенсивностях и формах контуров водородных линий происходит заметное изменение с фазой блеска этой системы.

При восточных и западных элонгациях наблюдается наложение эмиссионных линий на центральные части водородных линий H_δ , H_γ , H_β , H_α и линий дублета $\text{Na} \lambda 5893 \text{ \AA}$. Эти эмиссионные линии связаны с газовыми потоками, присутствующими между компонентами системы AW Peg. Причем интенсивности этих линий при фазе $0^\circ 3300$ больше, чем при $0^\circ 8500$. Это, по-видимому, связано с тем, что условия видимости объема потока в разных элонгациях различны.

В заключение приношу глубокую благодарность С. М. Азимову за ценные советы и критические замечания, а также С. П. Новрузовой за помощь при обработке полученного материала.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бабаев М. Б. „Изв. АН. Азерб. ССР, серия физ.-техн. и матем. наук“, 1969 (в печати).
2. Амбарцумян В. А., Мустель Э. Р., Северный, А. Б., Соболев В. В. Курс теоретической астрофизики. ГТИ, М.—Л., 1952.
3. Азимов С. М., Изв. Гао, т. XXIII, вып. 2, № 173, 1963.
4. Greenszeijn J. L. Art. J. 1956. 1616, 1942.
5. Звездные атмосферы. Под ред. Э. Р. Мустеля, 1960.
6. Унзольд А. Физика звездных атмосфер. ИЛ, М., 1949.
7. Мельников А. О. „Уч. зап. ЛГУ“, № 153, 1952.
8. Аллер Л. Х. Астрофизика, т. I, ИЛ, М., 80, 1955.

ШАО

Поступило 14. VII 1970

М. Б. Бабаев

Тутулан-дэжишэн Аw ред системинин спектрометрик тэдгиги

ХҮЛАСЭ

АW Пегас тутулан-дэжишэн гоша улдузунун спектрофотометрик тэдгиги кестэрир ки, удулма хэтлэринин эквивалент ени парлаглыгын дэжишмэ фазасындан асылы олараг дэжишир. Удулма хэтлэринин

эквивалент енлэринин тэдгиги (баш минимумда $W_T \approx 2 \text{ Å}$, икинчи минимумда $W_T \approx 18 \text{ Å}$) бир даһа тэсдиг едир ки, системдэ там тулма мөвчуддур.

Елонгасијаларда ($0^\circ, 3292$; $0^\circ, 3300$;... вэ $0^\circ, 8542$ фазаларында) алынмыш спектрлэрдэ удулма хэтлэринин мэркэзлэриндэ шүаланма хэтлэри эмэлэ кэлир. Белэ ки, гэрби вэ шэрги елонгасијаларда бу хэтлэрин интенсивлији мұхтэлифдир. Буна сәбәб АW Пегас системиндэ компонентлэр арасында мөвчуд олан газ ахыныдыр вэ бу ахынын көрүлмәси мұхтэлиф вәзијјәтлэрдэ бир-бириндән фэргләнир.

Тутулманын баш вэ икинчи минимумларында алынмыш спектрлэрә әсасән, АW Пегас тутулан-дәјишән гоша улдузуну тәшкил едән компонентлэрин атмосферини характеризә едән бир сыра параметрлэр ($\lg P_e$; $\lg N_{O_2}$; $\lg H$ вэ n_e) тәјин едилмишдир. Бу параметрлэр сүбут едир ки, АW Пегас системинин баш улдузу Гершбрунг-Рессел диаграммында баш ардычылыгыда, пејки исә субнәһәнк олмагла баш ардычылыгыдан бир гәдәр јухарыда, субнәһәнклэр ардычылыгында јерләшмишдир.

Н. Ә. ӘБДУЛГАСЫМОВА, З. Ә. УСЕЛНОВА

ШИРВАН АСТРОНОМЛАРЫ

Орта әсрлэрдә Јахын вэ Орта Шэргдә елм вэ мәдәнијјәт хејли инкишаф етмиш, көркәмли философлар, алимлэр, тарихчилэр, шаирлэр јашамыш вэ јаратмышлар. Бу дөврдә ријазиијатчы-астроном Бәтани, ријазиијатчы Әбүл Вәфа, философ Бәһмәнјар, Фирдовси, Хәтиб Тәбризи, Әмәр Хәјјам, Хагани, Низами, Нәсирәддин Туси кими алим вэ шаирлэр јетишмишдир.

Азәрбајчан философу Бәһмәнјар ибн Мәрзбан мәшһур алим Әбу-Әли Синанын шакирди олмушдур. Бәһмәнјарын доғулдуғу вэ вәфаты һағгында дәгиг мә’лумат јохдур. Онун тәрчүмеји-һалыны өјрәнәнлэр белә дүшүнүрлэр ки, о, мүәллими Ибн-Синадан 30 ил сонра вәфат етмишдир. Мә’лумдур ки, Ибн-Сина 1037-чи илдә өлмүшдур. Бу һесабла Бәһмәнјарын вәфаты тарихи 1067-чи илә тәсадүф олунур. Бәһмәнјар фәлсәфә, физика вэ астрономија илә чох марагланмышдыр. Онун „Мәб’әд әт-Тәбијјат“ („Метафизика“) әсәри Азәрбајчанда ичтимай фикрин инкишаф тарихиндә мұһүм әһәмијјәтә маликдир. Бу әсәр 1851-чи илдә Лејпсигдә алман дилинә тәрчүмә едилмиш, 1911-чи илдә исә Гаһирәдә нәшр олунмушдур.

Мараға вэ Тәбриз кими дүнјәви әһәмијјәтә малик елм вэ мәдәнијјәт очагларынын мүәјјән дөврлэрдә мөвчуд олмасы һағгында тарихи сәнәд вэ дәлиллэрин варлығы тарих елми саһәсиндә мә’лум вэ дүрүстләшмишдир. һабелә бә’зи алимлэр һағгында мүәјјән гәдәр мә’лумат олдуғу һалда, бә’зиләри һағгында өтәри гејдләрә тәсадүф едирик.

Орта әсрлэрдә Азәрбајчанын икинчи елм мәркәзи вэ пајтахты олан Шамаһы шәһәринин елм вэ мәдәнијјәт саһәсиндә ојнадығы бөјүк рол, бизчә, һалә лазыми гәдәр ашкар едилмәмишдир.

Тарихин көһнә сәһифәлэринин һамысы һалә ачылмамышдыр. Әлимиздә олан бир чох кичик вэ пәракәндә мә’луматлар көстәрир ки, Шамаһы шәһәри вэ онун әтрафында бир чох көркәмли алим вэ мүтәфәккирлэр јашајыб јаратмышлар. Бу шәһәр фүсункар тәбиәтли гәдим Азәрбајчан шәһәрлэриндән биридир. Шамаһы, Гәбәлә вэ Бәрдәдән сонра Гафгаз Албанијасынын 3-чү пајтахты олмуш, мәркәз әһәмијјәтини XV әсрә гәдәр сахламышдыр. Әлдә едилән ән кичик сијаһыдан белә нәтичә чыхыр ки, вахтилә Ширванда ја бир рәсәдхана, ја да бөјүк бир елм очағы мөвчуд олмушдур.

Фәридәддин Әбдулкәрим оғлу Шәрвани (анадан олдуғу вэ вәфаты тарихи дәгиг мә’лум дејилдир; XII әсрдә јашамышдыр).

Әбунәззам Чәләләддин Мәһәммәд Ширвани (1108—1146).

Әфзәләддин Ибраһим Хагани Ширвани (1120—1199).

Иззәддин Ширвани (анадан олдуғу вэ вәфаты тарихи дәгиг мә’лум дејилдир; XII әсрдә јашамышдыр).

Сэнин бэндэлэрин чох олар онда
Көүдэки һесабыс удузлардан да.
Бөладан һифз олсун дөүлэтин, варын,
Бүтүн гурдугларын, жаратдыгларын.⁵

Јери калмишкән гејд етмәк лазымдыр ки, бә'зи мұәллифләр шаирин фикирләрини дүзкүн изаһ етмир, тәрчүмәчиләр ше'рин бир һиссәсини кәсиб атыр, тәрчүмәдә онун изаһыны дүзкүн вермир, ону тәһриф олунмуш шәкилдә тәсвир едирләр. Бу да Хагани кими кениш, һәртәрәfli билијә малик олан шаири нүфуздан салмаг демәкдир.

Хагани сарајда оларкән халгын агыр вә изтираблы, күнләрини көрәрәк сарајлара вә ону һимајә едән руһаниләрә, јалтаг сарај шаирләринә нифрәт бәсләјир, лакин өз фикирләрини ачыг дејә билмир. Сарајда душтаг һәјаты кечирән шаир бунлардан јаха гуртармаг үчүн сәјәһәтә кетмәк гәрарына кәлир. Сәјәһәт заманы о, „Төһфәтүл-Ирагејн“ әсәрини јазыр. Бу, шаирин јарадычылыгында үсјанкар фикирләри, онун инад вә мәғрурлуғуну даһа да артырыр вә сарајы горхуја салыр. Хагани Ширвандан гачаркән Ахситан ону јолда тутдуруб, 1170-чи илдә Шабран галасында һәбсә алыр. Бөјүк шаир һәбсханада чох әзаб чәкмиш, дәрдләрини „Һәбсијјә“ ады алтында топланан долгун әсәриндә көстәрмишшир. Әсәрин һәр бир мисрасында одлу бир көксүн атәшин аһынын вә бөјүк бир инсанын көз јашларынын астрономик дилдә чох көзәл тәсвирини көрүрүк. Әсәрдә охујуруг:

Бах, элим Чөвзә, гәләм һут олду
мә'на Сүнбүлә,
Сүнбүлә һутдан доғар, Чөвзә —
гәләмданым мәним.

Хаганинин бир сыра дикәр әсәрләриндә дә астрономик фикирләре раст кәлир:

Бәрчис улдузутәк һутдан кәлмишәм,
Сәратан бүрчүдүр дурачагым јер.

Бәрчис, Мүштәри (Юпитер), Һут (Балыглар бүрчү), Сәратан исә Хәрчәнк бүрчүдүр. Бу ше'рдә Хагани астрономик дилдә өз дөврүндән вә муһитиндән наразы олдуғуну көстәрир.

Хаганинин яхын достларындан бири дэ Иззэддин Ширвани олмушдур. Онун анадан олдуғу вэ вэфаты тарихи дэгиг мә'лум дејилдир. Демэк олар ки, XII әсрдә јашамышдыр. О, бүтүн елмәрлә марагланмыш вэ һикмәтли нәсиһәтләрилә мүасирләринә нүмунә олмушдур. Хагани јазырды:

Бир нээр салдыгда али мөчлисэ,
Изээддин јадикар галмышдыр бизэ.
Вар икэн синэмдэ гэмлэрдэн губар,
Изээддин олмушдур мэнэ гэмкүсар.⁶

Орта эсрлэрдэ Нәсирәддин Тусинин башчылыгы илэ ярадылмыш рәсәдханада бир чох алимлэр эмәкдашлыг едирдилэр. Онларын ичә-рисиндә Шәмсәддин Ширвани (анадан олдуғу вә вәфаты тарихи дэгиг-мә'лум дежилдир; XII эсрдә јашамышдыр) дә вар иди. О, рәсәдханада улдузлу көјүн хәритәсини тәртиб етмәк, астрономија чәдвәлләринин, хусусән „Зич-Елхани“ чәдвәлинин јарадылмасы ишиндә иштирак ет-мишдир.

Эбдүлкәрим Ширвани вә Зүлфугар Ширвани XII—XIII әсрләрдә мәнтиг, фәлсәфә вә астрономија елмләрилә јахындан таныш идиләр. Көрүндүю кими, орта әсрләрдә йәмәнәли

Көрүндүү кими, орта эрлөрдө жашамыш жазычы вэ шаирлэр тэкчө бэдии эсэрлэр жазмагла кифајэтлэнмир, дэгиг емлэри, хусусэн астро-

⁶ Хагани Ширвани. Төрфатул Идрисийи. Б.

⁶ Хагани Ширвани. Төһфәтүл-Ирагедж, Бақы, 1959, сәһ. 108.

номијаны јахшы билдиклериндөн бәди шәкилдә јазмыш олдуғлары
эсәрлери астрономик ганунларла әләғәләндирдиләр. Бу да онларын
дәғиг емлери јахшы билмәләриндөн ирәли кәлирди.

Ширван алимләри һаггында бир мөгалә илә, әлбәттә, мүфәссәл данышмаг олмаз. Лакин бир шеји хатырлатмаг кифәјәтдир ки, орта әсрләрдә Ширванда һуманитар елмләрлә јанашы, дәгиг елмләр, хусусән астрономија илә мәшғул олан алимләр даһа чох иди. Бәлкә дә бу ондан ирәли кәлир ки, вахты илә Шамаһы шәһәриндә рәсәдхана олмуш вә астрономларын јетишмәси үчүн мүфәссәл шәраит, јаранмышдыр. Шамаһы алимләри вә јазычыларынын елми әсәрләри бу күн дә әһәмијјәтини итирмәмишдир.

ЭДЭБИЈАТ

1. Мəһəммəд əли Тəрбијəт. (دانشمندان آذربایجان). „Азәрбајҹан алим-лəri“. Тəһран, 1314.
2. Хаґани Шиpвани. Сечилмиш əсəрлəri. Баку, 1956.
3. Хаґани Шиpвани. Тəһфəтүл-Ираґејн, Баку, 1959.
4. Фəлəки Шиpвани диваны (ديوان فلك شيروان), Тəһран, 1345.
5. Лүтвəлибəј Азəр. Тəзкирeји-атəшкəдə, Тəһран, 1337.
6. Очерки по истории азербайджанской философии, т. 1, Баку, 1966.
7. Г. Д. Мамедбейли. Основатель Марагинской обсерватории Насирəддин Туси, Баку, 1961.
8. Sarton G. Introduction to the history of science., vol. I, II. Washington, 1931.
9. Suter H. Die mathematiker und astronomen der araber und ihre werke. Leipzig, 1900.

