

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА



A-651

P15 - 10373

1048/4-77

К.Андерт, В.С.Евсеев, Х.-Г.Ортлепп, В.С.Роганов,  
Б.М.Сабиров, Х.Хаупт

ПОИСКИ РАДИАЦИОННЫХ ПЕРЕХОДОВ  
ИЗ МЕЗОМОЛЕКУЛЯРНЫХ СОСТОЯНИЙ

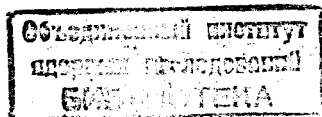
**1977**

P15 - 10373

К.Андерт, В.С.Евсеев, Х.-Г.Ортлепп, В.С.Роганов,  
Б.М.Сабиров, Х.Хаупт

ПОИСКИ РАДИАЦИОННЫХ ПЕРЕХОДОВ  
ИЗ МЕЗОМОЛЕКУЛЯРНЫХ СОСТОЯНИЙ

*Направлено в ЯФ*



## Поиски радиационных переходов из мезомолекулярных состояний

С помощью полупроводникового детектора, имеющего высокое энергетическое разрешение, измерены мезорентгеновские спектры мю-мезоатомов углерода (парафин) и кислорода (вода). Получены предельные значения интенсивности радиационных переходов на высокоэнергетической границе К-серии. На основе этих данных показано, что модель больших мезомолекул не может даже качественно описывать структуру мю-мезорентгеновского излучения.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

## Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1977

Andert K. et al.

P15 - 10373

## Search for Radiation Transitions from the Mesomolecule States

Muonic X-ray spectra from  $\mu$ -mesonic carbon atoms (paraffine) and oxygen atoms (water) have been measured with a high energy resolution semiconductor diode. The limit intensity values of radiation transitions at the high energy edge of the K-series have been obtained. On the basis of these data one shows that the large mesomolecule model cannot describe even qualitatively the structure of mesonic X-ray spectra.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research, Dubna 1977

© 1976 Объединенный институт ядерных исследований Дубна

В работе /1/ была обнаружена зависимость структуры К-серии мю-мезорентгеновского излучения от характера химической связи исследуемого атома. Объяснение этим результатам дано на основе модели "больших мезомолекул" /2,3/, первоначально предложенной для объяснения круга вопросов, связанных с явлением перезарядки остановившихся пи-мезонов на химически связанном водороде /4/.

Основой модели является представление об образовании /при остановке отрицательных мезонов в молекулярных соединениях/ стационарных двухцентровых молекулярных состояний, имеющих гигантские размеры по сравнению с радиусом мезонной орбиты в основном состоянии мезоатома. Вероятность образования таких мезомолекулярных состояний должна быть равной относительному количеству валентных электронов  $b$ .

Для объяснения обнаруженной в эксперименте сильной /примерно как  $Z^{-3}$  / зависимости вероятности захвата пи-мезона протоном в различных водородсодержащих соединениях от заряда  $Z$  ядра связанного с водородом атома, оказалось необходимым предположить, что мезомолекулярные состояния с любым квантовым числом  $n$  распадаются исключительно путем радиационных переходов /3/. Ввиду осевой симметрии мезомолекулы радиационные переходы не подчиняются правилам отбора по орбитальному моменту  $l$  и поэтому наибольшую вероятность должны иметь радиационные переходы в основные состояния мезоатома водорода и соседнего более тяжелого мезоатома /см. рис. 1а/.

