

уравнения

$$Q_n(Z'_n) = \frac{\omega_{S,n-1}}{\omega_{S,n}}, \text{ т. е. } Z'_1 \simeq \frac{\alpha_0 x}{1 - e^{-\alpha_0 x}} \frac{\omega_L}{\omega_{S,1}} \ln \frac{1}{a},$$

$$Z'_n \simeq Z_{n-1} + \frac{\alpha_0 x}{1 - e^{-\alpha_0 x}} \frac{\omega_L^2}{\omega_{S,n} \omega_{S,n-1}} \left(\frac{1}{1 + \frac{\omega_{S,n}}{\omega_{S,n-2}}} - \frac{1}{\ln \frac{1}{a}} \right) \ln \frac{1}{a} \quad (n=2, 3, \dots).$$

Для рассмотренного выше примера по этим формулам находим: $Z'_1=30$, $Z'_2=64$, $Z'_3=102.4$ и $Z'_4=145$, так что занимаемая блоком $K_{S,n}$ эффективная область $\Delta Z_n = Z'_{n+1} - Z'_n$ увеличивается с ростом порядка n стоксовой компоненты ВКР: $\Delta Z_L = Z'_1 = 30$, $\Delta Z_1 = 34$, $\Delta Z_2 = 38.4$, $\Delta Z_3 = 42.6$ — в полном соответствии с приведенными на рисунке кривыми. Оценивая относительные интенсивности в точках пересечения, найдем

$$K_{S,n-1}(Z'_n) = K_{S,n}(Z'_n) = \frac{e^{-\alpha_0 x}}{\frac{\omega_L}{\omega_{S,n}} + \frac{\omega_L}{\omega_{S,n-1}}},$$

т. е. для приведенных выше условий

$$K_{S,1}(Z'_1) : K_{S,2}(Z'_2) : K_{S,3}(Z'_3) : K_{S,4}(Z'_4) = 0.421 : 0.418 : 0.388 : 0.366$$

опять в хорошем согласии с кривыми на рисунке. Таким образом, полученное приближенное решение уравнения (1) является достаточно точным и может служить для исследования принятой модели ВКР, не обращаясь к машинному расчету.

Автор благодарит С. А. Ахманова за обсуждение.

Литература

- [1] Y. R. Shen, N. Bloembergen. Phys. Rev., 137A, 1787, 1965.
- [2] В. Кайзер, Д. фон дер Линде. Аннотации докл. на IV Всес. симп. по нелинейной оптике. Киев, октябрь, 1968 г. Изд. МГУ, 1968.

Поступило в Редакцию 28 мая 1969 г.

УДК 537.525 : 546 : 293.

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ ПО ЭНЕРГИЯМ И ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ВЫСОКОЧАСТОТНОГО РАЗРЯДА В АРГОНЕ

С. Д. Вагнер, В. А. Виролайнен и Ю. М. Каган

Расчет оптических свойств плазмы разряда требует знания функции распределения электронов по энергиям. Такие систематические измерения функций распределения были проведены за последние годы в положительном столбе разряда постоянного тока [1] и в полном катод [2]. На основе этих измерений были составлены уравнения баланса для ряда возбужденных уровней [3]. При этом было достигнуто удовлетворительное согласие с результатами оптических измерений.

Подобные расчеты и сопоставления для высокочастотного разряда еще не проводились. Имеются лишь отдельные измерения распределения электронов по энергиям [4]. Проведение такого сопоставления и является задачей настоящей работы. Измерены функции распределения электронов в высокочастотном разряде в аргоне при частоте 28 МГц в интервале давлений 0.05–0.25 тор при токах 50–150 ма. Методика измерений аналогична описанной в работе [5]. На рисунке приведены некоторые результаты измерений. Как видно, распределение близко к максвелловскому, построенному для той же средней энергии для случая давления 0.05 тор и значительно отклоняется от него при давлении 0.25 тор. Полученные результаты качественно согласуются с данными для разряда постоянного тока [6]. Уменьшение числа электро-

нов в области больших энергий с давлением связано с увеличением роли неупругих соударений.