Шамахи
Астрофизика рәсәдханасы

Алынмышдыр 11. XI 1970

Н. А. Абдугасимова, З. А. Усейнова

Астрономы Ширвана

РЕЗЮМЕ

Известная в настоящее время плеяда мыслителей и поэтов под псевдонимами „Ширвани“ наводит на мысль, что в XII веке Ширван являлся крупным научным центром или, по крайней мере, здесь существовала обсерватория, в которой проводились соответствующие измерения, отраженные в книгах, написанных в XII веке.

Средневековый Азербайджан, входивший в крупный арабский халифат, и в настоящее время для современного поколения не потерял своего национального лица благодаря трудам наших предков, в частности мыслителей XII века.

Земля Ширвана в их трудах сохранила сокровища, которые в свое время внесли существенный вклад в развитие науки. Долг нашего поколения — изучать культурное наследие своего народа.

И. А. ЕГАНОВА

К ВОПРОСУ О СКОРОСТИ ПЕРЕДАЧИ ВОЗБУЖДЕНИЯ ТОЧНО РЕШАЕМОЙ МОДЕЛИ КВАНТОВОЙ ЭЛЕКТРОДИНАМИКИ

В квантовой электродинамике привлекает внимание следующая задача. Рассматриваются два атома 1 и 2, разделенные расстоянием R . В момент времени $t=0$ атом 1 возбужден, атом 2 находится в основном состоянии. Исследуется вероятность $w(t)$ возбуждения атома 2 к моменту времени $t>0$ (см. в кн. В. Гайтлера [1] конец § 20 и литературу, цитируемую М. И. Широковым в [2]). В согласии с релятивистской причинностью при приближенных вычислениях в рамках первого исчезающего приближения теории возмущений авторами указанных работ было получено, что в интервале времени $0<t<R/c$ $w(t)=0$. В [2] показано, что точное вычисление в рамках того же приближения не дает строгого нуля для $w(t)$ в этом интервале (см. также статью Б. Ферретти [3]).

В [2], как и во всех остальных работах, использовалась теория возмущения с обычным формализмом „голых“ состояний (собственные векторы свободного гамильтониана), поэтому в свете теоремы Хаага (см., например, гл. 19 в кн. Г. Бартона [4]) можно подвергнуть критике обычное рассмотрение этой задачи с помощью оператора эволюции в картине взаимодействия $\hat{U}(t, 0)$.

Настоящая работа является продолжением [5], где была представлена точно решаемая модель квантовой электродинамики. Модель рассматривает два нерелятивистских электрона в осцилляторных ямах на расстоянии R друг от друга, взаимодействующих с вторично квантованным электромагнитным полем, и описывается гамильтонианом

$$H = \frac{1}{2m} (\vec{p}_1 - e\vec{A}(+\vec{d}))^2 + \frac{m\alpha_1^2}{2} (R_1 - \vec{d})^2 + \frac{1}{2m} (\vec{p}_2 - e\vec{A}(-\vec{d}))^2 + \frac{m\alpha_2^2}{2} (R_2 + \vec{d})^2 + \frac{e^2}{|\vec{R}_1 - \vec{R}_2|} + H_{ph};$$

$$H_{ph} = \frac{1}{8\pi} \int d\vec{x} [\vec{E}^2(\vec{x}) + (\text{rot } \vec{A}(\vec{x}))^2]. \quad (1)$$

В (1) приняты такие единицы, что $\hbar=1$ и $c=1$, и выбрана кулоновская калибровка; $(+\vec{d})$ и $(-\vec{d})$ — центры осцилляторных потенциалов $2|\vec{d}|=R$.

В модели принято дипольное приближение: $\vec{A}$ берется не в точках наложения электронов, а в точках $(+\vec{d})$ и $(-\vec{d})$. В этом приближении

заключается наиболее серьезное отличие предложенной модели от квантовой электродинамики. Следует ожидать, что отличие будет небольшим для эффектов с фотонами малых энергий k , если в члены взаимодействия $e\vec{p}_1 \cdot \vec{A}(+\vec{d})$ и $e\vec{p}_2 \cdot \vec{A}(-\vec{d})$ введена функция $g(k)$, обрезающая большие k .

Если описывать начальные и конечные состояния задачи с помощью „голых“ состояний, то оказывается, что вероятность $w(t)$ отлична от нуля, даже если при $t=0$ первый не был возбужден. Этот факт можно рассматривать только как еще одно указание на недопустимость использования „голых“ состояний в теории с взаимодействием.

Основное содержание [5] составляет введение операторов рождения-уничтожения, вакуум которых совпадает с вакуумом модели $\mathcal{Q}$. Описывая с их помощью начальные и конечные состояния задачи, получаем обратную причинно-следственную связь: второй электрон может быть найден в возбужденном состоянии при $t>0$ только в том случае, если при $t=0$ первый электрон был возбужден и к тому же к моменту t потерял свое возбуждение.

Гамильтониан модели в физических операторах выписан в § 1, где излагается численный расчет точного решения рассматриваемой задачи при одном конкретном значении R . Полученный результат сравнивается с результатом первого исчезающего приближения теории возмущений (§ 2). Оказывается, что, во-первых, затухание, содержащееся в точном решении, не имеет никакого значения для обсуждаемого эффекта (поведения $w(t)$ при $0<t<R/c$); во-вторых, более простая формула теории возмущения достаточно хорошо передает поведение $w(t)$ при $0<t<R/c$. Поэтому далее исследуется именно эта формула. При достаточно больших R и в некоторой области значений t , близких к R , оказывается возможным получить простое приближенное выражение для $w(t)$, которое и служит главной основой для заключения о том, что обсуждаемое поведение $w(t)$ является макрокаузальным (см. обсуждение в конце § 2).

К тому же заключению можно прийти на основании чисто численных расчетов точного решения (§ 4) не обращаясь к помощи формул теории возмущений. В § 3 сравниваются непосредственно результаты, полученные по теории возмущения с физическими и „голыми“ состояниями. Показано, что последние дают непричинный эффект в несколько раз больше, чем первые.

Таким образом, уточненное рассмотрение задачи в рамках точно решаемой модели [5] дает по-прежнему непричинный результат. Следующий шаг на пути к окончательному заключению о причинности теории — описание процесса приготовления возбужденного состояния первого электрона и регистрации возбуждения второго.

§ 1. Точное решение. Численный расчет амплитуды передачи возбуждения

В работе [5] показано, что в некотором приближении гамильтониан (1) может быть представлен в виде суммы трех взаимно коммутирующих операторов: $H = h_x + h_y + h_z$. Там же было получено, что после введения физических операторов h_x , например имеет вид

$$h_x = h_{ox} + h'_x$$

$$h_{ox} = \frac{v_1}{2} (\tilde{a}_{1x}^+ \tilde{a}_{1x} + \tilde{a}_{1x} \tilde{a}_{1x}^+) + \frac{v_2}{2} (\tilde{a}_{2x}^+ \tilde{a}_{2x} + \tilde{a}_{2x} \tilde{a}_{2x}^+) + \quad (2)$$

$$+ \frac{1}{2} \int_0^\infty d\nu \sum_{b=1}^2 [\tilde{a}_{bx}^+(\nu) \tilde{a}_{bx}(\nu) + \tilde{a}_{bx}(\nu) \tilde{a}_{bx}^+(\nu)], \quad (2')$$

$$h_x' = E(\tilde{a}_{1x}^+ \tilde{a}_{2x} + \tilde{a}_{1x} \tilde{a}_{2x}^+) + \int_0^\infty d\nu \sum_{b=1}^2 \{ \tilde{E}_1^b(\nu) [\tilde{a}_{1x} \tilde{a}_{bx}^+(\nu) + \tilde{a}_{1x}^+ \tilde{a}_{bx}(\nu)] + \\ + E_2^b(\nu) [\tilde{a}_{2x} \tilde{a}_{bx}^+(\nu) + \tilde{a}_{2x}^+ \tilde{a}_{bx}(\nu)] \}, \quad (2'')$$

где ν_1 и ν_2 — перенормированные осцилляторные частоты электронов. Рассматривается случай одинаковых ям: $\chi_1 = \chi_2 = \chi$ и $\nu_1 = \nu_2 = \omega_0$; $E = \varepsilon \omega_0$ (ε определено в приложении А).

Далее
$$\tilde{E}_1^b = (E_1^b - E_2^b) |V\sqrt{2}|, \quad \tilde{E}_2^b = (E_1^b + E_2^b) |V\sqrt{2}|, \quad (3)$$

а для функции E_1^b и E_2^b в [5] найдено приближенное выражение:

$$E_i^b(\nu) \cong e \sqrt{\frac{2\omega_i}{m}} \cdot \frac{\nu \sqrt{\nu} g(\nu)}{(\nu + \omega_i)} f_{i1}\left(\nu; \frac{R}{2}\right) \delta_{ib}, \quad i = 1, 2, \quad (4)$$

где $\omega_1 = \omega_0(1 + \varepsilon)$ и $\omega_2 = \omega_0(1 - \varepsilon)$, а функции $f_{i1}\left(\nu, \frac{R}{2}\right)$ выписаны в формуле (21), приложение Б.

Операторы $\tilde{a}_{bx}^+(\nu)$, $\tilde{a}_{bx}(\nu)$ — физические операторы рождения-уничтожения фотонов сорта x с энергией ν и квантовым числом b , имеющим смысл, аналогичный поляризации. Аналогично оператор $\tilde{a}_{1x}^+$ рождает квант возбуждения (фонон) первого электронного осциллятора, так что $\tilde{a}_{1x}^+ \Omega$ (наряду с $\tilde{a}_{1y}^+ \Omega$ и $\tilde{a}_{1z}^+ \Omega$) описывает однократно возбужденное состояние первого электрона. Такими же свойствами по отношению ко второму электрону обладают операторы $\tilde{a}_{2x}^+$, $\tilde{a}_{2x}$.

Из (2') и (2'') видно, что вакуумный вектор физических операторов рождения-уничтожения совпадает с физическим вакуумом модели Ω (собственное состояние полного гамильтониана с наименьшей энергией). В модели, как можно непосредственно проверить, сохраняются операторы числа квантов каждого сорта:

$$n_r = \tilde{a}_{1r}^+ \tilde{a}_{1r} + \tilde{a}_{2r}^+ \tilde{a}_{2r} + \int_0^\infty d\nu \sum_{b=1}^2 \tilde{a}_{br}^+(\nu) \tilde{a}_{br}(\nu), \quad r = x, y \text{ или } z,$$

Поэтому, если в начальный момент был один квант (фотон или фонон) сорта x , например, то и в последующие моменты возможны только состояния с одним квантом, причем только того же сорта x .

Пусть при $t = 0$ первый электрон находится в однократном возбужденном состоянии, а второй — в основном. Такое состояние в рассматриваемой модели может описывать, например, вектор $\tilde{a}_{1x}^+ \Omega$. Тогда к моменту $t > 0$ единственное возможное состояние с возбужденным вторым электроном — это $\tilde{a}_{2x}^+ \Omega$. Для амплитуды вероятности $A(t)$ найти систему в момент времени $t > 0$ в состоянии $\tilde{a}_{2x}^+ \Omega$, если при $t = 0$ она находилась в состоянии $\tilde{a}_{1x}^+ \Omega$, в п. 4 [5] была получена формула:

$$A(t) = \frac{1}{2\pi} \int_0^\infty d\omega e^{-i\omega t} \frac{\Gamma_1(\omega)}{[\omega - \omega_1 + \mu_1(\omega)]^2 + \Gamma_1^2(\omega)} - \frac{1}{2\pi} \int_0^\infty d\omega e^{-i\omega t} \times \\ \times \frac{\Gamma_2(\omega)}{[\omega - \omega_2 + \mu_2(\omega)]^2 + \Gamma_2^2(\omega)}, \quad (5)$$

где $\Gamma_i(\omega) = \pi \tilde{E}_i^2(\omega)$,

$$\mu_i(\omega) = \frac{1}{\pi} P \int_0^\infty d\nu \frac{\Gamma_i(\nu)}{\nu - \omega}, \quad i = 1, 2; \quad (7)$$

P в (7) обозначает главное значение.

Интеграл в (5) вычислялся с помощью ЭЦВМ БЭСМ-6 ОИЯИ. Было принято, что $\omega_0 = m/10$, $g^2(\omega) = \mu^2/(\mu^2 + \omega^2)$, где параметр $\mu^2 = m\omega_0 = 10\omega_0^2$. Далее рассматривался случай, когда $R = 20/\omega_0 = 20\lambda$ (λ может быть названа длиной волны излучения, испущенного первым электроном).

Как оказалось, при таких ω_0 и R параметр $\varepsilon = 1,119 \cdot 10^{-8}$ (см. приложение А). Функции $\mu_i(\omega)$ были предварительно вычислены по формулам (7), (6) и (4). Для них получаются громоздкие выражения, содержащие наряду с элементарными функциями интегральные синус и косинус, а также интегральную показательную функцию. Чтобы убедиться в правильности полученных выражений для $\mu_i(\omega)$, интеграл в (7) был взят численно для нескольких ω с помощью БЭСМ-6. В пределах точности расчета результаты совпали с результатами, которые дает для этих ω полученное для $\mu_i(\omega)$ аналитическое выражение.

По ряду причин интегралы в (5) вычислялись отдельно. В пределах от 0 до 400 вычислялись непосредственно. Интегралы $\int_0^{400}$ легко

оцениваются; их вкладом, по сравнению с $\int_0^{400}$, оказалось возможным пре-

небречь. Интервал $[0, 400]$ разбивался неравномерно, в зависимости от поведения подынтегральной функции, на большое число (около 4 тысяч) подынтегралов и в каждом применялась 16-точечная формула интегрирования по Гауссу. Для оценки ошибки интегрирования параллельно производились вычисления и по 8-точечной формуле, затем сравнивались оба результата. В аналитическом выражении для $\mu_i(\omega)$ фигурируют интегральные синус и косинус, интегральная показательная функция, которые также определяются численно с некоторой ошибкой. Было исследовано влияние этой ошибки на результат.

