

фициента экстинкции как первичной, так и вторичной, вследствие чего возрастает интенсивность дифракционных максимумов. С ростом интенсивности лазерного излучения увеличивается градиент температур на поверхности кристалла и величина неоднородных тепловых деформаций кристалла. С увеличением интенсивности лазерного излучения должна увеличиваться и интенсивность рентгеновских дифракционных максимумов.

Таким образом, впервые экспериментально показана возможность получения пучков рентгеновских лучей с управляемой лазерным воздействием интенсивностью.

Л и т е р а т у р а

- [1] Кочарян Л.А., Сукиасян Р.Р., Борназян А.С., Бегларян А.Г., Гаспарян Р.А. - Изв. АН Армянской ССР, физика, 1986, т. 21, в. 6, с. 317-319.
- [2] Аристов В.В., Верещагин Г.В., Ерко А.И., Матвеева Л.А., Рошупкин Д.В. - Письма в ЖТФ, 1987, т. 13, в. 21, с. 1288-1291.
- [3] Трушин В.Н., Чупрунов Е.В., Хохлов А.Ф. - Письма в ЖТФ, 1988, т. 14, в. 4, с. 307-310.

Горьковский исследовательский
физико-технический институт
Горьковского государственного
университета им. Н.И. Лобачевского

Поступило в Редакцию
7 июня 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 19

12 октября 1988 г.

ИЗМЕРЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ДИФфуЗИИ ВЫСОКОВОЗБУЖДЕННЫХ АТОМОВ МЕТОДОМ ИОНИЗАЦИИ

В.И. Ш в я д а с, Б.П. К а у л а к и с

Высоковозбужденные атомы (ВВА) влияют на процессы в низкотемпературной плазме, могут служить источником предионизации в разрядах высокого давления [1], участвуют в одной из операций цикла лазерного разделения изотопов [2, 3]. В настоящее время исследуются многие важные для прикладных задач свойства ВВА (сечения столкновительного перемешивания состояний, константы скоростей ионизации [4] и т.д.), однако практически отсутствуют данные по транспортным свойствам ВВА, таким как транспортные сечения и коэффициенты диффузии. Обычно определение коэффициентов диффузии возбужденных атомов основывается на регистрации поглощения и излучения возбужденных частиц (см. обзор [5]). Эти методы мало пригодны для ВВА, т.к. силы осцилляторов ВВА в опти-

ческой области малы. В настоящей работе предложен метод ионизации для определения коэффициентов диффузии, впервые определен коэффициент диффузии ВВА. Суть метода заключается в следующем.

Пусть атомы стационарно возбуждаются в тонком слое, в плоскости $z = z_0$. Уравнение диффузии возбужденных атомов $N^*(z)$, содержащее коэффициент диффузии D^* , функцию возбуждения $\gamma \delta^2(z - z_0)$, скорости ионизации I и тушения W возбужденных атомов, выглядит следующим образом:

$$D^* \frac{d^2 N^*(z)}{dz^2} + \gamma \delta^2(z - z_0) - (I + W) N^*(z) = 0.$$

Регистрируются ионы, образовавшиеся в результате ионизации ВВА, продиффундировавших расстояние более R в одну сторону от слоя $z = z_0$. Нетрудно подсчитать, что количество таких ионов N^+ , равное интегралу $N^*(z)$ в пределах от $z_0 + R$ до $+\infty$, помноженному на вероятность ионизации P_i , есть

$$N^+ = \frac{P_i \gamma}{2(I+W)} \exp\left(-\sqrt{\frac{I+W}{D^*}} R\right). \quad (1)$$

Коэффициент диффузии обратно пропорционален плотности пара n_0 :

$$D^* = C n_0^{-1}. \quad (2)$$

Поэтому измерение зависимости N^+ от n_0 позволяет, при известных I , W и R , определить C и вместе с ним D^* .