Найденные функции распределения были использованы для оценки роли различных процессов, влияющих на баланс $3p^{54}s$ и $3p^{54}p$ уровней аргона. Уравнение баланса для $3p^{54}s$ уровней бралось в виде

$$\alpha_{01} + \sum_k \frac{I_k}{h\nu_k} = \frac{N_1}{\tau_{\text{дифф.}}} + \frac{N_2}{\tau_{\text{эфф.}}} + \frac{N_3}{\tau_{\text{дифф.}}} + \frac{N_4}{\tau'_{\text{эфф.}}} + (z_1 + z_2) \sum_{k=1}^4 N_k, \quad (1)$$

α_{01} есть число возбуждений этих уровней из нормального состояния. Оно рассчитывалось по формуле

$$\alpha_{01} = \sqrt{\frac{2e}{m}} N_0 n_e \frac{\int_{V_1}^{\infty} q_{01}(V) V i''(V) dV}{\int_0^{\infty} \sqrt{V} i''(V) dV}, \quad (2)$$

где e и m — заряд и масса электрона; V — потенциал плазмы относительно зонда; V_1 — потенциал возбуждения нижнего уровня; N_0 — концентрация нормальных атомов; n_e — концентрация электронов; $i''(V)$ — вторая производная зондового тока по потенциалу; $q_{01}(V)$ — сечение возбуждения уровней $3p^{54}s$. Для нахождения $q_{01}(V)$ из полного сечения для неупругих потерь [7] можно вычесть полное сечение ионизации [8] и сумму сечений прямых возбуждений для уровней $3p^{54}p$ [9]. Однако ввиду того что полное сечение неупругих потерь измерено только до 18 в и что сечения возбуждения уровней $3p^{54}s$ в этой области энергий измерены с малой точностью, практически оказалось удобнее находить величину α_{01} при помощи полуклассического выражения для сечения возбуждения уровня [10], как число возбуждений в полосу уровней $3p^{54}s$. Соответствующее выражение имеет вид

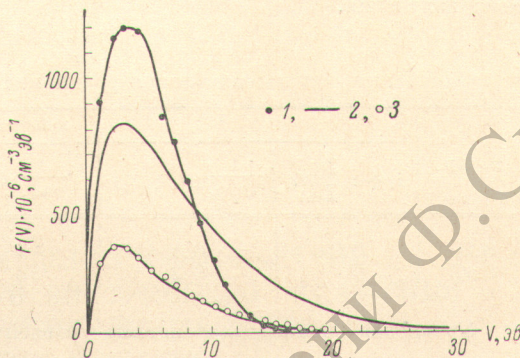
$$\alpha_{01} = \frac{\pi e^2 \sqrt{\frac{2e}{m}} N_0 n_e}{\int_0^{\infty} i''(V) \sqrt{V} dV} \left(\int_{V_1}^{\infty} \frac{i''(V) dV}{V_1} - \int_{V_1}^{V_2} \frac{i''(V) dV}{V} - \int_{V_2}^{\infty} \frac{i''(V) dV}{V_2} \right), \quad (3)$$

где V_2 — потенциал возбуждения нижнего уровня системы $3p^{54}p$. Величина $\sum_k \frac{I_k}{h\nu_k}$ есть сумма чисел квант в переходах $4p \rightarrow 4s$. Значение этой величины определялось по абсолютным интенсивностям соответствующих линий. N_1, N_2, N_3 и N_4 — концентрации возбужденных атомов на четырех уровнях системы $3p^{54}s$. Они определялись методом реабсорбции поперек разрядной трубки с учетом радиальной неоднородности разряда [11]. При этом измерялось радиальное распределение атомов на верхних уровнях и принималось, что радиальное распределение атомов на нижних уровнях такое же.

Так как уравнение баланса (1) написано для всех четырех уровней в целом, то процессы перемешивания автоматически исключаются из рассмотрения. $\frac{1}{\tau_{\text{дифф.}}}$ есть вероятность гибели метастабильна на стенке трубки. Она бралась одинаковой для обоих метастабильных уровней. Для длинных цилиндрических трубок она определяется из соотношения [12]

$$\frac{1}{\tau_{\text{дифф.}}} = \frac{5.8}{R^2} D, \quad (4)$$

где D — коэффициент диффузии метастабильна. Эффективные времена жизни резонансных уровней $\tau_{\text{эфф.}}$ и $\tau'_{\text{эфф.}}$ вычислялись с учетом пленения резонансного излучения [13]. Величина $z_1 \sum_k N_k$ есть число ступенчатых возбуждений с уровней $3p^{54}s$



Функции распределения электронов по энергиям.

Диаметр трубки 35 мм, 100 ма. 1 — 0.25 тор, измеренные значения; 2 — максвелловское распределение для случая 1; 3 — 0.05 тор, измеренные значения; максвелловская функция совпадает с экспериментальной кривой.