Еще один независимый способ оценки точности расчетов основан на том, что, как показано в [6],

$$\int_0^\infty d\omega \frac{\tilde{E}_i^2(\omega)}{[\omega - \omega_i + \mu_i(\omega)]^2 + \pi^2 \tilde{E}_i^2(\omega)} = 1,$$

если только $\mu_i(\omega)/\pi$ является преобразованием Гильберта (7) функции $\tilde{E}_i^2(\omega)$. Таким образом при $t = 0$ точное значение обоих интегралов в (5) должно равняться $\frac{1}{2}$. Этот способ дает наибольшее значение

($\pm 2 \cdot 10^{-9}$) для ошибки.

Полученный результат для $|A(t)|$, приведенной во второй колонке табл. 1, мы обсудим в § 4. Сейчас он будет нужен для демонстрации пригодности первого не исчезающего приближения теории возмущений.

§ 2. Решение по теории возмущений. Физические операторы

Амплитуда передачи возбуждения может быть представлена следующим образом:

$$A(t) = \langle \tilde{a}_{2x}^+(t) \Omega, T \exp(-i \int_0^t dt' h_x(t')) \tilde{a}_{1x}^+(0) \Omega \rangle, \quad (8)$$

где T — хронологический оператор, $h'_x(t')$ — гамильтониан (2'') в представлении взаимодействия, $\tilde{a}_{2x}^+(t) = \exp(i\omega_0 t) \tilde{a}_{2x}^+(0)$.

В первом порядке теории возмущений

$$A_{\text{T.B.}}^{(1)}(t) = -i < \tilde{a}_{2x}^+(t) \mathcal{Q}, \int_0^t dt' h'_x(t') \tilde{a}_{1x}^+(0) \mathcal{Q}. \quad (9)$$

Подставив (2'') в (9), учитывая затем перестановочные соотношения для операторов рождения-уничтожения фононов и фотонов и свойства вакуума, окончательно получаем

$$A_{\text{T.B.}}^{(1)}(t) = -ite^{-i\omega_0 t} E = -ite^{-i\omega_0 t} \omega_0 \varepsilon. \quad (10)$$

При больших R (см. (А. 5) в приложении А)

$$A_{\text{T.B.}}^{(1)}(t) \approx -it \frac{8e^2}{\pi m \omega_0^2 R^4} e^{-i\omega_0 t}. \quad (11)$$

Закон сохранения, действующий в данной модели (см. § 1), допускает только один вид промежуточных состояний — $\tilde{a}_{\text{вх}}^{+}(k)$ (один фотон с энергией k и квантовым числом b), поэтому (см., например, § 29 в кн. Л. Шиффа [7])

$$A_{T.B.}^{(2)}(t) = \int_0^\infty dk \sum_{B=1}^2 \langle \tilde{a}_{2x}^+(t) \mathcal{Q}, h'_x \tilde{a}_{Bx}^+(\kappa) \mathcal{Q} \rangle \langle \tilde{a}_{Bx}^+(\kappa) \mathcal{Q}, h'_x \tilde{a}_{1x}^+(0) \mathcal{Q} \rangle \times$$

$$\times \frac{1}{\kappa - \omega_0} \left[it + \frac{e^{i(\omega_0 - \kappa)t} - 1}{\kappa - \omega_0} \right] = \tilde{e}^{i\omega_0 t} \int_0^\infty d\nu \vec{E}_1(\nu) \vec{E}_2(\nu) \times$$

$$\times \frac{e^{i(\omega_0 - \nu)t} - 1 - it(\omega_0 - \nu)}{(\omega_0 - \nu)^2}; \quad (12)$$

$\vec{E}_1(\nu) \vec{E}_2(\nu)$ определяется с помощью (3), (4) и (Б. 21). Учитывая, что во втором приближении теории возмущений в $E_1^B(\omega)$ ω_1 можно заменить на ω_0 , так как учет их отличия от ω_0 , характеризующийся величиной ϵ , выходит за рамки приближения, а ω_0 , свою очередь, можно заменить на ω по той же причине (см. (24) в [5]), получаем

$$(\vec{E}_1(\nu) \vec{E}_2(\nu)) = \frac{2e^2 \chi}{\pi m} \cdot \frac{\nu^3 g^2(\nu)}{(\nu + \chi)^2} \left\{ \frac{\sin \nu R}{\nu R} + \frac{\cos \nu R}{(\nu R)^2} - \frac{\sin \nu R}{(\nu R)^3} \right\}. \quad (13)$$

Интеграл в (12) можно вычислить аналитически, сведя его к табличным интегралам. Получается очень громоздкая формула, содержащая, кроме элементарных функций, интегральные синус, косинус и интегральную показательную функцию. Значения $|A_{т.в.}(t)| = |A_{т.в.}^{(1)}(t) + A_{т.в.}^{(2)}(t)|$ для ранее выбранных ω_0 , μ^2 и R при различных t вычислялись по этой формуле с помощью ЭЦВМ. Для проверки результатов интеграл в (12) был взят также численно для тех же значений и таким же способом, как (5). Результаты обоих способов интегрирования совпали. Полученные $|A_{т.в.}(t)|$ приведенные в табл. 1, ошибка вычислений составляет $\approx \pm 10^{-10}$.

Сравнивая результаты вычислений, произведенных в рамках второго приближения теории возмущений, с точным решением (табл. 1), видим, что до $t = 18\lambda$ в пределах точности вычислений результаты совпадают, а при $18\lambda \leq t \leq 30\lambda$ разница составляет 1% и меньше. Далее отличие растет со временем, достигая 10% при $t = 450\lambda$. По теории возмущений $|A(t)|$ возрастает линейно, точное решение растет медленнее, обнаруживая "затухание".

Заключаем, что $A_{т.в.}(t)$ достаточно хорошо представляет точную амплитуду $A(t)$ в области значений t до R и около R , которые и представляют для нас особый интерес. Оказывается, что для $A_{т.в.}(t)$ мы можем по-

лучить приближенное выражение при $R \gg \lambda$ (т. е. когда "атомы" достаточно далеки друг от друга) и таких t , когда $1 \ll |R - t|/\lambda \ll \ll R/\lambda$, а также $(|R - t|/\lambda)^3 \ll (R/\lambda)^2$.

Используя асимптотические разложения интегральных синусов и косинусов и интегральной показательной функции, можно получить

$$A_{T.B.}(t) \approx$$

$$\approx \begin{cases} -\frac{2e^2}{\pi m R} \cdot \frac{1}{x^3(t-R)^3}, & t < R; \quad 1 \ll |R-t|/\lambda \ll R/\lambda, \quad (|R-t|/\lambda)^3 \ll (R/\lambda)^2; \\ i \frac{e^2}{2mR} \cdot \frac{\mu^2}{\mu^2 + x^2} e^{i(R-t)x} (t-R), & t > R; \quad (R/\lambda) \gg 1. \end{cases} \quad (14)$$

В (14) выписаны только самые главные члены в каждой области значений t ; μ — параметр обрезания.

Таблица 1

$t\omega_0$	$ A(t) $	$ A_{T.B.}(t) $	$ \bar{A}_{T.B.}(t) $
0	$1.8 \cdot 10^{-10}$	0	0
2	$1.9 \cdot 10^{-8}$	$1,921 \cdot 10^{-8}$	$1,210 \cdot 10^{-7}$
4	$2.2 \cdot 10^{-8}$	$2,208 \cdot 10^{-8}$	$6,032 \cdot 10^{-8}$
6	$0.6 \cdot 10^{-8}$	$0,596 \cdot 10^{-8}$	$3,130 \cdot 10^{-7}$
8	$2.4 \cdot 10^{-8}$	$2,479 \cdot 10^{-8}$	$1,872 \cdot 10^{-7}$
10	$4.0 \cdot 10^{-8}$	$3,988 \cdot 10^{-8}$	$3,677 \cdot 10^{-7}$
12	$4.0 \cdot 10^{-8}$	$3,969 \cdot 10^{-8}$	$7,594 \cdot 10^{-7}$
14	$9.0 \cdot 10^{-8}$	$9,053 \cdot 10^{-8}$	$2,457 \cdot 10^{-7}$
16	$2.28 \cdot 10^{-7}$	$2,277 \cdot 10^{-7}$	$1,161 \cdot 10^{-6}$
18	$7.78 \cdot 10^{-7}$	$7,765 \cdot 10^{-7}$	$2,471 \cdot 10^{-6}$
20	$8,613 \cdot 10^{-6}$	$8,612 \cdot 10^{-6}$	$6,107 \cdot 10^{-6}$
22	$3,719 \cdot 10^{-5}$	$3,723 \cdot 10^{-5}$	$3,297 \cdot 10^{-5}$
24	$6,823 \cdot 10^{-5}$	$6,836 \cdot 10^{-5}$	$6,712 \cdot 10^{-5}$
26	$1,009 \cdot 10^{-4}$	$1,011 \cdot 10^{-4}$	$1,007 \cdot 10^{-4}$
28	$1,337 \cdot 10^{-4}$	$1,341 \cdot 10^{-4}$	$1,331 \cdot 10^{-4}$
30	$1,665 \cdot 10^{-4}$	$1,670 \cdot 10^{-4}$	$1,665 \cdot 10^{-4}$
200	$2,863 \cdot 10^{-3}$	$2,983 \cdot 10^{-3}$	
450	$6,472 \cdot 10^{-3}$	$7,125 \cdot 10^{-3}$	

Опишем способ приближенного интегрирования, который сразу приводит к формуле (14). Прежде всего заменяем в (13) $\sin \nu R$ и $\cos \nu R$ их представлениями через экспоненты:

$$A_{\text{T.B.}}^{(2)}(t) = \frac{e^2 \chi e^{-i\gamma t}}{\pi m} \int dz \frac{z^3 g^2(z)}{(z+\chi)^2} \cdot \frac{e^{i(\chi-z)t} - 1 - it(\chi-z)}{(\chi-z)^2} \times \\ \times \left\{ e^{iRz} \left[-1 + \frac{1}{zR} + \frac{i}{(zR)^2} \right] + e^{-iz} \left[i + \frac{1}{zR} - \frac{1}{(zR)^2} \right] \right\}. \quad (15)$$

Исходный контур интегрирования — действительная полуось $(0, \infty)$. Будем рассматривать подынтегральную функцию в (15) как сумму четырех членов, содержащих $\exp(iRz)$, $\exp(-iRz)$, $\exp(-i(R+t)z)$ и $\exp i(R-t)z$. Тогда интеграл по $(0, \infty)$ можно свести к интегралам по лучам C' (для членов, содержащих $\exp iRz$ и $\exp i(R-t)z$, когда $t < R$) и C'' (для членов с $\exp iRz$, $\exp i-(R+t)z$ и $\exp i(R-t)z$ при $t > R$), так как на других C'_ρ и C''_ρ большого радиуса ρ каждый рассматриваемый член стремится к нулю при $\rho \rightarrow \infty$ (рис. 1). У подынтегральной функции в (15) нет полюса в точке $z = \chi$, но у каждого ее слагаемого, рассматриваемого отдельно, в $z = \chi$ — полюс второго

порядка. Поэтому, чтобы иметь возможность интегрировать по $(0, \infty)$ в каждом слагаемом, мы смещаем этот полюс в нижнюю полуплоскость, заменяя в знаменателе (15) $x - z$ на $x - i\eta - z$. Получаем таким образом $A_{\text{т.в.}}^{(2)}(\eta)$, причем, конечно, $\lim_{\eta \rightarrow 0} A_{\text{т.в.}}^{(2)}(\eta) = A_{\text{т.в.}}^{(2)}$. На C' и C''

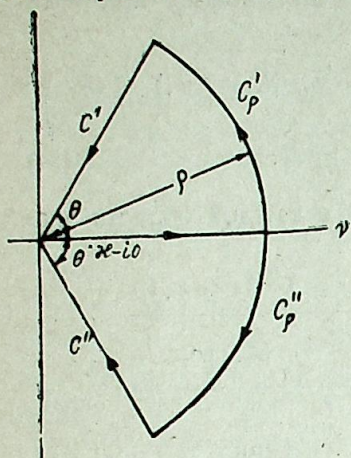


Рис.

соответствующие экспоненты будут быстро затухающими функциями, поэтому при условии, что $xR \gg 1$ и $x|R - t| \gg 1$, основной вклад в интегралы будут вносить только те z , модуль которых $|z| \ll x$. Это позволяет значительно упростить подынтегральное выражение в (15), в частности заменить множитель $g^2(z)/(x - z)^2(x + z)^2$ на $1/x^4$, после чего все интегралы оказываются уже табличными и после недолгих вычислений получаем (14).

Обсудим полученные результаты. Сам по себе результат численного расчета для одного конкретного значения R , произведенный в § 1, еще ни о чем не говорит. Дело в том, что при введении физических операторов были сделаны два приближе-

ния: во-первых, в разложении кулоновского взаимодействия по степеням $1/R$ не учитывались члены, пропорциональные R^{-4} и еще меньшие, и, во-вторых, в качестве выражений для $E_1^B(v)$ и $E_2^B(v)$ брались их нулевые приближения, наименьшие по e^2 . Отброшенные члены тоже дают вклад в амплитуду передачи возбуждения, поэтому надо еще убедиться, что вычисленная амплитуда $A(t)$ много больше возможных поправок за счет отброшенных членов.

1. Вклад в $A(t)$ от неучтенных членов в разложении кулоновского взаимодействия может быть оценен по теории возмущений. Оказалось, что вклад от первого неучтенного члена (пропорционального R^{-4}) вообще нулевой, а от следующего составляет $i \frac{27 e^2}{16 x^2 m^2} \cdot \frac{t}{R^5}$.

Сравнивая последнюю величину с той, какую дает (14), убеждаемся, что наибольший вклад от неучтенных членов в разложении кулоновского взаимодействия значительно меньше, чем вычисленная амплитуда, когда t близко к R .

2. Из табл. 1 видно, что эффект пропорционален e^2 . Если в (12) учесть члены следующего приближения к $\bar{E}_1$ и $\bar{E}_2$, которые в e^2 раз меньше членов нулевого приближения, то получим поправку к $A(t)$ порядка e^4 .

Таким образом из изложенного следует, что полная вероятность $w(t)$ найти второй электрон в возбужденном состоянии до момента $t = R/c$ не равна нулю.