Экспериментальная установка описана в работе [6]. Объектом исследований были ВВА цезия, возбужденные в кювете, содержащей пар цезия. ВВА возбуждались оптически (переходы $6^2S \rightarrow n^2P$) монохроматизированным светом дуговой ксеноновой лампы. Сечение луча в перетяжке (в области возбуждения) составляло $0.5 \times 0.1 \text{ см}^2$, а расстояние R — несколько десятых сантиметра. Ионизация ВВА цезия происходила за счет столкновений с невозбужденными атомами цезия при температуре пара $T = 500 \text{ К}$. С помощью плоских электродов и сеток в кювете создавалось постоянное электрическое поле, напряженностью порядка 1 В см^{-1} , имеющее противоположный знак для $z > z_0 + R$ и $z < z_0 + R$ (одна из сеток находилась в плоскости $z = R$). Ионы Cs^+ и Cs_2^+ , которые образовывались выше этой сетки, дрейфовали к детектору ионов, а остальные ионы дрейфовали к плоскому электроду и рекомбинировали на нем.

Часть возбуждающего излучения отражалась от выходного окна кюветы и окон печи и возвращалась в область возбуждения. Сечение отраженного пучка составляло 2–3 см, что много больше R , поэтому отраженный ультрафиолет создавал по обе стороны сетки примерно по $N_{\phi}^* \approx \frac{1}{2} \gamma_{\phi} (I+W)^{-1}$ высоковозбужденных атомов цезия.

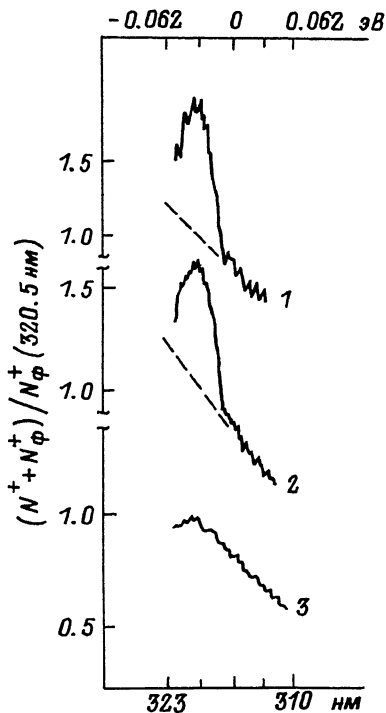


Рис. 1. Запись ионного сигнала в зависимости от длины волны или энергии электрона ВВА. (Отрицательные энергии соответствуют связанным состояниям атомов, а положительные — фотоионизации атома цезия). Плотность пара (в единицах 10^{14} см^{-3}): 1 — 1.84, 2 — 2.06, 3 — 2.55. Запись выполнена при $R = 0.15 \text{ см}$ и спектральной ширине возбуждения 2.5 нм. Отдельные $n^2\rho$ уровни спектрально не разрешены.

Ионы $N_{\text{ф}}^+ = N_{\text{ф}}^* P_i$ регистрировались детектором и создавали «фон».

На рис. 1 представлена запись ионного сигнала при сканировании длины волны возбуждения. Сигнал состоит из двух слагаемых: селективного N^+ , имеющего максимум на длине волны 320.5 нм, и неселективного фона $N_{\text{ф}}^+$. Отношение $\frac{N^+}{N_{\text{ф}}^+}$ уменьшается с увеличением плотности пара цезия, и при плотностях пара $n_0 \gtrsim 2.5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ сигнал остается на уровне фона. Максимум на длине волны 320.5 нм соответствует эффективному главному квантовому числу ВВА $n^* \approx 21$. (При спектральной ширине 2.5 нм на длине волны 320.5 нм одно-

