

практически совпадают, то расхождения между соответствующими значениями ДП диэтилового эфира значительно больше экспериментальных и расчетных ошибок. Вероятно, это можно объяснить тем, что как в теории Онзагера, так и в концепции Омини форму молекулы полагают сферической; при этом, однако, реальная форма молекулы хлорэтана ближе к сфере, чем молекулы диэтилового эфира. По мере приближения к $T_{кр}$ объем, приходящийся в жидкости на одну молекулу, увеличивается, так что вблизи $T_{кр}$ молекула, возможно, способна к поворотам на углы, близкие к полному, что позволяет аппроксимировать ее сферой. По-видимому, этим объясняется сближение расчетных значений ДП диэтилового эфира с экспериментальными по мере приближения к $T_{кр}$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Любимов Ю. А. В кн.: Физика и физико-химия жидкостей. М.: Изд-во МГУ, вып. 4, 1980, с. 139. [2] Ахадов Я. Ю. Диэлектрические свойства чистых жидкостей. М.: Изд-во Стандартов, 1972. [3] Левин В. В., Усачева Т. М., Петросян В. Г. Приб. и техн. эксперимента, 1971, № 2, с. 167. [4] Onsager L. J. App. Chem. Soc., 1936, 58, № 8, p. 1486. [5] Boyer-Donzelot M., Boyer P. Bull. de la Soc. Chim. France, 1971, № 4, p. 1172. [6] Левин В. В., Верещагина Л. Н. К системе деформационных поляризаций химических связей. Деп. ВИНТИ № 2872-76, 1976. [7] Omini M. Physica, 1976, 84A, № 1, p. 129. [8] Gallant R. W. Hydrocarb. Proc. and Petrol. Refiner, 1966, 45, № 7, p. 111. [9] Филипов Л. П. Подобие свойств веществ. М.: Изд-во МГУ, 1978.

Поступила в редакцию
13.03.81

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1982, Т. 23, № 1

УДК 539.28 : 535

К НАБЛЮДЕНИЮ НЕСТАЦИОНАРНЫХ СИГНАЛОВ МАГНИТНОГО РЕЗОНАНСА ПРИ ОПТИЧЕСКОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ

А. Н. Козлов, Л. С. Корниенко, А. Л. Коткин, В. В. Майоршин,
Ю. В. Павлов, Р. М. Умарходжаев

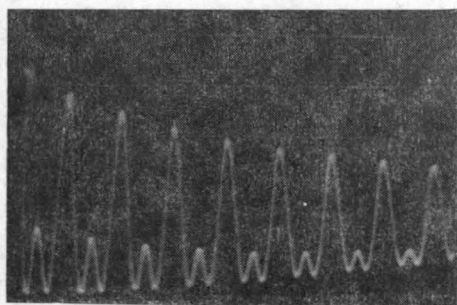
(НИИЯФ)

При проведении экспериментов по оптической ориентации атомных спинов была обнаружена не наблюдавшаяся ранее форма сигналов свободной прецессии. Сигналы представляли собой суперпозицию двух затухающих колебаний на частотах, равных ларморовой и удвоенной ларморовой.

Эксперимент проводился с ^{133}Cs , ^{85}Rb и ^{87}Rb по следующей схеме: первоначально с помощью циркулярно поляризованного света осуществлялась ориентация спиновой системы. Индикация нестационарных сигналов, возникающих при включении постоянного магнитного поля H_0 , направленного под углом α к направлению распространения луча света, осуществлялась путем детектирования проходящего через образец луча света. Характерный вид сигналов приведен на рисунке.

Основные эксперименты были проведены с ^{133}Cs . Характерная угловая зависимость относительных амплитуд детектируемых сигналов на ларморовой (S_1) и удвоенной ларморовой (S_2) частотах представлена в таблице. Приведенные данные получены для случая, когда поляризующий луч света содержал D_1 - и D_2 -линии излучения. Если содержалась только D_1 -линия, сигнал на удвоенной ларморовой частоте

те не наблюдался. При работе только с D_2 -линией излучения наблюдались сигналы на ларморовой и удвоенной ларморовой частотах, причем отношение амплитуд сигналов в этом случае оставалось примерно таким же, как и в случае использования поляризирующего света, содержащего обе D -линии излучения, хотя величины сигналов были значительно меньше.



α	S_1	S_2
0	1,0	1,0
7,5	0,95	0,93
15	0,85	0,83
22,5	0,77	0,60
30	0,64	0,40
37,5	0,54	0,27
45	0,46	0,17
52,5	0,36	0,07
60	0,28	—

В эксперименте использовались ячейки с покрытием, изготовленные по технологии, описанной в работе [1]. Для ряда образцов амплитуда сигнала на удвоенной ларморовой частоте превышала амплитуду сигнала на ларморовой частоте. Следует подчеркнуть, что соотношение амплитуд существенно зависит не только от параметров образца, но и от режима работы спектральной лампы.