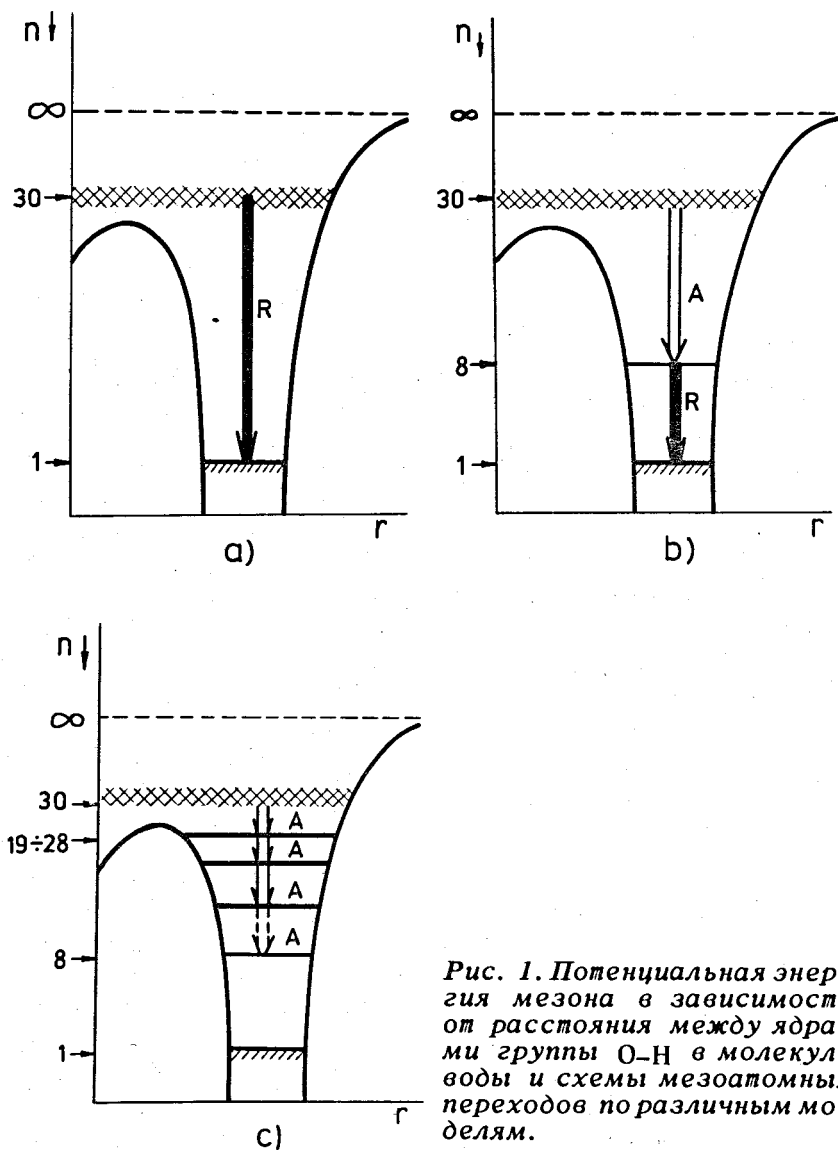


Рис. 1. Потенциальная энергия мезона в зависимости от расстояния между ядрами группы O-H в молекуле воды и схемы мезоатомных переходов по различным моделям.

При использовании  $\text{NaJ}(\text{Tl})$  в качестве детектора квантов мезорентгеновского излучения энергетическое разрешение невысоко и обычно в спектрах К-серии выделяются лишь переходы  $2p \rightarrow 1s$  и  $3p \rightarrow 1s$ , а остальные сливаются в одну  $(>4p) \rightarrow 1s$  /1/. Именно относительная интенсивность этой "линии" наиболее сильно изменяется при изменении химической структуры образца. Модель больших мезомолекул приписывала существование этой "линии", в основном, переходам из мезомолекулярных состояний, а изменение ее интенсивности ставилось в зависимость от изменения относительного количества валентных электронов, т.е. от изменения вероятности образования мезомолекулярных состояний /2,3/.

С появлением германиевых спектрометров стало возможным "расщепить" вышеупомянутую "линию" на отдельные, соответствующие переходам из более высоких мезоатомных состояний.