В связи с последним утверждением обсудим такое возражение: является ли полученный не причинный эффект следствием перекрывания волновых функций электронов* и введения обрезания $g^2(\omega)$? Оценим эффект, который можно ожидать от этих причин. Наши электроны локализованы осцилляторными потенциалами около точек $(+\vec{d})$ и $(-\vec{d})$ в областях размером $l \approx 1/\sqrt{m\lambda}$. Поскольку $R \gg \lambda = 1/x$, то тем более $R \gg l$. Вне этих областей волновые функции электронов спадают экспоненциально. Поэтому, если бы наблюдаемый не причинный

* Вид гамильтониана (1) отражает тот факт, что осцилляторный потенциал первого электрона не действует на второй, и наоборот.

эффект обуславливался бы только перекрыванием волновых функций электронов, то при увеличении расстояния R между ямами вдвое $A(t)$ уменьшалось бы не в ≈ 2 раза, как это дает формула (14) для t , близких к R , а в $(e^{(2R)^2/2R}/e^{R^2/2R})$ раз. Для рассматриваемого случая $R = 20\lambda$ это отношение равно $e^{5.1600}/e^{5.400} = e^{6000}$!

Введенное обрезание $g^2(\omega) = \mu^2/(\mu^2 + \omega^2)$ с параметром $\mu = \sqrt{m}x$ размывает взаимодействие электронов с электромагнитным полем по области такого же микроскопического размера l .

§ 3. Теория возмущений. „Голые“ операторы.

Сравним результаты, полученные нами в формализме физических состояний, с результатами обычного формализма, использующего „голые“ состояния.

Если гамильтониан модели выразить через так называемые „голые“ операторы (см. (14) в работе [5]), то получим гамильтониан взаимодействия:

$$h'_r = \frac{S_r}{2x} (-a_{1r} a_{2r} - a_{1r}^+ a_{2r}^+ + a_{1r} a_{2r}^+ + a_{1r}^+ a_{2r}) + \\ + \frac{Vx}{2} \int_0^\infty d\kappa \sum_{a=1}^2 \left\{ \epsilon_{1a}^r(\kappa) [a_{1r} a_{ar}(\kappa) + a_{1r}^+ a_{ar}^+(\kappa) + a_{1r}^+ a_{ar}(\kappa) + a_{1r} a_{ar}^+(\kappa)] + \right. \\ \left. + \epsilon_{2a}^r(\kappa) [a_{2r} a_{ar}(\kappa) + a_{2r}^+ a_{ar}^+(\kappa) + a_{2r} a_{ar}^+(\kappa) + a_{2r}^+ a_{ar}(\kappa)] \right\} + \quad (16)$$

$$+ \frac{1}{2} \int_0^\infty d\kappa \int_0^\infty d\kappa' \sum_{a=1}^2 \epsilon_{1a}^r(\kappa) \epsilon_{2a}^r(\kappa') [a_{ar}(\kappa) a_{ar}(\kappa') + a_{ar}^+(\kappa) a_{ar}^+(\kappa') + \\ + a_{ar}^+(\kappa) a_{ar}(\kappa') + a_{ar}(\kappa) a_{ar}^+(\kappa')],$$

$$\text{где } S_r = \begin{cases} e^2/R^3 m, & r = x, y; \\ -2e^2/R^3 m, & r = z; \end{cases} \quad (17)$$

$$\epsilon_{1a}^r(\kappa) = \begin{cases} -e \sqrt{\frac{\kappa}{m}} g(\kappa) f_{a1}\left(\kappa, \frac{R}{2}\right), & r = x, y; \\ -e \sqrt{\frac{\kappa}{m}} g(\kappa) f_{a0}\left(\kappa, \frac{R}{2}\right), & r = z; \end{cases} \quad (18)$$

$$\epsilon_{2a}^r(\kappa) = (-1)^{a+1} \epsilon_{1a}^r(\kappa). \quad (19)$$

Функции $f_{a1}\left(\kappa, \frac{R}{2}\right)$ и $f_{a0}\left(\kappa, \frac{R}{2}\right)$ см. в приложении Б.

Теперь начальное состояние рассматриваемой задачи будет описываться вектором $a_{1x}^+ \mathcal{Q}_0$, а конечное — вектором $a_{2x}^+ \mathcal{Q}_0$, где $\mathcal{Q}_0$ — собственное состояние свободного гамильтониана с наименьшей энергией. Повторяя вычисления, аналогичных тем, которые были произведены ранее в формализме физических операторов, находим, что

$$\bar{A}_{\text{т.в.}}^{(1)}(t) = -it \langle a_{2x}^+(t) \mathcal{Q}_0, h'_x a_{1x}^+(0) \mathcal{Q}_0 \rangle = -it \frac{S_x}{2x} e^{-xt} \quad (20)$$

* Стоит впрочем отметить, что в нашей модели не причинные члены описанного происхождения вообще не могут появиться при самом точном решении. В силу полного приближения фотоны рождаются и уничтожаются в точках $(\pm \vec{d})$, а не в точках, где находятся электроны (или в областях около точек, где находятся электроны). Можно сказать, что ди-роны, из-за введения в теорию обрезания фактора, делают теорию рассматриваемой модели более локальной, чем настоящая электродинамика.

(здесь и в дальнейшем черта над амплитудой $A_{т.в.}(t)$ означает, что теория возмущений рассматривается в формализме „голых“ состояний). Во втором порядке теории возмущений теперь возможны два типа промежуточных состояний: $a_{\alpha\kappa}^+(\kappa) \mathcal{Q}_0$ и $a_{1\kappa}^+ a_{2\kappa}^+ a_{\alpha\kappa}^+(\kappa) \mathcal{Q}_0$, поэтому

$$A_{т.в.}^{(2)}(t) = \frac{\kappa e^{-i\kappa t}}{4} \int_0^\infty d\kappa (\vec{\epsilon}_1^x(\kappa) \vec{\epsilon}_2^x(\kappa)) \left\{ \frac{1}{\kappa - \chi} \left[it + \frac{e^{i(\chi - \kappa)t} - 1}{\kappa - \chi} \right] + \frac{1}{\kappa + \chi} \left[it + \frac{e^{i(\chi + \kappa)t} - 1}{\kappa + \chi} \right] \right\}, \quad (21)$$

где (см. (18), (19) и (Б. 21, 22)).

$$(\vec{\epsilon}_1^x(\kappa) \vec{\epsilon}_2^x(\kappa)) = \frac{2e^2}{\pi m} g^2(\kappa) \left\{ \frac{\sin \kappa R}{\kappa R} + \frac{\cos \kappa R}{(\kappa R)^2} - \frac{\sin \kappa R}{(\kappa R)^3} \right\}. \quad (22)$$

Интеграл (21) определялся численно на ЭЦВМ БЭСМ-6 таким же способом, как (5) и (12) для того же случая $R = 20\lambda$, $\chi = m/10$ и $g^2(\kappa) = \mu^2/(\mu^2 + \kappa^2)$, где $\mu^2 = 10\chi^2$. Результаты приведены в последней колонке табл. 1 (ошибка вычислений $|A_{т.в.}(t)|$ такая же, как у $A_{т.в.}(t)$).

Сразу бросается в глаза, что непричинный эффект в формализме „голых“ состояний в несколько раз, иногда на целый порядок больше, чем при описании с помощью физических состояний. Более детально об этом свидетельствует асимптотическое приближение:

$$\bar{A}_{т.в.}(t) \approx \begin{cases} \frac{e^2}{2\pi m R} \cos \chi t e^{-i\chi t} \frac{1}{\chi(R-t)}, & t < R; \lambda \ll |R-t| \ll R; \\ i \frac{e^2}{2mR} \cdot \frac{\mu^2}{\mu^2 + \chi^2} e^{i(R-t)} \chi(t-R), & t > R; R \gg \lambda. \end{cases} \quad (23)$$

Сравнивая (23) и (14), видим, что в области $t > R$ выписанные главные члены у $\bar{A}_{т.в.}(t)$ и $A_{т.в.}(t)$ одинаковы (см. также табл. 1), а в области $t < R$ имеется существенное различие. В „голом“ формализме непричинная часть амплитуды пропорциональна $(R-t)^{-1}$, а в физическом — $(R-t)^{-3}$.

§ 4. Исследование зависимости точного решения от e^2 и R

В приложении А показано, что ϵ — величина порядка e^2/R^4 . Такими величинами мы пренебрегали, когда выписывали $A(t)$ в форме (14), годный при $R > 1000\lambda$ (в частности мы пренебрегаем $A_{т.в.}^{(1)}(t) \sim \epsilon$). Хотя (14) не годится для $R = 20\lambda$, но все же можно ожидать, что при t , близких к R , учет ϵ не будет качественно изменять поведение $w(t)$. Поскольку численный расчет в предположении $\epsilon = 0$ проще, то при исследовании зависимости $A(t)$ от e^2 и R это будем предполагать. В рассматриваемом случае $\Gamma_1 = \Gamma + \gamma$ и $\Gamma_2 = \Gamma - \gamma$, где

$$\Gamma(\omega) = \frac{2e^2\omega_0}{3m} \cdot \frac{\omega^3 g^2(\omega)}{(\omega + \omega_0)^2}, \quad (24)$$

$$\gamma(\omega) = \frac{3}{2} \Gamma(\omega) \left\{ \frac{\sin \omega R}{\omega R} + \frac{\cos \omega R}{(\omega R)^2} - \frac{\sin \omega R}{(\omega R)^3} \right\} \quad (25)$$

Соответственно $\nu_1 = \Lambda + \lambda$, а $\nu_2 = \Lambda - \lambda$, где

$$\Lambda(\omega) = \frac{1}{\pi} p \int_0^\infty d\nu \frac{\Gamma(\nu)}{\nu - \omega}, \quad \lambda(\omega) = \frac{1}{\pi} p \int_0^\infty d\nu \frac{\gamma(\nu)}{\nu - \omega}. \quad (26)$$

Тогда (5) приобретает вид ($A(t)$ при $\epsilon = 0$ будем обозначать через $A_0(t)$)

$$A_0(t) = \frac{1}{2\pi} \int_0^\infty d\omega e^{-i\omega t} \frac{\gamma [\Gamma^2 + \gamma^2 + \lambda^2 (\omega - \omega_0 + \Lambda)^2]}{[\Gamma^2 + \gamma^2 + \lambda^2 + (\omega - \omega_0 + \Lambda)^2]^2} \rightarrow \frac{2\Gamma [\Gamma\gamma + \lambda(\omega - \omega_0 + \Lambda)]}{-4 [\Gamma\gamma + \lambda(\omega - \omega_0 + \Lambda)]^2} \quad (27)$$

Интеграл (27) вычислялся численно по методу Гаусса (процесс интегрирования такой же, как при вычислении (5) в § 1*). Результаты для $|A_0(t)|$ приведены в табл. 2, в ее третьей колонке для сравнения даны $|A_{т.в.}^{(2)}(t)|$, т. е. $A_{т.в.}(t)$ без члена $A_{т.в.}^{(1)}(t) \sim \epsilon$. Ошибка вычислений $|A_0(t)|$ составляет $\pm 3 \cdot 10^{-11}$.

Таблица 2

$i\omega_0$	$ A_0(t) $	$ A_{т.в.}^{(2)}(t) $
0	$0,9 \cdot 10^{-11}$	0
2	$1,99 \cdot 10^{-8}$	$1,996 \cdot 10^{-8}$
4	$5,82 \cdot 10^{-8}$	$5,816 \cdot 10^{-8}$
6	$7,18 \cdot 10^{-8}$	$7,181 \cdot 10^{-8}$
8	$7,05 \cdot 10^{-8}$	$7,072 \cdot 10^{-8}$
10	$1,331 \cdot 10^{-7}$	$1,335 \cdot 10^{-7}$
12	$1,636 \cdot 10^{-7}$	$1,634 \cdot 10^{-7}$
14	$0,660 \cdot 10^{-7}$	$0,663 \cdot 10^{-7}$
16	$3,237 \cdot 10^{-7}$	$3,263 \cdot 10^{-7}$
18	$9,422 \cdot 10^{-7}$	$9,397 \cdot 10^{-7}$
20	$8,508 \cdot 10^{-6}$	$8,497 \cdot 10^{-6}$
22	$3,719 \cdot 10^{-5}$	$3,723 \cdot 10^{-5}$
24	$6,828 \cdot 10^{-5}$	$6,841 \cdot 10^{-5}$
26	$1,009 \cdot 10^{-4}$	$1,012 \cdot 10^{-4}$
28	$1,338 \cdot 10^{-4}$	$1,342 \cdot 10^{-4}$
30	$1,666 \cdot 10^{-4}$	$1,671 \cdot 10^{-4}$

Сравнивая вторые колонки табл. 2 и 1, видим, что при $t > 16\lambda$ учет ϵ качественно не меняет картину, как и ожидалось. Далее величина $A_{т.в.}^{(2)}(t)$ достаточно хорошо передает (27).

Таблица 3

t, ω_0	$ A_0(t) $		
	$R = 20\lambda$	$R = 40\lambda$	$R = 200\lambda$
$R - 10\lambda$	$1,331 \cdot 10^{-7}$	$3,3 \cdot 10^{-8}$	$1,9 \cdot 10^{-9}$
$R - 5\lambda$	$1,372 \cdot 10^{-7}$	—	$1,15 \cdot 10^{-8}$
R	$8,5082 \cdot 10^{-6}$	$4,201 \cdot 10^{-6}$	$8,349 \cdot 10^{-7}$
$R - 5\lambda$	$8,45342 \cdot 10^{-5}$	—	$8,3827 \cdot 10^{-6}$
$R - 10\lambda$	$1,665842 \cdot 10^{-4}$	$8,3089 \cdot 10^{-5}$	$1,65948 \cdot 10^{-5}$

Как уже упоминалось, при наличии в модели двух приближений (см. § 2) необходимо показать, что вычисленная амплитуда действительно представляет основную, главную часть амплитуды передачи

* А. И. Широков (ЛВТА ОИЯИ) был произведен независимый расчет интеграла (27), давший те же результаты в пределах ошибок вычислений. Пользуясь случаем, хочу поблагодарить А. И. Широкова за эти многочисленные расчеты.