При введении в ячейку буферного газа и увеличении его давления амплитуда сигнала на удвоенной ларморовой частоте падала.

Экспериментом установлено, что свет, несущий информацию о сигнале на удвоенной ларморовой частоте, линейно поляризован, и плоскость его поляризации перпендикулярна к направлению магнитного поля.

Аналогичная форма сигнала наблюдалась также и в подвижной системе координат, для чего на спиновую систему, предварительно ориентированную в постоянном магнитном поле H_0 , импульсно накладывалось переменное резонансное и перпендикулярное к H_0 магнитное поле $H_1 \cos \omega t$, где $\omega = \gamma H_0$. Несущие частоты сигналов в подвижной системе координат были равны γH_1 и $2\gamma H_1$.

Стационарных сигналов магнитного резонанса на удвоенной ларморовой частоте при малом H_1 не обнаружено.

Для выяснения природы сигналов, принимаемых на удвоенной ларморовой частоте, были проведены дополнительные эксперименты. По приведенной выше схеме наблюдался сигнал магнитного резонанса от изотопа ртути ^{201}Hg (спин $3/2$, как и у ^{85}Rb) при оптической ориентации атомов указанного изотопа излучением от спектральной лампы, содержащей изотоп ^{204}Hg с 80% обогащением. При этом сигнал на удвоенной ларморовой частоте не наблюдался. Таким образом, величина спина больше $1/2$ не является достаточным условием для появления указанных сигналов.

Для выяснения роли спектрального состава света ориентации были проведены эксперименты с монохроматическим излучением полупроводникового лазера, работающего в одномодовом режиме, на длине волны 852,1 нм. При совпадении частоты лазерного излучения с центром линии поглощения также наблюдался сигнал на удвоенной ларморовой частоте. Тем самым показано, что сложный спектр луча

ориентации не является необходимым условием для наблюдения указанного вида нестационарного сигнала.

Таким образом, обнаружено, что при оптической ориентации атомов щелочных металлов как светом обычной спектральной лампы, так и светом лазера нестационарные сигналы магнитного резонанса имеют две несущие частоты: ларморову и удвоенную ларморову.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Борисова Ю. П., Майсурадзе О. Я. — В кн.: Геомагнитное приборостроение. М.: Наука, 1977, с. 36—39.

Поступила в редакцию
11.03.81

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1982, Т. 23, № 1

УДК 531.19 : 532.783

К МИКРОСКОПИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ СМЕКТИЧЕСКИХ ЖИДКИХ КРИСТАЛЛОВ

Э. В. Геворкян, К. Л. Коваленко

(кафедра квантовой статистики и теории поля)

В настоящее время большой интерес вызывают исследования по микроскопической теории жидких кристаллов и в первую очередь смектических жидких кристаллов, в которых сочетаются ориентационная и частичная трансляционная упорядоченности молекул [1].

Существующие теории смектических жидких кристаллов основаны на методе самосогласованного поля и используют лишь первые члены разложения функции распределения по ортогональным функциям [1—3].

Поскольку жидкие кристаллы состоят из сложных анизотричных молекул, что при их описании в переменных $(\mathbf{r}_i, \mathbf{e}_i)$, где \mathbf{r}_i — координаты центра масс, \mathbf{e}_i — ориентация остова i -той молекулы, мы в отличие от [1—3] будем учитывать многочастичные взаимодействия до порядка t [4]:

$$U_N = \sum_{1 \leq i_1 < i_2 \leq N} \Phi_2(i_1, i_2) + \sum_{1 \leq i_1 < i_2 < i_3 \leq N} \Phi_3(i_1, i_2, i_3) + \dots \\ \dots + \sum_{1 \leq i_1 < \dots < i_t \leq N} \Phi_t(i_1, \dots, i_t), \quad (1)$$

где Φ_p — многочастичные потенциалы межмолекулярного взаимодействия.

Вводя функции распределения в $6N$ -мерном конфигурационном пространстве, находим s -е уравнение цепочки Боголюбова для систем с ориентационными степенями свободы:

$$\theta \frac{\partial \rho_s}{\partial 1} + \frac{\partial U_s}{\partial 1} \rho_s + \int \frac{\partial \Phi_2(1, 2)}{\partial 1} \rho_{s+1} d(s+1) + \\ + (s-1) \int \frac{\partial \Phi_s(1, 2, s+1)}{\partial 1} \rho_{s+1} d(s+1) + \\ + \frac{1}{2} \int \frac{\partial \Phi_3(1, s+1, s+2)}{\partial 1} \rho_{s+2} d(s+1, s+2) + \dots$$