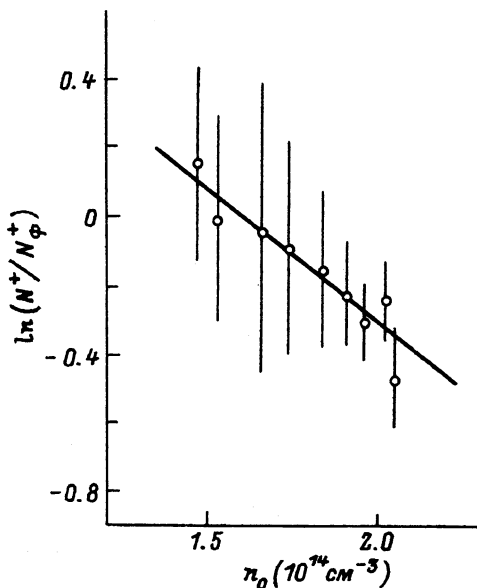


Рис. 2. Отношение $\frac{N^+}{N_\phi^+}$ на длине волны 320.5 нм в зависимости от плотности пара цезия. $R = 0.15$ см.

временно возбуждаются несколько $k^2\rho$ уровней CS). Сигнал N^+ нормировался на сигнал фона N_ϕ^+ :

$$\frac{N^+}{N_\phi^+} = \frac{\gamma}{\delta_\phi} \exp\left(-\sqrt{\frac{I+W}{D^*}} R\right). \quad (3)$$

В нашем случае $I = Kn_0$, где K – константа скорости столкновительной ионизации, а тушение ВВА происходит радиационным путем [6]. Учитывая соотношение (2) и то, что $W(Kn_0)^{-1} \ll 1$ [6], из (3) получаем

$$\ln \frac{N^+}{N_\phi^+} = \ln \frac{\gamma}{\delta_\phi} - \frac{WR}{2\sqrt{KC}} - \sqrt{\frac{K}{C}} R n_0 + \frac{W^2 R}{8n_0 \sqrt{K^3 C}} + \dots \quad (4)$$

На рис. 2 представлена зависимость $\ln N^+(N_\phi^+)^{-1}$ от n_0 . Методом наименьших квадратов через экспериментальные точки проведена

прямая. Согласно (4), ее наклон равен $-\sqrt{\frac{K}{C}} R$. (Последний член

в (4) вносит нелинейность менее 1%, которая ввиду ее малости не учитывалась). Константа скорости ионизации для $n^* = 21.4$ равна $K = (2.9 \pm 0.7) \cdot 10^{-10} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$ [6], а наклон прямой на рис. 2 равен $(0.76 \pm 0.14) \cdot 10^{-14} \text{ см}^3$, поэтому $C = (1.1 \pm 0.5) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-1} \text{ с}^{-1}$. Окончательно коэффициент диффузии ВВА цезия равен $D^* = (1.1 \pm 0.5) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-1} \text{ с}^{-1} n_o^{-1}$.

В работе [7] исследовалось рассеяние ВВА лития на атомах инертных газов H_2, N_2 . Получено, что с точностью до двух сечения упругого рассеяния ВВА совпадают с сечениями упругого рассеяния иона Li^+ на тех же мишенях. Поэтому можно ожидать и близость величин транспортных сечений и коэффициентов диффузии ВВА цезия и иона Cs^+ . Для вычисления коэффициента диффузии воспользуемся сводными экспериментальными данными четырех работ по приведенной подвижности ионов Cs^+ в паре цезия [8] и соотношением Эйнштейна между подвижностью и коэффициентом диффузии. По величинам подвижностей, представленным в [8], получаются следующие величины $D^* n_o$ (в единицах $10^{17} \text{ см}^{-1} \text{ с}^{-1}$): 1.09, 1.75, 1.83 и 1.56. Эти величины согласуются с коэффициентом $D^* n_o = (1.1 \pm 0.5) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-1} \text{ с}^{-1}$ для ВВА цезия, полученным в настоящей работе. Таким образом, транспортные свойства ВВА цезия с эффективным главным квантовым числом $n^* \approx 21$ определяются транспортными свойствами иона ВВА (Cs^+).