возбуждения. В § 2 это было сделано с помощью формул теории возмущений для асимптотического случая, когда $R \gg \lambda$, $1 \ll |R - t|/\lambda \ll R/\lambda$ и $(|R - t|/\lambda)^3 \ll (R/\lambda)^2$. Однако можно вовсе не обращаться к теории возмущений и не ограничиваться асимптотическим приближением, а получить представление о зависимости точного решения $|A_0(t)|$ от R и $e^2 = \alpha$ чисто численным методом. С этой целью, кроме $R = 20\lambda$, были произведены расчеты для $R = 40\lambda$ и $R = 200\lambda$ при $\alpha = 1/137$. Далее при фиксированном $R = 20\lambda$, кроме $\alpha = 1/137$, были рассмотрены случаи, когда $\alpha = 1/2 \cdot 137$ и $\alpha = 2/137$. Результаты приведены в табл. 3 и 4 (в выписанных числах таблиц неверна последняя цифра).

Таблица 4

t/ω_0	$ A_{1/137}(t) $	$ A_{2/137}(t) $	$\frac{ A_{2/137} }{ A_{1/137} }$	$ A_{1/2 \cdot 137} $	$\frac{ A_{1/137} }{ A_{1/2 \cdot 137} }$
5	$7,01 \cdot 10^{-8}$	$1,403 \cdot 10^{-7}$	2,00	$3,49 \cdot 10^{-8}$	2,01
10	$1,331 \cdot 10^{-7}$	$2,656 \cdot 10^{-7}$	1,99	$6,63 \cdot 10^{-8}$	2,01
15	$1,372 \cdot 10^{-7}$	$2,699 \cdot 10^{-7}$	1,97	$6,81 \cdot 10^{-8}$	2,01
20	$8,5082 \cdot 10^{-6}$	$1,70263 \cdot 10^{-5}$	2,001	$4,2540 \cdot 10^{-6}$	2,000
25	$8,45342 \cdot 10^{-5}$	$1,686928 \cdot 10^{-4}$	1,9955	$4,23153 \cdot 10^{-5}$	1,9977
30	$1,665842 \cdot 10^{-4}$	$3,320410 \cdot 10^{-4}$	1,9932	$8,34347 \cdot 10^{-5}$	1,9966

Теперь, располагая данными (табл. 3 и 4), обсудим приближения модели.

1. Из табл. 3 следует, что при t , близких к R , $|A_0(t)|$ убывает гораздо медленнее, чем вклад в амплитуду передачи возбуждения от неучтенных членов в кулоновском взаимодействии (он пропорционален t/R^5 , см. § 2).

2. Нулевые приближения к $\vec{E}_1^2$ и $\vec{E}_2^2$ пропорциональны e^2 , а поправка к ним $\sim e^4$. Как следует из табл. 4, $|A_0(t)|$ с большой точностью пропорционально e^2 для $t < R$ и близких к R . С этим фактом хорошо согласуются данные, приведенные в табл. 2: для $0 < t \ll 30\lambda$ результаты, полученные для $|A_0(t)|$ по теории возмущений в рамках ее второго приближения, которое описывают эффекты второго порядка по e , совпадают с результатами точного решения.

Если бы величина $A_0(t)$ была бы сравнима с тем вкладом, который могут дать поправки к $\vec{E}_1^2$ и $\vec{E}_2^2$, то она была бы не пропорциональна e^2 , но $\sim e^4$, например.

Таким образом, исследование точного решения в зависимости от e^2 и R подтверждает вывод, сделанный в § 2 с помощью теории возмущений, что вычисленная величина $|A(t)|$ представляет основную, главную часть амплитуды передачи возбуждения от первого атома второму.

В заключение пользуюсь возможностью *bona fide* поблагодарить М. И. Широкову за постановку задачи, а также за внимание к работе и обсуждения.

Вычисление ϵ . В § 2 работы [5] для нормальных осцилляторных частот электронов ω_1 и ω_2 было получено

$$\omega_1^2 - \omega_2^2 = 2 \left[S + \int_0^\infty d\kappa \kappa \sum_{a=1}^2 \xi_1^a(\kappa) \xi_2^a(\kappa) \right], \quad (\text{A. 1})$$

Приложение А

$$\xi_i^a(\kappa) = \frac{1}{\sqrt{\kappa}} \alpha_i^a(\kappa) - \xi_i^a(\kappa), \quad i = 1; 2;$$

где

$$\alpha_{1,2}^a(\kappa) = \frac{\kappa \sqrt{\kappa}}{2} \left\{ \left[\frac{1}{\kappa + \omega_1} + \frac{1}{\kappa + \omega_2} \right] \epsilon_{1,2}^a(\kappa) + \frac{\omega_2 - \omega_1}{(\kappa + \omega_1)(\kappa + \omega_2)} \epsilon_{2,1}^a(\kappa) \right\}; \quad (\text{A. 2})$$

S и $\epsilon_i^a(\kappa)$ определены в формулах (17), (18) и (19).

Подставив (A. 2) в (A. 1), после алгебраических преобразований получаем

$$\begin{aligned} & (\omega_1 - \omega_2) \cdot \left(1 - \frac{1}{2\omega_0} \int_0^\infty d\kappa \vec{\epsilon}_1^2(\kappa) \kappa^2 \left[\frac{\omega_1}{(\kappa + \omega_1)^2 (\kappa + \omega_2)} + \frac{\omega_2}{(\kappa + \omega_2)^2 (\kappa + \omega_1)} \right] \right) = \\ & = \frac{1}{\omega_0} \left(S + \frac{1}{2} \int_0^\infty d\kappa (\vec{\epsilon}_1(\kappa) \vec{\epsilon}_2(\kappa)) \kappa \left[\frac{\omega_1^2}{(\omega_1 + \kappa)^2} + \frac{\omega_2^2}{(\kappa + \omega_2)^2} \right] \right). \quad (\text{A. 3}) \end{aligned}$$

В (A. 3) $\omega_0 = (\omega_1 + \omega_2)/2$ (см. (38) в [5]).

Интеграл с $\vec{\epsilon}_1^2(\kappa)$ в (A. 3) может быть легко оценен, он оказывается $< \frac{2e^2}{3} \cdot \frac{\omega_0}{\mu} \ll 1$, пренебрегая им по сравнению с 1, с достаточной точностью имеем

$$\epsilon = \frac{\omega_1 - \omega_2}{\omega_1 + \omega_2} = \frac{1}{2\omega_0^2} \left[S + \int_0^\infty d\kappa (\vec{\epsilon}_1(\kappa) \vec{\epsilon}_2(\kappa)) \kappa \left\{ \frac{\omega_1}{(\kappa + \omega_1)^2} + \frac{\omega_2}{(\kappa + \omega_2)^2} \right\} \right]. \quad (\text{A. 4})$$

Интеграл в (A. 4) был вычислен точно, путем сведения его к табличному. При $R \gg \lambda$ можно использовать известные асимптотические разложения для встречающихся в полученной формуле интегральных синусов, косинусов и интегральной показательной функции. Пренебрегая членами порядка $1/R^5$ и еще меньшими, получаем для случая $r = x$ или y

$$\epsilon \approx \left(\frac{1}{2\omega_0^2} \left(S - \frac{e^2}{R^3 m} + \frac{16 e^2}{\pi m \omega_0 R^4} \right) \right) = \frac{8 e^2}{\pi m \omega_0^3 R^4}. \quad (\text{A. 5})$$

Для проверки вычислений было проведено также приближенное интегрирование с заменой контура интегрирования с выходом на комплексную плоскость (такой способ описан в § 2).

Если $r = z$ аналогичные вычисления дают результат, отличающийся от (A. 5) только знаком.

Для случая $R = 20\lambda$ ϵ вычислялось с помощью ЭЦВМ БЭСМ-6. Интеграл (A. 4) в пределах от 0 до 30 считался по методу Гаусса

(см. § 1), а $\int_{30}^\infty$ был определен аналитически. В результате получено,

что для $R = 20\lambda$ $\epsilon = 119 \cdot 10^{-8}$. Это число было проверено также по полученной точной формуле. Приближенная формула (A. 5) дает $1,16 \cdot 10^{-8}$.

Приложение Б

Векторные двухточечные функции

1. При построении модели [5] оператор электромагнитного поля $\vec{A}(\vec{x})$ был разложен по полной системе векторных соленоидальных двухточечных функций $\vec{G}_{\lambda m}^{(s)}(\kappa, \vec{x})$, построенных в [8]. Там же были приведены их значения в точках $(\pm \vec{d}) = (\pm \vec{R}/2)$:

$$\begin{aligned}\vec{G}_{1,\pm 1}^{(+)}(\vec{d}) &= [(N_1^{1,m})^2 + (N_1^{1,e})^2]^{1/2} [2N_1^{1,m} N_1^{1,e}]^{-1} \vec{\xi}_{\pm 1} = \vec{G}_{2,\pm 1}^{(+)}(-\vec{d}), \quad (\text{Б. 1}) \\ \vec{G}_{2,\pm 1}^{(+)}(\vec{d}) &= [(N_2^{1,m})^2 + (N_2^{1,e})^2]^{1/2} [2N_2^{1,m} N_2^{1,e}]^{-1} \vec{\xi}_{\pm 1} = -\vec{G}_{1,\pm 1}^{(+)}(-\vec{d}), \\ \vec{G}_{1,0}^{(+)}(\vec{d}) &= [2N_1^{0,e}]^{-1} \xi_0 = \vec{G}_{1,0}^{(+)}(-\vec{d}), \\ \vec{G}_{2,0}^{(+)}(\vec{d}) &= [2N_2^{0,e}]^{-1} \xi_0 = -\vec{G}_{2,0}^{(+)}(-\vec{d}).\end{aligned}$$

Остальные функции $\vec{G}_{\lambda m}^{(e)}(\kappa, \vec{x})$ в этих точках равны нулю. В формулах (Б. 1)

$$[2N_1^{0,e}]^{-1} = \frac{1}{2\kappa d \sqrt{\pi}} \left\{ \sum_{L=1}^{\infty} L(L+1)(2L+1) j_L^2(\kappa d) \right\}^{1/2} = \frac{1}{2\kappa d \sqrt{\pi}} = W_1(\kappa d), \quad (\text{Б. 2})$$

$$[2N_2^{0,e}]^{-1} = \frac{1}{2\kappa d \sqrt{\pi}} \left\{ \sum_{L=2}^{\infty} L(L+1)(2L+1) j_L^2(\kappa d) \right\}^{1/2} = \frac{1}{2\kappa d \sqrt{\pi}} W_2(\kappa d);$$

$$\begin{aligned}[2N_1^{1,m}]^{-1} &= \frac{1}{2\sqrt{2\pi}} \left\{ \sum_{L=2}^{\infty} (2L+1) j_L^2(\kappa d) \right\}^{1/2} = \\ &= \frac{1}{2\pi \sqrt{2}} \left\{ 1 + \frac{\sin 2\kappa d}{2\kappa d} - \frac{2 \sin^2 \kappa d}{(\kappa d)^2} \right\} = \frac{1}{2\sqrt{2\pi}} T_1(\kappa d), \\ [2N_2^{1,m}]^{-1} &= \frac{1}{2\sqrt{2\pi}} \left\{ \sum_{L=1}^{\infty} (2L+1) j_L^2(\kappa d) \right\}^{1/2} = \\ &= \frac{1}{2\pi \sqrt{2}} \left\{ 1 - \frac{\sin 2\kappa d}{2\kappa d} \right\} = \frac{1}{2\sqrt{2\pi}} T_2(\kappa d); \quad (\text{Б. 3})\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}[2N_1^{1,e}]^{-1} &= \frac{1}{2\sqrt{2\pi}} \left\{ \sum_{L=1}^{\infty} \frac{1}{2L+1} [(L+1) j_{L-1}(\kappa d) - \right. \\ &\quad \left. - L j_{L+1}(\kappa d)]^2 \right\}^{1/2} = \frac{1}{2\sqrt{2\pi}} S_1(\kappa d), \\ [2N_2^{1,e}]^{-1} &= \frac{1}{2\sqrt{2\pi}} \left\{ \sum_{L=2}^{\infty} \frac{1}{2L+1} [(L+1) j_{L-1}(\kappa d) - \right. \\ &\quad \left. - L j_{L+1}(\kappa d)]^2 \right\}^{1/2} = \frac{1}{2\sqrt{2\pi}} S_2(\kappa d). \quad (\text{Б. 4})\end{aligned}$$

Здесь $\sum_{L=1}^{\infty}$ обозначает сумму по всем нечетным L , $\sum_{L=2}^{\infty}$ — по всем четным; $j_{\mu}(x) = L_{\mu+1/2}(x)/\sqrt{x}$, $J_{\mu-1/2}(x)$ — функция Весселя. Суммы T_1 и T_2 были вычислены с помощью формулы (1) в п. 5.51, гл. V в кн. Ватсона [9].

В данном приложении описаны вычисления сумм, фигурирующих в (Б. 2) и (Б. 4).

2. Вычисление сумм $W_1(x)$ и $W_2(x)$. Возьмем «формулы сложения» (6) и (7) из § 3, п. 6 в работе Н. Я. Виленкина [10] и положим в них $n=4$, $k=m=j=1$ и $r_1=r_2=r=x$. Используя приведенную там же в п. 1 формулу (2), получим

$$\sum_{L=1}^{\infty} (-1)^{L-1} L(L+1)(2L+1) j_L^2(x) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} x j_1(2x) \quad (\text{Б. 5})$$

и

$$\sum_{L=1}^{\infty} L(L+1)(2L+1) j_L^2(x) = \frac{4x^2}{3\pi}. \quad (\text{Б. 6})$$

При сложении (Б. 5) и (Б. 6) имеем

$$W_1(x) = \frac{2x^2}{3\pi} + \frac{1}{\sqrt{2\pi}} x j_1(2x). \quad (\text{Б. 7})$$

Соответственно, при вычитании (Б. 5) из (Б. 6)

$$W_2(x) = \frac{2x^2}{3\pi} - \frac{1}{\sqrt{2\pi}} x j_1(2x). \quad (\text{Б. 8})$$

Для проверки формулы (Б. 7) и (Б. 8) были получены также другим способом, использующим известное разложение плоской волны (см., например, (6,5) в кн. Роуза [11]).