Надлежащий анализ ряда экспериментов, где использовались  $\text{Ge}(\text{Li})$  детекторы /5,6/, показывает, однако, что на самом деле не наблюдается сильных радиационных переходов из мезомолекулярных состояний в основное /энергия таких переходов практически, с точностью до десятков эВ, должна совпадать с границей К-серии/.

Недавно была опубликована новая версия модели "больших мезомолекул" /12/, где предполагается, что доминирующим способом распада мезомолекулярных состояний являются оже-переходы в разделенные состояния мезоатомов с  $n \approx z$  /см. рис. 1б/. Это предположение было сделано для того, чтобы, не впадая в противоречие с правильно понятыми экспериментальными данными по мезорентгеновским спектрам, объяснить экспериментальные данные по перезарядке и по мезорентгеновским спектрам в рамках одной модели.

Для объяснения структуры мезорентгеновского излучения в новом варианте модели оказалось необходимым ввести запрет по орбитальному моменту и допустить, что отрицательные мезоны при образовании мезомолекулярных состояний заселяют исключительно подуровни с  $l$ , близкими нулю.

Для проверки основных положений нового варианта модели больших мезомолекул нами была экспериментально исследована структура К-серии мю-мезорентгеновского излучения в мезоатомах кислорода /вода/ и углерода /парафин/ и проведен анализ возможных способов распада мезомолекулярных состояний. Наблюдение прямых радиационных переходов из мезомолекулярных состояний в основное состояние мезоатомов кислорода или углерода позволяет /с учетом подавления таких переходов другими каналами распада мезомолекулярных состояний/ определить первоначальную заселенность состояний с малыми  $\ell$ .

Измерения выполнены на мюонном пучке мезонного канала синхроциклотрона Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ /7/. Предварительные результаты опубликованы в /8/. Схема расположения аппаратуры на мюонном пучке приведена на рис. 2. Для регистрации квантов мезорентгеновского излучения использовался плоский Ge(Li)-детектор объемом  $2,4 \text{ см}^3$ , имеющий энергетическое разрешение /полная ширина линии на половине высоты/

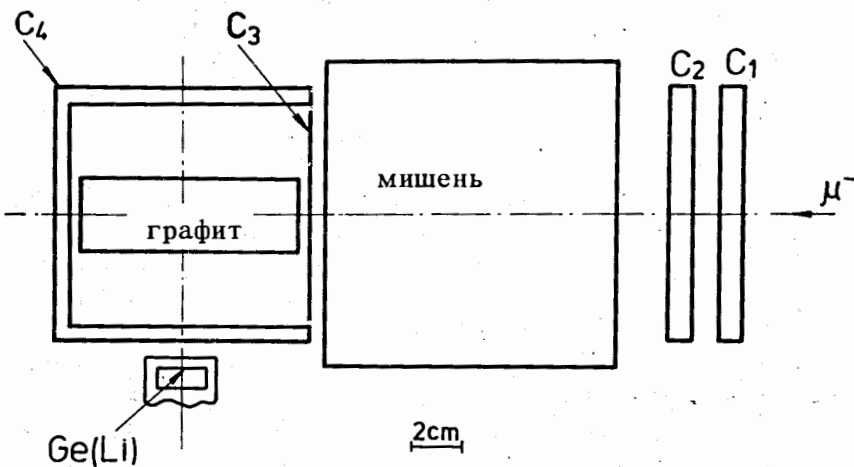


Рис. 2. Расположение аппаратуры на пучке,  $C_1 = C_4$  - сцинтилляторы; размеры  $C_1$  и  $C_2$  -  $100 \times 100 \times 10 \text{ мм}^3$ ,  $C_3$  -  $80 \times 80 \times 1 \text{ мм}^3$ ,  $C_4$  - в направлении, перпендикулярном плоскости чертежа, имеет размер  $120 \text{ мм}$ , в плоскости чертежа -  $100 \times 80 \times 100 \text{ мм}$  и толщину  $6 \text{ мм}$ .