на уровни $3p^{54p}$. Она подсчитывалась по формуле типа (3), где роль N_0 играет $\sum_k N_k$, V_1 — разность потенциалов между средним уровнем системы $3p^{54s}$ и нижним уровнем системы $3p^{54p}$, а V_2 есть разность потенциалов между средним уровнем системы $3p^{54s}$ и нижним уровнем системы $3p^{54p}$. Величина $z_2 \sum_k N_k$ есть число ступенчатых ионизаций с уровней $3p^{54s}$. Она также подсчитывалась по формуле типа (3).

Результаты этих расчетов даны в табл. 1. Из этой таблицы видно, что уравнение баланса для уровней системы $3p^{54s}$ удовлетворительно выполняется в наших условиях и основным процессом разрушения атомов на этих уровнях является выход резонансного излучения.

Таблица 1

Значения отдельных членов уравнения баланса системы уровней $3p^{54s}$

p, тор	$\times 10^{-15} \text{ см}^{-3} \cdot \text{сек.}^{-1}$					
	$z_1 + z_2 \sum_{k=1}^4 N_k$	$\frac{1}{\tau_{\text{двф.}}} (N_1 + N_2)$	$\frac{1}{\tau_{\text{эф.}}} N_2$	$\frac{1}{\tau'_{\text{эф.}}} N_4$	α_{01}	$\sum \frac{I_k}{h\nu_k}$
0.05	0.3	0.1	2	3	4	5
0.25	6	0.2	13	15	12	28

Уравнение баланса для системы уровней $3p^{54p}$ имеет вид

$$\alpha_{02} + z_1 \sum_k N_k = \sum_k \frac{I_k}{h\nu_k}, \quad (5)$$

где α_{02} — число прямых возбуждений уровней $3p^{54p}$. Оно вычислялось как по формуле (3), так и по формуле (2), используя сечения прямых возбуждений уровней $3p^{54p}$. Измерения абсолютных интенсивностей линий показали, что роль каскадных переходов с выпележащих уровней на уровни $3p^{54p}$ пренебрежимо мала.

Таблица 2

Значения отдельных членов уравнения баланса системы уровней $3p^{54p}$

p, тор	$\times 10^{-15} \text{ см}^{-3} \cdot \text{сек.}^{-1}$			
	α_{02} [по формуле (3)]	α_{02} [по формуле (2)]	$z_1 \sum_k N_k$	$\sum \frac{I_k}{h\nu_k}$
0.05	6.5	5	0.25	5
0.25	13.5	4.5	5.5	28

Результаты этих расчетов даны в табл. 2. При давлении 0.05 тор имеет место хорошее выполнение уравнения баланса. При давлении 0.25 тор при расчете по формуле (2) расхождение больше. Это связано с тем, что в данном случае основную роль играют сечения вблизи порога возбуждения, где они, по-видимому, известны с недостаточной точностью.

Приведенный материал свидетельствует о возможности расчета оптических характеристик высокочастотного разряда на основании экспериментально найденных функций распределения.

Авторы благодарны И. С. Нисконен за помощь при выполнении работы.

Литература

- [1] Н. А. Воробьева, Ю. М. Каган, Р. И. Лягущенко, В. М. Миленин. ЖТФ, 34, 146, 1964; Н. В. Воробьева, Ю. М. Каган, В. М. Миленин. ЖТФ, 34, 827, 2079, 1964; Ю. М. Каган, В. М. Миленин, Н. К. Митрофанов. ЖТФ, 37, 127, 1967; Ю. Бенке, Ю. М. Каган, В. М. Миленин. ЖТФ, 38, 1197, 1968.
- [2] В. С. Бородин, Ю. М. Каган. ЖТФ, 36, 179, 1966; В. П. Гофмейстер, Ю. М. Каган. Rev. Roum. Phys. 13, 19, 1968.
- [3] В. С. Бородин, Ю. М. Каган. Опт. и спектр., 18, 966, 1965; Ю. М. Каган, Б. Касмалиев. Опт. и спектр., 22, 532, 1967; 24, 663, 1968; В. П. Гофмейстер, Ю. М. Каган. Опт. и спектр., 25, 337, 1968.