3. Вычисление сумм $S_1(x)$ и $S_2(x)$. Можно проверить, что

$$S_{1,2}(x) = \frac{1}{x^2} \left(W_{1,2}(x) + T_{1,2}(x) - U_{1,2}(x) + \frac{1}{x} V_{1,2}(x) \right), \quad (\text{Б. 9})$$

где T и W — известные суммы,

$$U_{1,2}(x) = \sum_{L=1,2}^{\infty} (2L+1) j_{L-1}(x) j_{L+1}(x), \quad (\text{Б. 10})$$

$$V_{1,2}(x) = \sum_{L=1,2}^{\infty} (2L+1) \left\{ \frac{1}{x} j_L(x) - j_{L+1}(x) \right\} j_L(x); \quad (\text{Б. 11})$$

$U_{1,2}(x)$ можно свести к известным суммам:

$$\begin{aligned}U_1(x) &= \frac{1}{2x^2} \left(4W_1(x) + T_1(x) - T_2(x) - \frac{3}{2} j_0^2(x) \right), \\ U_2(x) &= \frac{1}{2x^2} \left(4W_2(x) + T_2(x) - T_1(x) + \frac{1}{2} j_1^2(x) \right); \quad (\text{Б. 12})\end{aligned}$$

$V_{1,2}(x)$ вычисляются так же, как в п. 2 вычислялись $W_{1,2}(x)$, но при помощи «формулы сложения» (10), приведенной в [12].

В результате находим

$$S_1(x) = \frac{1}{\pi} \left\{ \frac{1}{3} + \frac{\sin 2x}{2x} + \frac{1}{(2x)^2} \left(2 - \frac{\sin 2x}{2x} - \cos 2x \right) \right\}, \quad (\text{Б. 13})$$

$$S_2(x) = \frac{1}{\pi} \left\{ \frac{1}{3} - \frac{\sin 2x}{2x} + \frac{1}{(2x)^2} \left(\frac{\sin 2x}{2x} - \cos 2x \right) \right\}, \quad (\text{Б. 14})$$

(Б. 13) и (Б. 14) можно получить другим способом. Так, известно разложение Герцеля плоской волны по электрическим и магнитным мультиполям (см., например, (6, 8) в [13]):

$$\vec{U}_p e^{i\vec{\kappa} \cdot \vec{r}} = \pi \sum_{L=1}^{\infty} \sum_{M=-L}^L i^L \sqrt{2L+1} \cdot D_{Mp}^L(\varphi, \vartheta, 0) \{ \vec{A}_{\kappa L M}^{(m)}(\vec{r}) + + ip \vec{A}_{\kappa L M}^{(e)}(\vec{r}) \}; \quad (\text{Б. 15})$$

ϑ и φ — полярный и азимутальный углы вектора $\vec{\kappa}$. Поэтому

$$\begin{aligned}e^{i\vec{\kappa} \cdot 2\vec{d}} &= (\vec{U}_1 e^{i\vec{\kappa} \cdot \vec{d}}) (\vec{U}_{-1} e^{i\vec{\kappa} \cdot \vec{d}}) = \\ &= \pi^2 \sum_{L=1}^{\infty} \sum_{L'=1}^{\infty} \sum_{M=-L}^L \sum_{M'=-L'}^{L'} i^{L+L'} \sqrt{(2L+1)(2L'+1)} D_{M,1}^L(\varphi, \vartheta, 0) \times\end{aligned}$$

$$\times D_{M',-1}^{L'}(\varphi, \vartheta, 0) (\vec{A}_{KLM}^{(m)}(\vec{d}) + i \vec{A}_{KLM'}^{(l)}(\vec{d}), \\ \vec{A}_{KLM'}^{(m)}(\vec{d}) - i \vec{A}_{KLM}^{(l)}(\vec{d})),$$

где $d = (0, 0, d)$. Так как

$$\int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\pi d\vartheta \sin \vartheta D_{M1}^L(\varphi, \vartheta, 0) D_{M',-1}^{L'}(\varphi, \vartheta, 0) = \\ = (-1)^{L-M} \frac{4\pi}{2L+1} \delta_{LL'} \delta_{M-M'} \quad (Б. 17)$$

(см., например, § 29 в [13]), то после интегрирования обеих частей (Б. 16) по φ и ϑ будем иметь:

$$\int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\pi d\vartheta \sin \vartheta e^{2i\vec{k}\vec{d}} = 4\pi^3 \sum_{L=1}^{\infty} \sum_{M=-L}^{\infty} (-1)^{L-M+1} (\vec{A}_{KLM}^{(m)}(\vec{d}) + \\ + i \vec{A}_{KLM}^{(l)}(\vec{d}), \vec{A}_{KLM}^{(m)}(\vec{d}) - i \vec{A}_{KLM}^{(l)}(\vec{d})) \quad (Б. 18)$$

или

$$\frac{4}{\pi} \frac{\sin 2kd}{2kd} = \sum_{L=1}^{\infty} (-1)^L \left\{ (2L+1) j_L^2(kd) + \frac{1}{(kd)^2} L(L+1) j_L^2(kd) - \right. \\ \left. - \frac{1}{2L+1} [(L+1) j_{L-1}(kd) - L j_L(kd)]^2 \right\}. \quad (Б. 19)$$

При получении (Б. 19) было учтено, что в точке $(\vec{d})$ отличны от нуля только мультиполя $\vec{A}_{KL,\pm 1}^{(m)}(\vec{d})$ и $\vec{A}_{KL,0,\pm 1}^{(l)}(\vec{d})$ и был использован явный вид этих мультиполей (см. (3, 5), (3, 9) и (3, 10) в [8]).

Аналогично исходя из $(\vec{U}_1 e^{i\vec{k}\vec{d}})(\vec{U}_{-1} e^{-i\vec{k}\vec{d}})$, находим, что

$$\frac{4}{\pi} = \sum_{L=1}^{\infty} \left\{ (2L+1) j_L^2(kd) + \frac{1}{(kd)^2} L(L+1) (2L+1) j_L^2(kd) + \right. \\ \left. + \frac{1}{2L+1} [(L+1) j_{L-1}(kd) - L j_L(kd)]^2 \right\}. \quad (Б. 20)$$

Складывая (Б. 19) и (Б. 20) и вычитая одно из другого, заменяя при этом получающиеся ряды $W_{1,2}$ и $T_{1,2}$ их суммами, определяем S_1 и S_2 .

4. В заключение выпишем значения векторных двухточечных функций $\vec{G}_{\Lambda,\pm 1,0}^{(+)}(k, \vec{d})$, $\Lambda = 1, 2$:

$$\vec{G}_{\Lambda,\pm 1}^{(+)}(k, \vec{d}) = \frac{1}{2\pi} \left\{ \frac{2}{3} \pm \left[\frac{\sin 2kd}{2kd} + \frac{\cos 2kd}{(2kd)^2} - \frac{\sin 2kd}{(2kd)^3} \right] \right\}^{1/2} \vec{\xi}_{\pm 1} = \\ = \frac{1}{\sqrt{6\pi}} f_{\Lambda 1}(k, d) \vec{\xi}_{\pm 1}, \quad (Б. 21)$$

$$\vec{G}_{\Lambda,0}^{(+)}(k, \vec{d}) = \frac{1}{\pi\sqrt{2}} \left\{ \frac{1}{3} \pm \left[\frac{\sin 2kd}{(2kd)^3} - \frac{\cos 2kd}{(2kd)} \right] \right\}^{1/2} \vec{\xi}_0 = \\ = \frac{1}{\sqrt{6\pi}} f_{\Lambda 0}(k, d) \vec{\xi}_0. \quad (Б. 22)$$

В (Б. 22, 21) верхний знак перед квадратной скобкой соответствует $\Lambda = 1$, а нижний — $\Lambda = 2$.

1. Гайтлер В. Квантовая теория излучения. ИЛ, М., 1956.
2. Широков М. И. ЯФ, 4, 1077 (1966); Препринт ОИЯИ Р-1719, Дубна, 1964.
3. Ferretti В. В сб. "Old and New Problems in Elementary Particles", New York, 1968, с. 108.
4. Бартон Г. Дисперсионные методы в теории поля. Атомиздат, М., 1968.
5. Еганова И. А., Широков М. И. Препринт ОИЯИ Р2-4645, Дубна, 1969.
6. Широков М. И. Препринт ОИЯИ Р2-4410, Дубна, 1969.
7. Шифф Л. Квантовая механика. ИЛ, М., 1959.
8. Jeganova I. A., Shirokov M. I. Annalen der Physik, 21, 225 (1968).
9. Ватсон Г. Н. Теория Бесселевых функций, ч. I. ИЛ, М., 1949.
10. Виленин Н. Я. Тр. Московского матем. об-ва, 12, 185 (1963).
11. Роуз М. Поля мультиполей. ИЛ, М., 1957.
12. Friedman B. and Russek J. Quarterly of Applied Mathematics 12, 13 (1954).

Институт физики АН Азерб. ССР

Поступило 17. III 1970

И. А. Еганова

Квант электродинамикасы дәгиг һәлл моделинин
һәјәчанланмасынын верилмә сүр'әтинә даир мәсәлә һаггында
ХҮЛАСӘ

Мәгаләдә араларындакы мәсәфә R олан ики атом арасындакы һәјәчанланманын $w(t)$ мүбадилә еһтималынын әдәди вә аналитик һесаблинамасы шәрһ едилмишдир. Системин башлангыч вә сон һаллары вакууму физики вакуум илә үст-үстә дүшән јаранма вә мөһволма физики операторларла тәсвир олунур. $w(t)$ еһтималы „чылпаг“ һаллардан истифадә етмәклә апарылан ади һесаблама заманы алынған еһтимала нисбәтән хејли кичик олур. Одур ки, „чылпаг“ формализмдә сәбәбијјәтсизлик еффеќти әсасән „чылпаг“ формализмин өзүнүн гәнаәтбәхш олмамасынын нәтичәси һесаб едилә биләр. Лакин бурада истифадә олунан үсулда да $w(t)$ еһтималы $t < R/c$ анында моделин тәғрибилији илә изаһ олуна билмәјән сыфьрдан фәрғли гијмәтә маликдир.

К. М. ДАШДАМИРОВ, А. А. ЗАЙЦЕВ, К. И. ЭФЕНДИЕВ

ПОЛОЖИТЕЛЬНЫЙ СТОЛБ РАЗРЯДА ПОСТОЯННОГО ТОКА В ПРОДОЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Как известно [1—3], в положительном столбе разряда низкого давления, помещенном в продольное магнитное поле B , диффузионные потери заряженных частиц становятся аномально большими при увеличении поля выше некоторого критического значения $B_{кр}$. Одновременно в плазме появляются низкочастотные колебания. Кадомцев и Недоспасов [4] теоретически показали, что при $B = B_{кр}$ положительный столб становится неустойчивым по отношению к винтовому возмущению. В работах [5—8] экспериментально были обнаружены нелинейные эффекты в явлении винтовой неустойчивости, выражающиеся в гистерезисном характере зависимости продольного градиента потенциала от магнитного поля вблизи $B_{кр}$ и в увеличении частоты колебаний с ростом B . Нелинейная теория [9] качественно объясняет эти эффекты. Кроме того, в работе [9] получены результаты относительно профиля распределения плотности заряженных частиц по радиусу при слабой надкритичности магнитного поля ($B \gg B_{кр}$).

В настоящей работе экспериментально исследовалось радиальное распределение плотности частиц в условиях, предполагаемых в [9], и влияние добавки молекулярных газов к инертному газу на условия возникновения винтовой неустойчивости положительного столба.

Разряд создавался в цилиндрических стеклянных трубках. Отношение длины трубки к радиусу $L/R \geq 45$. Трубки имели холодные электроды в форме полых цилиндров, изготовленные из молибдена. В качестве рабочих газов применялись спектрально чистый гелий при давлении 0,05—0,6 мм рт. ст. и смеси гелия с азотом и кислородом при общем давлении от 0,1 до 0,8 мм рт. ст. Содержание N_2 и O_2 в смеси менялось от 0 до 25%. Разрядный ток составлял 100 ма. Магнитное поле создавалось соленоидом длиной 60 см и менялось от 0 до 2700 гс. Трубки были снабжены цилиндрическим зондом, который мог передвигаться по радиусу, двумя неподвижными зондами, расположенными на расстоянии 20 см, и плоским стеночным зондом. Плотность заряженных частиц определялась по ионной части вольт-амперной характеристики зонда. Значения $B_{кр}$ находились по скачкообразному изменению продольного электрического поля диффузионного и разрядного токов при увеличении магнитного поля.

Результаты измерения распределения плотности частиц по радиусу при разрядке в чистом гелии представлены на рис. 1. Параметром кривых служит магнитное поле. Величина $B_{кр}$ в этом случае составляет 650 гс. Здесь же пунктирными кривыми обозначены теоретиче-

ские данные, полученные в работе [9]. Величина φ определяется следующим образом:

$$\varphi = \frac{1}{2}(S\gamma y^{1/2} \sin \delta),$$

где

$$y = \mu_e \mu_i B^2, \quad S = \frac{N_i V_i}{N_o (V_e + V_i)},$$

$$\gamma = \left(\frac{\mu_e}{\mu_i} \right)^{1/2} + \left(\frac{\mu_i}{\mu_e} \right)^{1/2};$$

μ_e, μ_i — подвижности, V_e — температура в электронвольтах, N_i и V_i — амплитуды плотности и электрического потенциала винтового возмущения, N_o — плотность частиц на оси при $B = 0$. Индексы e и i относятся к электронам и ионам, соответственно; δ — разность фаз между плотностью и потенциалом винтового возмущения.

Из рисунка видно, что при $B > B_{кр}$ величина отношения $n_r(B)/n_o(B)$ для всех значений r/R больше, чем в случае $B = 0$, и это отношение увеличивается с ростом B . Положение максимума плотности смещается от оси столба к стенке трубки. Максимальное значение отношения $n_r(B)/n_o(B)$ достигается при $B \approx 2B_{кр}$. Этот результат качественно согласуется с выводами теории. Однако при еще больших значениях поля B имеется расхождение с теорией: кривые имеют тенденцию сжиматься к оси при больших полях. Аналогичные особенности наблюдаются так же на кривых изменения плотности частиц на оси в зависимости от магнитного поля (рис. 2). Необходимо отметить, что спад значений $n_o(B)/n_o(B)$ начинается при $B = B_{кр}$.