около  $700 \text{ эВ}$  при  $E_\gamma = 100 \text{ кэВ}$  и порог около  $6 \text{ кэВ}$ . Для защиты от нейтронного фона детектор окружен парафином и кадмием.

Блок-схема электронной аппаратуры изображена на рис. 3. Телескоп из сцинтилляционных счетчиков в режиме  $1234$  вырабатывал сигнал остановки мюонов в мишени. Число "пустых" /в отсутствие мишени между 3-м и 4-м счетчиками/ остановок составляло около  $1,5\%$  от мониторингового счета  $N_{12}$  /в присутствии замедлителя между счетчиками 2 и 3/. "Пустые" остановки были обусловлены, в основном, остановками замедлившихся мюонов в 3-ем счетчике.

Сигнал остановок подавался на вход "Старт" преобразователя время-амплитуда (Т-А). Сигналом "Стоп" в преобразователе служил сигнал из временного канала Ge(Li)-детектора. Этот канал был собран из блоков, разработанных в ЛЯП ОИЯИ /9/: быстрого усилителя /БУ/, формирователя /Ф/ с временной привязкой по

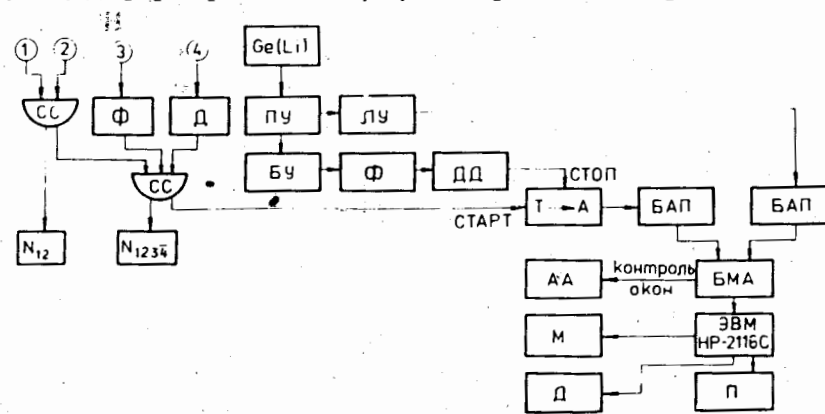


Рис. 3. Блок-схема электроники, 1, 2, 3, 4 - счетчики, СС - схема совпадений,  $N_{12}$  - монитор,  $N_{1234}$  - счет остановок мюонов в мишени, Ф - формирователь, Д - дискриминатор, ПУ - предусилитель, БУ - быстрый усилитель, ЛУ - линейный усилитель, ДД - дискриминатор длительности, Т-А - конвертор время-амплитуда, БАП - блок амплитудного преобразования, БМА - блок многомерного анализа, АА - 4096-канальный амплитудный анализатор, М - магнитофон, Д - дисплей, П - плоттер.

принципу следящего порога и дискриминатора длительности /ДД/, позволяющего эффективно дискриминировать шумовые импульсы. Разрешение по времени в условиях работы на мюонном пучке было около 15 нс.

В канале амплитудного анализа использовался линейный усилитель фирмы "ОРТЕК" /тип 430/. Энергетический и временной спектры после преобразования в блоках БАП поступали в блок многомерного анализа /БМА/<sup>10</sup>, где с помощью цифровых дискриминаторов отбирались события, относящиеся к различным интервалам времени: мгновенные совпадения /мезорентгеновское излучение/, задержанные совпадения / $\gamma$ -кванты от  $\mu^-$ -захвата/ и случайные совпадения. Последний интервал использовался для регистрации  $\gamma$ -излучения калибровочных источников  $^{152}\text{Eu}$ ,  $^{133}\text{Ba}$ ,  $^{57}\text{Co}$ ,  $^{241}\text{Am}$ , располагаемых вблизи 4-го счетчика. Такая внутренняя калибровка избавляла от необходимости учитывать возможные изменения во времени амплитуды рабочего сигнала. Стойка БМА была соединена с ЭВМ HP-2116С, что позволяло сортировать и накапливать информацию на магнитном диске, наблюдая при этом на дисплее ход эксперимента<sup>/11/</sup>.