- [4] S. Aisenberg. J. Appl. Phys., 35, 130, 1963; R. S. Hemsworth, N. D. Twiddy. Proc. 8 Int. Conf. on Phenomena in ionized gases, Vienna, 1967; С. Д. Вагнер, В. А. Виролайнен, Ю. М. Каган. ЖТФ, 38, 930, 1968.
- [5] С. Д. Вагнер, В. А. Виролайнен, Ю. М. Каган. ЖТФ, 1969.
- [6] Ю. М. Каган, В. М. Миленин, Н. К. Митрофанов. ЖТФ, 36, 2219, 1966.
- [7] U. Maier-Leibnitz. Z. Phys., 95, 499, 1935.
- [8] С. Браун. Элементарные процессы в плазме газового разряда, М., 1961.
- [9] В. П. Фельцан, И. П. Запесочный. Укр. физ. ж., 12, 633, 1967.
- [10] В. Н. Очкур, А. М. Петрунькин. Опт. и спектр., 14, 457, 1963.
- [11] Ю. М. Каган, Б. Касмалиев, Р. И. Лягущенко. Опт. и спектр., 22, 892, 1967.
- [12] K. W. Meissner, W. Graffunder. Ann. d. Phys., 84, 1009, 1927.
- [13] T. Holstein. Phys. Rev., 83, 1159, 1951.

Поступило в Редакцию 2 июня 1969 г.

УДК 535.394

О ВОЗМОЖНОСТЯХ СПЕКТРОФОТОМЕТРИИ НАРУШЕННОГО ПОЛНОГО ВНУТРЕННЕГО ОТРАЖЕНИЯ В ИССЛЕДОВАНИИ ЖИДКОКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО СОСТОЯНИЯ ВЕЩЕСТВА

В. М. Золотарев, Н. М. Беляевская и Я. С. Бобович

Существование многих веществ в виде жидких кристаллов известно уже давно. Исследованию этого очень интересного явления посвящена обширная литература (см., например, обзоры [1-3]), которая содержит в числе прочих и спектроскопические работы [4-15]. Рассмотрение последних приводит к выводу, что для исследования затронутой проблемы наиболее перспективны колебательные спектры молекул. Так, в работе [11] при переходе *n*-азоксианизола из жидкокристаллического в изотропно-жидкое состояние обнаружено исчезновение одной линии из спектра комбинационного рассеяния. В ИК-спектре жидкокристаллической фазы того же вещества проявляется дихроизм, который удается использовать для оценки степени упорядоченности молекул [5]. Радикальные изменения в некоторых частях спектра комбинационного рассеяния α -бензолазо-(анизал- α' -нафтиламина) (БАН), сопровождающие перевод вещества из истинно кристаллического в застеклованное жидкокристаллическое состояние нематического типа, наблюдаются в [14]. Наконец, интересные результаты — изменение положения и интенсивности длинноволновой полосы поглощения в ИК спектре *n*-азоксифенетол на границе существования обеих жидких фаз — были недавно получены в [15].

Таким образом, применение колебательной спектроскопии действительно может способствовать выяснению природы жидкокристаллического состояния. В настоящей заметке на одном примере иллюстрируется эффективность спектrophотометрического исследования жидких кристаллов с помощью метода многократного нарушенного полного внутреннего отражения (МНПВО), который, насколько нам известно, к решению рассматриваемой проблемы до сих пор не привлекался.

Сущность явления МНПВО заключается в проникновении светового луча в оптически менее плотную среду при отражении света от границы двух сред при углах падения, больших критического. Так как коэффициент отражения зависит одновременно от обеих оптических постоянных вещества — показателей преломления (n_λ) и поглощения (k_λ), то спектры МНПВО несут более полную информацию о веществе, чем спектры поглощения, причем их получение не требует трудоемких опытов по подбору оптимальных толщин образца. В случае жидкокристаллических веществ, образующих, как правило, молекулами с сильно развитым сопряжением связей и с функциональными группами в пара-положении ненасыщенных колец, типичные толщины образцов, годные для их исследования в поглощении, составляют несколько микрон. Вследствие этого спектры поглощения могут сильно искажаться влиянием подложки. Методу МНПВО этот недостаток присущ в меньшей степени, что представляет его принципиальное преимущество [16-19].

В качестве первого объекта исследования нами был выбран БАН. Это дало возможность сравнивать спектры, полученные для двух разных фазовых состояний вещества — жидкокристаллического и истинно кристаллического при одной и той же (комнатной) температуре, что облегчает интерпретацию результатов. Расплав ранее синтезированного вещества застекловывался на поверхности рабочей призмы путем