Рис. 1. Распределение концентрации носителей зарядов по радиусу трубки в He: $P = 0,15$ мм рт. ст.; $R = 1,65$ см (B в гауссах); $\bullet$ — $B = 0$; $\times$ — $B = 200$; $\ast$ — $B = 700$; $\triangle$ — $B = 1300$; $\odot$ — $B = 1900$.

Пунктирные кривые — данные по [9].

Измерения профиля радиального распределения в сильных магнитных полях ($B \gg B_{кр}$) были выполнены на работе [10]. Измерение критического значения магнитного поля показало, что прибавление N_2 и O_2 к He снижает величину $B_{кр}$ (рис. 3). При этом значения продольного электрического поля, соответствующие возникновению неустойчивостей ($E_{кр}$), возрастают с увеличением процентного содержания N_2 и O_2 в He. Эти измерения дополнялись измерениями продольного электрического поля (E_z) и ионного тока (i_w) в зависимости от содержания примеси в отсутствие магнитного поля. Оказалось, что содержания примеси в отсутствие магнитного поля. Оказалось, что в смеси He + O_2 величина E_z возрастает с ростом содержания кислорода, а в смеси He + N_2 при малых количествах азота уменьшается. Величина i_w в обоих случаях уменьшается с ростом количества примесей. Так, в смеси He + N_2 при общем давлении 0,27 мм рт. ст. значение i_w уменьшается на 20, 30 и 40% при содержании азота 10, 15 и 24%, соответственно.

Полученные данные для продольного электрического поля иллюстрируются таблицей.

Результаты по влиянию примеси молекулярных газов на величину $B_{кр}$ могут быть качественно объяснены на основе теории [4].

P , мм рт.ст.	0,33					
% N_2 в смеси	0	2	5,9	9	13	20
$E_z(0)$, св/см	2,66	2,53	2,47	2,61	2,85	3,28
$E_{z\text{кр}}$, св/см	1,12	1,14	1,19	1,36	1,71	2,5

P , мм рт.ст.	0,40					
% O_2 в смеси	0	5	10	18	20	25
$E_z(0)$, св/см	3	3,1	3,2	3,8	4,2	4,7
$E_{z\text{кр}}$, св/см	1,6	1,8	2,3	2,8	3,1	3,9

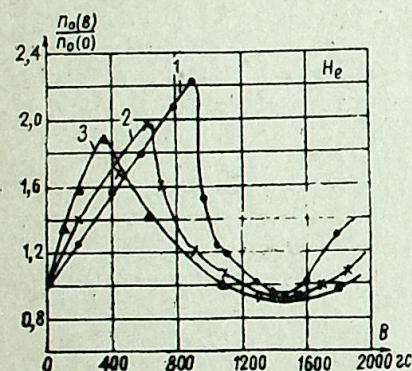


Рис. 2. Относительная концентрация заряженных частиц на оси трубки в зависимости от магнитного поля (P , мм рт. ст.): 1—0,3; 2—0,15; 3—0,06.

согласно которой величина $B_{кр}$ существенно зависит от $E_{ткр}$ и скорости радиальной диффузии частиц. С ростом $E_{ткр}$ и уменьшением коэффициента диффузии величина $B_{кр}$ должна уменьшаться.

ЛИТЕРАТУРА

1. Hoh F. G., Lehnert B. Phys. Fluids. №№ 4—6, 600 (1960).
2. Зайцев А. А., Васильева М. Я. ЖЭТФ, 38, 1639, 1960.
3. Allen T. K., Paulikas C. A., Pule R. V. Phys. rev. Letters. 5. 409 (1960).
4. Kadomzev B. B., Nedospasov A. V. J. Nucl. Energy Past C. 1. 230 (1960).

5. Robertson H. Bull. Amer. Phys. soc., 7, 442, (1992).
6. Imazu S., Uesake J., Sukegawa T., Nakano J. J. Phys. soc. Japan, 19, 418 (1964).
7. Зайцев А. А., Швилкин Б. Н. Радиотехника и электроника, 10, 951. 1965.
8. Ахмедов А. Х., Зайцев А. А. ЖЭТФ, 8, 126, 1963.
9. Holter Q., Johnson R. R. Phys. Fluids. 8. 338 (1965).
10. Недоспасов А. В., Арцимович Л. А. ДАН СССР, т. 145, 1022, 1962.

АГУ им. Кирова

Поступило 2. VII 1970

К. М. Дашдэмиров, А. А. Зайтсев, Г. И. Эфенди́ев

Енинэ магнит саһэсиндэ даими чэрэјан бошалмасында мүсбэт сүтүн

ХҮЛАСЭ

Тэдгигатларда тэчрүби олараг плазманын магнит саһэсиндэки винтвары дајаныгсызлыгы өјрөнилмишдир.

Мүөјјән олунмушдур ки, плазманын радиал пајланмасы магнит саһэсинин мүөјјән гијмэтлэриндэ ($B \approx B_{кр}$) плазманын гејри-хэтти нэзэријјэси илэ ујғунлуг тэшкил едир. Саһэнин бөјүк гијмэтлэриндэ ($B > B_{кр}$) исэ һэмин нэзэријјэдән кэнара чыхмалар мүшаһидэ олунур. Мүөјјәнләшдирилмишдир ки, молекулјар газ ашгары (O_2 вэ ја N_2) һелиум плазмасынын винтвары дајаныгсызлыгынын јарандыгы критик магнит саһэлэринин гијмэтини азалдыр. Бу факт плазманын мөвчуд нэзэријјэси илэ изаһ едилер.

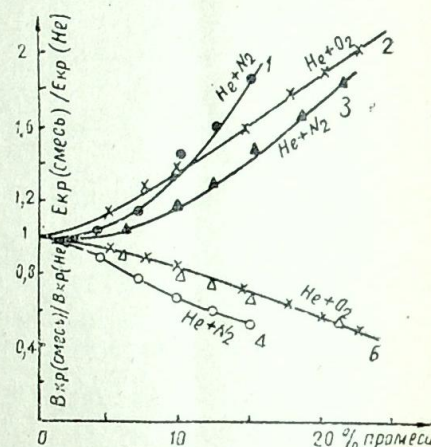


Рис. 3. Зависимость продольного электрического поля (кривые 1—3) и критического магнитного поля (кривые 4—6) от процентного содержания примесей O_2 и N_2 в смеси. $E_{кр}$ (смесь), $E_{кр}$ (He)—значения продольного градиента электрического поля при $B = B_{кр}$ в смеси газов и в чистом гелии, соответственно ($P_{см}$, мм рт. ст.): 1—0,5; 2—0,4; 3—0,23.

УДК 539. 194

Ч. О. КАДЖАР, Г. А. АБДУЛЛАЕВ, Л. М. ИМАНОВ

МИКРОВОЛНОВЫЙ СПЕКТР МОЛЕКУЛЫ 2-ФТОРЭТАНОЛА И ВНУТРИМОЛЕКУЛЯРНАЯ ВОДОРОДНАЯ СВЯЗЬ

Исследование микроволнового спектра фтористого этанола [1] входит в широкую программу изучения внутреннего вращения и поворотной изомерии в спиртах и их производных [2, 3, 4, 5]. Возможность существования внутримолекулярной водородной связи [6, 7] и наличие двух осей внутреннего вращения делают эту молекулу особенно интересной для исследований.

За счет вращения карбинольной и гидроксильной групп вокруг связей С—С и С—О, соответственно, можно ожидать наличия пяти энергетически неэквивалентных конформеров, которые мы обозначим как ТТ, ТГ, ГТ, ГГ (а) и ГГ (б). Первая буква указывает положение карбинольной группы, вторая—гидроксильной: Т—транс, Г—гош.

Предварительный расчет вращательного спектра молекулы был произведен при использовании структурных параметров этанола [8] и фтористого пропила [9]. При вращении гидроксильной группы вокруг оси СО считалось, что она прецессирует так же, как в этаноле и аллиловом спирте [12], вокруг тетраэдрической оси с углом, приблизительно равным $1,5^\circ$. Согласно расчету, переход от транс-положения карбинольной группы к гош-положению приводит к значительному уменьшению вращательных постоянных. Поворот же гидроксильной группы влияет на вращательные постоянные незначительно.

Следовательно, по величине вращательных постоянных идентифицированные спектральные линии можно безошибочно связать с транс-или гош-положением карбинольной группы. Отнесение же спектральных линий к различным положениям гидроксильной группы требует дополнительной информации. В этом случае, очевидно, необходимо исследовать зависимость составляющих дипольного момента молекулы от угла поворота гидроксильной группы и сравнить с экспериментальными значениями или, заместив атом водорода гидроксильной группы дейтерием, определить его координаты в системе главных осей методом Крайчмана [10].

Микроволновый спектр 2-фторэтанолa исследовался в диапазоне $11,6 \div 33,5$ Гц на спектрометре с электрической молекулярной модуляцией при температуре около -40°C и давлении 10^{-2} мм рт. ст. Точность измерения частот спектральных линий составляла 0,2 Мгц.

Первыми были идентифицированы две серии довольно интенсивных линий с хорошо разрешающимися штарковскими компонентами.

Обе серии оказались связанными с составляющей дипольного момента Q -ветвями типа $I_{01} - I_{1, J-1}$ и $I_{2, J-2} - I_{1, J-1}$.

Значения $A - C$ и x определялись из переходов этих серий с низкими J , где влияние центробежного возмущения незначительно.

Таблица 1

Измеренные и рассчитанные частоты (Мгц) идентифицированных переходов молекулы 2-фторэтанолa в основном и в возбужденных колебательных состояниях

	Колебательное состояние					
	основное		возбужденное			
	измерен.	рассчит.	I		II	
			измерен.	рассчитан.	измерен.	рассчит.
$0_{00} - 1_{11}$	20400,7	20400,7	20523,6	20523,6	20539,2	20539,2
$1_{01} - 2_{12}$	29452,0	29452,2	29539,0	29539,7	29548,6	29549,1
$2_{12} - 3_{03}$	19954,0	19954,0	19627,7	19626,2	—	19569,9
$4_{23} - 5_{14}$	23207,8	23209,8	22362,3	22363,0	—	23217,3
$3_{13} - 4_{04}$	30720,8	30721,6	30344,0	30343,5	—	30295,4
$5_{23} - 6_{16}$	15240,2	15242,5	14708,6	14711,9	—	—
$2_{02} - 2_{11}$	12285,9	12285,9	12426,1	12426,2	12444,0	12444,0
$3_{03} - 3_{12}$	13788,8	13788,8	13897,6	13897,7	13907,7	13906,8
$4_{04} - 4_{13}$	15965,7	15965,7	16025,6	16025,3	16022,0	16022,2
$5_{05} - 5_{14}$	18933,2	18933,1	18920,7	18920,9	18900,5	18901,4
$6_{06} - 6_{15}$	22785,4	22785,4	22677,7	22680,1	22633,3	22636,9
$7_{07} - 7_{16}$	27549,6	27549,6	27333,7	27341,8	27263,1	27271,6
$8_{08} - 8_{17}$	33182,5	33195,4	32851,8	32867,3	32749,6	32768,0
$2_{11} - 2_{20}$	31450,0	31450,2	31968,5	31968,7	—	32047,6
$3_{12} - 3_{21}$	30374,6	30374,7	30902,6	30903,8	30982,9	30983,1
$4_{13} - 4_{22}$	29205,1	29204,4	29735,0	29735,5	29815,8	29816,3
$5_{14} - 5_{23}$	28151,4	28149,9	28666,5	28665,3	28744,5	28744,3
$6_{15} - 6_{24}$	27437,4	27435,0	27912,0	27909,7	27983,2	27981,4
$7_{16} - 7_{25}$	27271,7	27269,0	27676,5	27673,6	27734,0	27731,5
$8_{17} - 8_{26}$	27830,0	27829,2	28133,1	28132,2	28170,5	28169,1
$9_{18} - 9_{27}$	29254,7	29257,7	29417,2	29426,8	29433,2	29435,4
$10_{19} - 10_{28}$	31653,6	31666,3	31661,8	31669,7	31641,4	31644,2
$1_{01} - 2_{02}$	19815,0	19815,0	—	—	—	—
$1_{10} - 2_{11}$	20752,1	20752,1	—	—	—	—
$2_{12} - 3_{13}$	28446,2	28446,3	—	—	—	—
$2_{02} - 3_{03}$	29539,5	29589,6	—	—	—	—
$2_{21} - 3_{22}$	29803,6	29803,6	—	—	—	—
$2_{20} - 3_{21}$	30015,7	30015,8	—	—	—	—
$2_{11} - 3_{12}$	30092,6	30092,7	—	—	—	—
$6_{33} - 7_{26}$	13474,3	13481,5	—	—	—	—
$6_{34} - 7_{25}$	19636,9	19649,5	—	—	—	—
$6_{24} - 7_{17}$	20051,4	20055,4	—	—	—	—
$12_{21,0} - 13_{11,3}$	20448,6	20444,9	—	—	—	—
$11_{56} - 12_{49}$	22890,4	22881,3	—	—	—	—
$7_{25} - 8_{18}$	23521,6	23524,1	—	—	—	—
$11_{29} - 12_{1,12}$	23534,8	23527,9	—	—	—	—
$8_{26} - 9_{19}$	25582,7	25579,3	—	—	—	—
$9_{46} - 10_{37}$	26953,8	26973,0	—	—	—	—
$6_{52} - 7_{43}$	28182,2	28195,3	—	—	—	—
$6_{51} - 7_{44}$	28202,4	28206,4	—	—	—	—
$8_{62} - 9_{55}$	29998,7	29996,2	—	—	—	—
$8_{35} - 9_{28}$	30293,0	30288,8	—	—	—	—

Величина $A + C$ была определена из перехода $0_{00} - 1_{11}$. Частоты обнаруженных и идентифицированных переходов молекулы 2-фторэтанолa приведены в табл. 1 вместе с рассчитанными по найденным вращательным постоянным. Большинство приведенных переходов идентифицировано по эффекту Штарка.