Вычисление интенсивностей и положений линий, видимых в спектрах мезорентгеновского излучения и калибровочных спектрах, производилось на ЭВМ БЭСМ-6 и CDC-6200, методом фитирования к ним распределений гауссовой формы с учетом асимметрии линии.

Мишени имели форму прямоугольного параллелепипеда, толщину около 3 г/см<sup>3</sup> по направлению на детектор и размеры 7x7 см<sup>2</sup>. Водная мишень помещалась в сосуд из пенополистирола с толщиной стенок около 0,02 г/см<sup>2</sup>, так что общий вес контейнера составлял несколько процентов от веса мишени.

На рис. 4 и 5 показаны участки мезорентгеновского спектра вблизи границы К-серии /число остановок мюонов около  $5 \cdot 10^8$  для каждого спектра/, соответственно для мезоатомов кислорода и углерода. Высокое энергетическое разрешение спектрометра позволило надежно выделить интересующую нас область спектров и установить отсутствие здесь линии, соответствующей переходу из мезомолекулярных состояний.

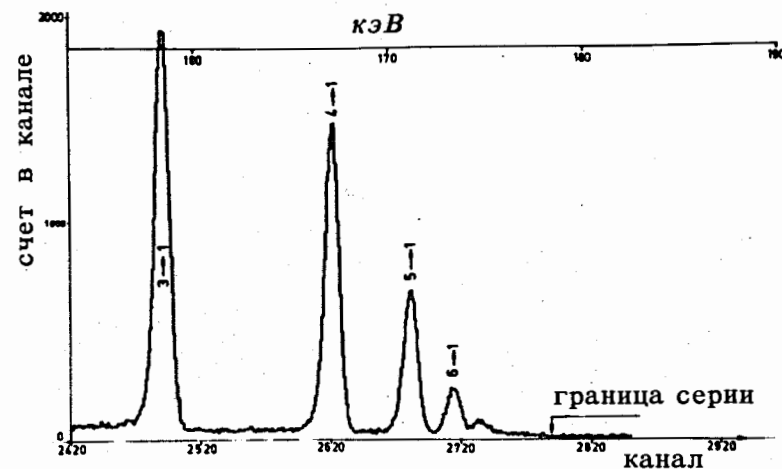


Рис. 4. Участок спектра мю-мезорентгеновского излучения кислорода вблизи границы К-серии.

Верхний предел  $W_{\text{эксп.}}$  относительной вероятности прямых радиационных переходов из мезомолекулярных состояний экспериментально определялся как отношение квадратного корня из суммы импульсов фона в области границы К-серии /  $E_x = 178,5$  кэВ для мезоатома кислорода и 104,3 кэВ для мезоатома углерода/ по числу каналов, равному аппаратурной ширине линии, к полному количеству импульсов, зарегистрированных для всей К-серии /с учетом энергетической зависимости эффективности детектора/. Полученные предельные значения приведены в первой строке таблицы.

Необходимо рассмотреть конкуренцию различных каналов распада мезомолекулярных состояний с малыми  $\ell$ . Для этого, а также для проверки предположения о доминировании оже-переходов в состоянии с  $n \approx z$ , нами были выполнены расчеты мезоатомного каскада по известным программам<sup>/13/</sup> в легких элементах при различном начальном заселении мюонами уровней  $n$  и  $\ell$  для различных значений величины эффективного заряда ядра  $Z^*$ , т.е. с учетом экранирования заряда ядра