Предложенный в настоящей работе метод ионизации может быть применен и для определения коэффициентов диффузии высоковозбужденных частиц других сортов (молекул, кластеров), а также метастабильных частиц. Если столкновительная ионизация возбужденных частиц не является достаточно эффективной, для их ионизации можно использовать пучок электронов, электрическое поле или лазерное излучение [9]. Таким образом, метод ионизации представляется довольно простым и универсальным методом измерения транспортных свойств возбужденных частиц.

Л и т е р а т у р а

- [1] Ключарев А.Н., Родичкин В.А., Сепман В.Ю., Шеверев В.А. - Письма в ЖТФ, 1984, т. 10, в. 5, с. 277-280.
- [2] Карлов Н.В., Прохоров А.М. - УФН, 1976, т. 118, в. 4, с. 583-609.
- [3] Ключарев А.Н. Фотопроцессы химионизации. - В кн.: Химия плазмы, вып. 7, М., 1980, с. 109-144.
- [4] Смирнов Б.М. - УФН, 1980, т. 131, вып. 4, с. 577-616.
- [5] Пенкин Н.П., Редько Т.П. Диффузия возбужденных атомов в собственном газе и примесях. - В кн.: Спектроскопия газоразрядной плазмы, вып. 1, Л., 1976, с. 51-80.
- [6] Sveda S. V. - J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys, 1988, v. 21, N 2, p. 301-314.
- [7] Kocher C.A., Smith A.J. - Phys. Rev. Lett., 1977, v. 39, N 24, p. 1516-1519.

[8] Ма к - Д а н и е л ь И., М э з о н Э. Подвижность и диффузия ионов в газах. М., 1976. 422 с.

[9] Л е т о х о в В.С. Нелинейные селективные фотопроцессы в атомах и молекулах. М.; 1983. 408 с.

Поступило в Редакцию
14 июня 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 19 12 октября 1988 г.

ВЛИЯНИЕ ДАВЛЕНИЯ НА АКУСТООПТИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В НЕМАТИКЕ

С.В. П а с е ч н и к, В.А. Б а л а н д и н,
В.И. К и р е е в

В настоящее время жидкие кристаллы рассматриваются как перспективные материалы для использования в акустооптических устройствах различного назначения [1]. Несмотря на достаточно интенсивные экспериментальные и теоретические исследования акустооптического эффекта в тонких (менее 500 мкм) нематических слоях, влияние внешних факторов на стационарные и кинетические характеристики данного эффекта изучено недостаточно полно. В частности, отсутствует информация о воздействии давления на акустооптический эффект, которая необходима для прогнозирования работы технических устройств при вариации термодинамических параметров состояния. Ниже приводятся первые экспериментальные результаты по этому вопросу.

Акустооптический эффект наблюдался в слое нематического жидкого кристалла Н-37 (смесь МББА и ЭББА в отношении 1:1) толщиной (h) 110 мкм при возбуждении его ультразвуковыми колебаниями частотой 186 кГц в геометрии, описанной ранее [2, 3]. Воздействие ультразвуковых колебаний на слой нематика с первоначальной гомеотропной ориентацией приводило к изменению интенсивности проходящего через него света. В результате эксперимента регистрировались временные изменения $I(t)$, имевшие место при включении и выключении источника ультразвука в условиях вариации давления в слое нематика. Системы создания давления и регистрации интенсивности оптического сигнала описаны в работе [4].

На рис. 1 приведены экспериментальные зависимости $I(t)$ для различных давлений (P) при постоянстве значений других параметров, способных влиять на наблюдаемые эффекты (температуры и напряжения на пьезопреобразователе U_a). При достаточно малых значениях U_a зависимость $I(t)$ при включении и выключении источника ультразвука носит монотонный характер, что объясняется малостью (по сравнению с π) разности фаз (δ) между обычно-