Хорошее согласие измеренных и рассчитанных частот указывает на правомерность приближения жесткого асимметричного волчка вплоть до высоких J .

Вращательные постоянные ($M_{\text{гц}}$), главные моменты инерции и параметр асимметрии приведены в табл. 2. Значения вращательных постоянных указывают на принадлежность найденных переходов к одной из трех форм молекулы ГТ, ГГ (а) или ГГ (б). Однако окончательно решить вопрос о положении гидроксильной группы можно только после тщательного исследования спектра.

Таблица 2

Вращательные постоянные ($M_{\text{гц}}$), главные моменты инерции (ат. ед. массы $\text{\AA}^2$) и параметр асимметрии молекулы 2-фторэтанола

Постоянные	Колебательное состояние			
	основное		возбужденное	
	эксперим.	рассчит.	I	II
A	15875,0	15830,4	16015,7	16034,1
B	5408,8	5381,7	5375,9	5369,0
C	4525,7	4516,0	4508,1	4505,2
I_a	31,8455	31,9341	31,5649	31,5285
I_b	93,4645	93,9347	94,0365	94,1574
I_c	111,7023	111,9414	112,1384	112,2106
κ	-0,84438	-0,84697	-0,84917	-0,85015

Хотя вращательные постоянные молекулы мало зависят от положения водорода гидроксильной группы, разность $I_a + I_b - I_c$ чувствительна к его перемещениям и помогает идентифицировать ратамер.

Таблица 3

Предполагаемая молекулярная структура 2-фторэтанола

Длина связей		Валентные углы	
C—O	1,428 $\text{\AA}$	CCF	109°42'
C—C	1,505 $\text{\AA}$	CCO	111°25'
C—F	1,398 $\text{\AA}$	CON	104°58'
O—H	0,985 $\text{\AA}$	CCN	110°41'
C—H	1,095 $\text{\AA}$	$\angle_{\text{C—C}}$	116°17'
		$\angle_{\text{C—O}}$	120°

Отсутствие интенсивных переходов, связанных с составляющими дипольного момента μ_a и μ_c , указывает на равенство нулю или малость этих составляющих. Такое распределение составляющих дипольного момента может иметь место только для ГГ (а)-формы молекулы, когда водород гидроксильной группы направлен в сторону фтора. В пользу этой формы говорит и значение $I_a + I_b - I_c$.

Дипольный момент определялся по смещению штатковских компонент переходов $0_{00} - 1_{11}$, $1_{01} - 2_{12}$, $2_{02} - 2_{11}$, $3_{03} - 3_{12}$ [10] из предположения равенства нулю μ_a и μ_c . Полный дипольный момент оказывается при этом равным 1,46 D. Вероятные структурные параметры молекулы в ГГ (а)-форме определялись изменением заданных ранее параметров в разумных пределах до максимального приближения, рассчитанных по этой структуре вращательных постоянных, к экспериментально найденным (табл. 2). Полученные таким образом структурные параметры приводятся в табл. 3.

Характерной особенностью структуры молекулы 2-фторэтанола в ГГ (а)-форме является значительное по сравнению с этанолом увеличение угла CCO. Превышение тетраэдрического угла подтверждает наши предположения о прещении связи CO вокруг тетраэдрической оси [12] при поворотах гидроксильной группы.

Наличие интенсивных спектральных линий, относящихся к стерически не самому выгодному ратамеру ГГ (а) указывает на возможность существования внутримолекулярной водородной связи. В молекуле 2-фторэтанола существуют такие низкочастотные колебания, как кручения вокруг C—C и C—O связей и деформационные колебания остова молекулы. Следовательно, вращательные переходы должны наблюдаться как в основном, так и в возбужденных низкочастотных колебательных состояниях. Большинство наблюдаемых переходов действительно сопровождалось рядом спутников с характерным для этих переходов эффектом Штарка.

Две наиболее интенсивные серии спутников были идентифицированы. В табл. 1 приводятся частоты переходов в возбужденных колебательных состояниях, определенные из эксперимента и рассчитанные по вращательным постоянным табл. 2. Более подробно о вращательном спектре молекулы 2-фторэтанола в возбужденных колебательных состояниях будет сообщено в следующей работе.

Колебательные частоты, определенные по величинам относительных интенсивностей спектральных линий в основном и в возбужденных колебательных состояниях, оказались равными 165 ± 15 , 320 ± 30 и $360 \pm 45 \text{ см}^{-1}$. Эти частоты на основании данных ИК-спектроскопии можно связать с кручением вокруг связей C—C и C—O и деформацией остова молекулы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Каджар Ч. О., Абдуллаев Г. А., Иманов Л. М. „Оптика и спектроскопия“ (в печати).
2. Иманов Л. М., Каджар Ч. О. „Изв. АН Азерб. ССР, серия физ.-техн. и матем. наук“, 1967, № 3 и 4.
3. Imanov L. M., Abbasov A. A., and Qajar Ch. O. Physics Letters, 24A, 9 485 (1967).
4. Каджар Ч. О., Аббасов А. А., Иманов Л. М. „Изв. АН Азерб. ССР серия физ.-техн. и матем. наук“, 1968, № 6.
5. Каджар Ч. О., Абдуллаев Г. А., Иманов Л. М. „Изв. АН Азерб. ССР, серия физ.-техн. и матем. наук“, 1969, № 3.
6. Buckley P., Giquere P., Yamamoto D. Canad. J. Chem., 46, 8, 2917 (1968).
7. Krueger P. J., Mettle H. D. Canad. J. Chem., 42, 2, 326 (1964).
8. Каджар Ч. О., Исаев И. Дж., Иманов Л. М. „Ж. структурной химии“, т. 9, № 3, 445 (1968).
9. L. Nygaard, Spectrochim. Acta 22, 1261 (1966).
10. Kraitchnan J. Amer. J. Phys., 21, 17 (1953).
11. Golden S. and Wilson E. B. J. J. Chem. Phys., 16, 699 (1948).
12. Иманов Л. М., Каджар Ч. О., Абдуллаев Г. А., Аббасов А. А. Труды Всесоюзного симпозиума по вращательным спектрам молекул в Баку (в печати).

Институт физики АН
Азерб. ССР

Поступило 24. XII 1970

Ч. О. Гачар, Г. А. Абдуллаев, Л. М. Иманов

2-фторетанол молекулунун микродалгадакы фырланма
спектри ве молекулда гидрокен элагеси

ХҮЛАСӘ

Тәдгигатларда 2-фторетанол молекулунда эсас вә һәҗәчанланмыш рәгс һалларында фырланма спектри тәдгиг олунмушдур. Бу молекулда дахили молекуллар гидрокен элагесинин варлыгына эсасән, еһтимал олунан изомер формаларындан биринин даһа дајаныглы олдуғу исбат едилмишдир.

МҮНДӘРИЧАТ

К. Ә. Шәрифов. Мәһдүд гijмәтләре көрә индивидуал маддәләрин энтропијасынын һесаблинамасына даир (II бәрк вә маје маддәләр)	3
А. А. Әбдүррәһманов, Р. Ә. Рәһимова, Л. М. Иманов. Нормал пропил спирти молекулунда дөнмә изомер формалары мәсәләсинә даир.	9
Ә. Х. Хәлилов, Ф. Г. Әлијев. NaCl+Ag фосфорларында индук- сијаланмыш рәнк мәркәзләринин дајаныглыгынын тәдгиги	14
Ә. Х. Хәлилов, Т. Б. Дилбазов. Иквивалентли ашгарлар дахил едилмиш NaCl+Cu фосфорларынын һәјәчанланмыш удма спектрләринә көһнәл- мә вә термик ишләмә проселәринин тәсирийин тәдгиги	18
Х. И. Мәмәдов, С. Г. Шүкүров, С. С. Бабајев. Лүми- нессенсија спектрләринин мүхтәлиф температурда (77°, 55°, 20°, 14°K) тәдгиги үчүн криостат	23
К. Ә. Зүлфугарзаде, һ. А. һачыјев, Л. М. Иманов. Хлорбензол-јодбензол-н-гексан системиндә диелектрик полјаризасија реаксија- сынын температур асылыгынын тәһлили	25
К. М. Мәмәдов, З. И. Сүлейманов. Диференсиал-термогра- фик үсулла теллур вә галај ашгарларынын селинин кристаллашмасына тәсири- нин тәдгиги	33
Һ. Б. Абдуллајев, А. З. Гулијев, А. И. Агајев, Е. А. Аб- дуллајев, К. Ш. Гәһрәманов. n-типли гурғушун сульфиддән дүзәл- дилмиш јарымкечиричи тензомүгавимәт	39
А. З. Гулијев, К. Ш. Гәһрәманов, Е. С. Сағатов, К. Әкбәров, һ. М. Бабајев, Г. Т. Әһмәдли. Истиликкечир- мәнин стационар үсулла горујучу цилиндрсиз өлчүлмәси заманы истилик итки- синин тәјин едилмәси	45
М. И. Әлијев, К. Т. Әһмәдли. Гали арсендә фононларын нөгтәви дефектләрдән сәпилмәси һаггында	49
Н. А. Гулијев, И. Г. Чәфәров. Зәиф гаршылыгы тәсирийн пе- ренормал нәзәрийјәсиндә електрон-позитрон чүтүнүн анникилјасијасы проселә- ринин диференсиал ахыны	52
М. А. Мәмәдов. ЕҺМ һесабламаларына әсасән гипотетик вә реал кометләрин пәјлашдырылмасынын гаршылашдырылмасы	60
М. А. Мәмәдов. Перикел мәсәфәјә вә орбитин мејллији кәмијјәтинә көрә гипотетик вә реал кометләрин пәјлашдырылмасы	67
М. М. Мусајев. 8 Ијул 1966-чы ил хромосфер алышмасынын спектро- фотомертик тәдгиги	73
Ә. Ә. һүсәјизаде, М. Б. Бабајев. Волф-Раје нөвлү улдузларда шүаланма хәтләринин дәјишмәси	79
М. Б. Бабајев. Тутулан-дәјишән Акред системинин спектрометрик тәдгиги	82
Н. Ә. Абдулгасымов, З. Ә. Усәјнова. Ширван астрономлары. И. А. Јеганов. Кван електродинамикасы дәгиг һәлл моделинин һәјә- чанланмасынын верилмә сүрәтинә даир мәсәлә һаггында	89
К. М. Дашдамиров, А. А. Зәјтсев, Г. И. Әфәндијев. Еринә магнит сәһәсиндә даими чәрәјән бошалмасында мүсбәт сүтүн	94
Ч. О. Гаһар, һ. А. Абдуллајев, Л. М. Иманов. 2-фторе- танол молекулунун микродалғадакы фырланма спектри вә молекулда гидрокен әләгәси	110
	114

СОДЕРЖАНИЕ

К. А. Шарифов. О расчете энтропии индивидуальных веществ по ограни- ченным данным	3
А. А. Абдурахманов, Р. А. Рагимова, Л. М. Иманов. К вопросу о поворотных изомерах в нормальном спирте	9
А. Х. Халилов, Ф. Г. Алиев. Исследование стабильности индуцированных центров в фосфорах NaCl + Ag	14
А. Х. Халилов, Т. Г. Дильбазов. Исследование влияния процессов ста- рения и закалки на спектры возбужденного поглощения фосфоров NaCl + Cu с двухвалентными примесями	18
Х. И. Мамедов, С. Г. Шукюров, С. С. Бабаев. Криостат для исследо- вания спектров люминесценции при температурах 77, 55, 20 и 14°K	23
К. Ә. Зүлфугарзаде, А. Г. Гаджиев, Л. М. Иманов. Анализ тем- пературной зависимости релаксации диэлектрической поляризации в системе хлор- бензол—йодбензол—н-гексан	25
К. П. Мамедов, З. И. Сулейманов. Дифференциально-термографи- ческое исследование кристаллизации селена с примесями теллура и олова	33
Г. Б. Абдуллаев, А. З. Кулиев, А. И. Агаев, Ә. А. Абдуллаев, К. Ш. Кахраманов. Полупроводниковые тензорезисторы из сульфида свинца n-типа	39
К. Ш. Кахраманов, Ә. С. Сағатов, К. А. Акбаров, Г. М. Ба- баев, Г. Т. Ахмедли. Определение потерь тепла нагревателями при изме- рении теплопроводности стационарным методом без охранных цилиндров	45
М. И. Алиев, Г. Т. Ахмедли. О рассеянии фононов на точечных дефек- тах в арсениде галлия	49
Н. А. Гулиев, И. Г. Джафаров. Дифференциальные сечения процессов аннигиляции электрон-позитронной пары в перенормируемой теории слабого взаимодействия	52
М. А. Мамедов. Сопоставление распределения гипотетических и реальных комет на основании вычислений на ЭВМ	60
М. А. Мамедов. Распределение гипотетических и реальных комет по ве- личине перигельных расстояний и наклонам орбит	67
М. М. Мусаев. Спектрофотометрическое исследование хромосферной вспышки 8 июля 1966 года	73
А. А. Гусейн-заде и М. Б. Бабаев. Переменность эмиссионных ли- ний звезд Вольф—Райе	79
М. Б. Бабаев. Спектрофотометрические исследования затменно-перемен- ной системы AW Peg	82
Н. А. Абдулгасымов, З. А. Усейнова. Астрономы Ширвана	89
И. А. Еганова. К вопросу о скорости передачи возбуждения точно реша- емой модели квантовой электродинамики	94
К. М. Дашдамиров, А. А. Зайцев, К. И. Эфендиев. Положитель- ный столб разряда постоянного тока в продольном магнитном поле	110
Ч. О. Каджар, Г. А. Абдуллаев, Л. М. Иманов. Микроволновый спектр молекулы 2-фторэтанола и внутримолекулярная водородная связь	114

Сдано в набор 25/II 1971 г. Подписано к печати 10/VIII 1971. Формат бумаги 70×108¹/₁₆. Бум. лист. 3,75. Печ. лист. 10,28. Уч.-изд. лист. 9,34. ФГ 11853.
Заказ 53. Тираж 810. Цена 80 коп.

Типография „Красный Восток“ Государственного Комитета Совета Министров
Азербайджанской ССР по печати. Баку, Ази Асланова, 80.