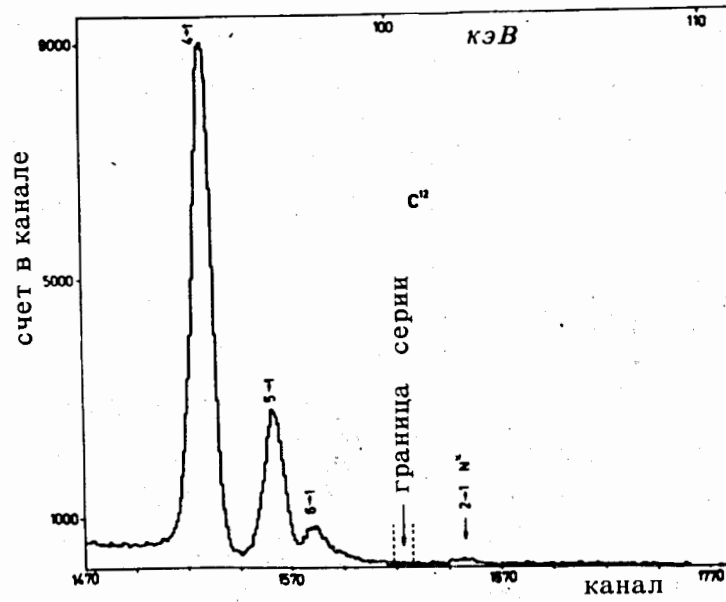


Рис. 5. Участок спектра мю-мезорентгеновского излучения углерода вблизи видимой границы К-серии.

электронами. В соответствии с допущениями нового варианта модели "больших мезомолекул" /12/ расчеты нами были выполнены для случаев начального заселения малых  $l / l = 0,1$  и  $2/$  в мезоатомах углерода и кислорода. Для всех этих случаев в широких пределах изменения  $n(n=15 \div 30)$  и  $Z^*(Z^*=2 \div 8)$  вероятность оже-переходов в область  $n = z$  оказалась по крайней мере на два порядка ниже, чем вероятность оже-перехода в ближайший энергетически разрешенный уровень. Это означало, что схема распада мезомолекулярного состояния, представленная на рис. 16, также не верна /на рис. 16 изображен случай с кислородом,  $Z = 8$  /.

Как это следует из приведенных оценок, наиболее вероятным является оже-переход из мезомолекулярного состояния на ближайший энергетически разрешенный уровень /вариант, показанный на рис. 16/. Учитывая

Таблица

	Вода	Парафин
1. Экспериментальная относительная вероятность радиационных переходов из мезомолекулярных состояний, $W_{\text{эксп.}}$	$\leq 7 \cdot 10^{-5}$	$\leq 1,5 \cdot 10^{-5}$
2. Отношение вероятности разрешенного радиационного перехода из мезомолекулярного в $1s$ состояние к полной ширине уровня, $f$	$10^{-2}$	$10^{-2}$
3. Вероятность образования мезомолекулярных состояний $C = 1, W_{\text{мм}} = W_{\text{эксп.}} / f$	$\leq 7 \cdot 10^{-3}$	$\leq 1,5 \cdot 10^{-3}$
4. Относительное количество валентных электронов, $\nu$	0,4	0,83
5. Относительная радиационная ширина уровня с $n = z$ и $f'$	$2 \cdot 10^{-2}$	$5 \cdot 10^{-2}$
6. Экспериментальная интенсивность радиационных переходов ( $Z_{P \rightarrow 1s}$ ), $W_{\text{эксп.}}$	$(1,0 \pm 0,5) \cdot 10^{-3}$	$(9,6 \pm 0,5) \cdot 10^{-3}$

это обстоятельство, следует оценить степень подавления радиационных переходов из мезомолекулярных состояний за счет более сильного канала распада этих состояний, определяемого оже-переходами. В наших расчетах мезоатомного каскада вычислялось отношение  $f$  вероятности разрешенного радиационного перехода в  $1s$ -состояние к полной ширине уровня, определяемой в основном оже-переходами на ближайшие уровни. Для начального  $\ell=1$  радиационные переходы в основное состояние должны формировать линию на границе К-серии. Из расчетов следовало, что значение  $f$  существенно зависит от выбора величины  $Z^*$  и поэтому необходимо было оценить эту величину /значения  $f$  оказались слабо зависящими от начального  $n$  в интервале  $15 \div 30$ /. Отметим, что на результаты обсуждаемых расчетов конкуренции оже- и радиационных переходов в самом начале каскада практически не влияет такой фактор, как перезаполнение электронной оболочки мезоатома.

В расчетах вместо молекулы воды /парафина/ брался атом кислорода /углерода/ с первым потенциалом ионизации, равным потенциалу ионизации молекулы воды /парафина/ /как это делается, например, для случая LiH в работе /14// и было определено  $Z^* = 4,47$  способом Слетера, применяемым обычно к изолированному атому /15/. Для случая углеродного мезоатома получено значение  $Z^* = 3,25$ .

При таких значениях  $Z^*$  для начального  $\ell=1$  /если полагать, что это состояние заселено мюонами с вероятностью единица/ и для  $n_{нач.} = 30$  /поскольку, согласно принципу геометрического подобия орбит мезона и замененного им электрона /3,12/, мезомолекулярные состояния в воде и парафине должны образовываться в этой области  $n$  /получены значения  $f$ , приведенные во 2 строке таблицы. В 3 строке приведены значения вероятности образования мезомолекулярных состояний с  $\ell_{нач.} = 1$ :  $W_{MM} = W_{эксп} / f$ .

Полагая, что состояния с  $\ell = 0, 1, 2$  заселяются с одинаковой вероятностью, равной  $1/3b$  /значения  $b$  приведены в 4 строке таблицы/, получим, что ожидаемая по модели больших мезомолекул заселенность состояний с  $\ell=1$  около 0,1 для мезоатома кислорода и 0,3

для мезоатома углерода. Эти значения на  $1 \div 2$  порядка выше полученных на опыте предельных значений. Если обратиться к самым последним работам /16/, где изучалась структура мезорентгеновских спектров, то легко видеть, что их результаты также явно противоречат допущению о преимущественном начальном заселении состояний с малыми  $\ell$ . Следовательно, вероятность образования мезомолекулярных состояний столь мала /порядка  $10^{-1} - 10^{-2}$ /, что с их помощью не представляется возможным объяснить химические изменения в интенсивности переходов вблизи видимой границы К-серии, достигающие многих десятков процентов.

Из этих данных следует, что изменения в структуре мезорентгеновской К-серии, наблюдаемые на опыте /1/, невозможно объяснить и в рамках нового варианта /12/ модели больших мезомолекул.

Отметим, что значения  $W_{MM}$ , приведенные в 3 строке для  $\ell_{нач.} = 1$ , являются /в рамках схемы рис. 1в предельными для вероятности образования мезомолекулярных состояний, для которых снято вырождение по  $\ell$ .

Схему, представленную на рис. 1б, можно так же независимо проверить следующим образом. Предположим, что оже-переходы из мезомолекулярных состояний в состояние с  $n_e = z$  действительно по каким-то причинам являются доминирующими /12/. Тогда следует ожидать, что относительная интенсивность  $W_{отн.}^{z_p \rightarrow 1s}$  радиационных переходов  $Z_p \rightarrow 1s$  /на видимой границе К-серии/ должна быть равной  $b \cdot f'$ , где  $f'$  - относительная радиационная ширина уровня с  $n = z$  и  $\ell = 1$ .

Значения  $f'$ , вычисленные нами /экранировку в этом случае учитывать уже нет необходимости/, приведены в 5 строке таблицы. Полученные экспериментальные значения  $W_{отн.}^{z_p \rightarrow 1s}$ , приведенные в 6 строке, существенно меньше ожидаемых по модели больших мезомолекул.

В заключение приведем основные выводы:

1. В условиях высокого энергетического разрешения исследована структура мю-мезорентгеновского излучения мезоатомов углерода /в парафине/ и кислоро-



да /в воде/. Определены значения верхнего предела для относительной интенсивности радиационных переходов из состояний с большими главными квантовыми числами, формирующих "линию" на границе К-серии, равные соответственно  $7 \cdot 10^{-5}$  для мезоатома кислорода и  $1,5 \cdot 10^{-5}$  для К-серии мезоатома углерода.

2. Проведены расчеты вероятности распада высоко-возбужденных состояний по каналам, предложенным в различных вариантах модели "больших мезомолекул" /3,12/ и при учете свойств таких состояний, постулированных в обсуждаемой модели.

Из сравнения экспериментально измеренных значений пределов для прямых радиационных переходов из мезомолекулярных состояний в основном с рассчитанными вероятностями различных мод распада таких состояний получены предельные значения для вероятности образования двухцентровых мезомолекулярных состояний с постулированными в модели "больших мезомолекул" свойствами. Показано, что вероятность образования таких состояний существенно меньше, чем относительное количество валентных электронов.

3. Из работы следует, что модель "больших мезомолекул" в существующем виде /12/ не может служить основной даже для качественного описания структуры мезорентгеновских спектров.

Авторы выражают благодарность Х.Шнейвли и Р.Энгферу за предоставление германиевого детектора и полезные обсуждения.

#### Литература

1. Зинов В.Г., Конин А.Д., Мухин А.И. ЯФ, 1967, 5, 591.
2. Пономарев Л.И. ЯФ, 1965, 2, 223; ЯФ, 1967, 6, 388.
3. Герштейн С.С., Петрухин В.И., Пономарев Л.И., Прокошкин Ю.Д. УФН, 1969, 97, 3.
4. Дунайцев А.Ф. и др. ЖЭТФ, 1962, 42, 1690;

Petrukhin V.I., Prokoshkin Yu.D., Nuovo Cim., 1962, 26, 99;  
Dunaitsev A.F. et al. Nuovo Cim., 1964, 34, 521.

5. Kessler D., Anderson H.L. Phys.Rev.Lett., 1967, 18, 1179.
6. Backenstoss G. et al. Phys.Lett., 1967, 25B, 363.
7. Демьянов А.В., Розанов В.С. ОИЯИ, 1-4026, Дубна, 1968.
8. Proc. VI Int. Conf. High Energy Phys. and Nucl. Struct., Santa Fe, USA, 1975, p. 155.
9. Akimov Yu.K. et al. Nucl. Instr. and Meth., 1972, 104, 581.
10. Медведь С.В. и др. ОИЯИ, 10-6884, Дубна, 1973.
11. Арльт Р., Медведь С.В. ОИЯИ, P10-7723, Дубна, 1974.
12. Пономарев Л.И., ОИЯИ, P4-7269, Дубна, 1973.  
Петрухин В.И., Русин В.Е., Суворов В.М. ОИЯИ, P12-7423, Дубна, 1973.
13. Eisenberg J., Kessler D. Nuovo Cim., 1961, 49, 1195;  
Phys.Rev., 1963, 130, 2349;  
Hüfner J. Z.Physik, 1966, 195, 365.
14. Зинов В.Г. и др. ОИЯИ, P14-8050, Дубна, 1974.
15. Фриш С.З. "Оптические спектры атомов. М.-Л., Физматгиз, 1963.  
Slater J.G. Phys.Rev., 1929, 34, 1293; Phys.Rev., 1930, 36, 57.
16. Léon M., Seki R. Phys.Rev.Lett., 32, 132 (1974).  
Backenstoss et al. Nucl.Phys., 1974, B73, 189.  
Daniel H. SIN Newsletter, 1976, No. 6, 37.

Рукопись поступила в издательский отдел  
7 января 1977 года.