

формуле (3),  
Формула (3)  
их условиях  
ее торцов).  
единицу вре-  
прямой, так

УДК 537.525

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ ГАЗОВОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ ПО СПЕКТРУ ОБОГАЩЕННОЙ СМЕСИ ИЗОТОПОВ НЕОНА

А. Г. Жиглинский, Л. А. Козловская и Э. Н. Фафурина

Предложен метод определения газовой температуры разряда по перераспределению яркости в картине с. т. с. линии 6599 Å атомарного неона, обогащенного стабильным изотопом  $Ne^{22}$  до концентрации 50%. Показано, что такое определение температуры чувствительнее, нежели по ширине спектральных линий. Метод применен для исследования механизма разряда в охлаждаемом полом катоде.

Газовую температуру разряда при небольших токах и давлениях обычно определяют по доплеровскому уширению спектральных линий. В работе [1] было показано, что перераспределение яркости в картине с. т. с. может быть более чувствительно к изменению газовой температуры. Для определения последней авторы работы [1] использовали с. т. с. линии  $Cu I 5782 \text{ \AA}$  при естественном содержании изотопов меди. Однако в практике диагностики плазмы спектр меди может иметь довольно узкую область применения, поскольку атомы меди редко являются компонентом плазмы.

Нами предлагается использовать для определения температуры плазмы перераспределение яркости в картине с. т. с. линии  $6598.9 \text{ \AA}$  ( $^3P_1 - ^1P_1^0$ ) атомарного неона, обогащенного стабильным изотопом  $Ne^{22}$  до концентрации 50%. В этом случае с. т. с. применявшейся линии имеет крайне простую структуру. Наблюдаемая с интерферометром Фабри—Перо толщиной 3 см с. т. с. имеет вид, изображенный на рис. 1. Как видно из рис. 1, линия состоит из двух компонент равной яркости, принадлежащих изотопам  $Ne^{20}$  и  $Ne^{22}$ . Изотопное смещение  $\Delta\nu_{из.}$ , согласно данным работы [2], составляет  $71 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$ . Для определения газовой температуры использовалось отношение яркости в координатах  $\nu$  и  $\nu'$  минимумов интерференционной картины к яркости в максимуме:  $A_{\nu}/A_0$  и  $A_{\nu'}/A_0$  (рис. 1). При измерении малых температур (примерно до  $700^\circ \text{ K}$ ) может быть использован минимум между ближайшими компонентами с. т. с. При увеличении температуры эти компоненты могут не разрешаться, тогда следует использовать минимум между соседними порядками интерференционной картины. Изменяя толщину интерферометра, легко выбрать величину постоянной интерферометра  $\Delta\nu_{инт.}$ , необходимую для получения удобного для измерений минимума между порядками интерференции.

Температура определялась по градуировочным графикам (рис. 2). Последние рассчитывались с помощью таблиц [3] для значений свертки аппаратной функции интерферометра и функции, описывающей доплеровский контур линии.

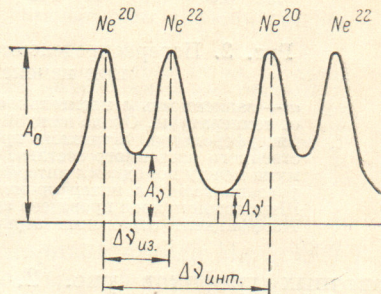


Рис. 1. Картина с. т. с. линии  $Ne I 6598.9 \text{ \AA}$ , наблюдаемая при равной концентрации изотопов  $Ne^{20}$  и  $Ne^{22}$ .

ции распре-  
сечение сту-  
ле Томсона.

твия между  
азе страты,  
всей страте

и электри-  
спределения

8, 1821, 1968.  
Укр. физ. ж.,

Госатомиздат,  
преля 1970 г.



На рис. 2, а приведены результаты расчета относительной яркости  $A_{\nu}/A_0$  минимума между изотопными линиями при равной концентрации обоих изотопов неона. Из рис. 2 следует, что при относительной ошибке регистрации величины  $A_{\nu}/A_0$  равной 1% погрешность определения температуры вблизи 300° К будет равняться 3°. Из сравнения кривой, полученной для неона естественного изотопного состава и для неона, обогащенного изотопом  $Ne^{22}$ , следует, что при естественном изотопном составе чувствительность  $\Delta(A_{\nu}/A_0)/\Delta T$  относительной яркости  $A_{\nu}/A_0$  к изменению температуры в 4 раза меньше.

На рис. 2, б приведена зависимость относительной яркости  $A_{\nu}/A_0$  минимума между порядками интерференционной картины от температуры (при разных толщинах интерферометра). Из этого рисунка следует, что, изменяя толщину интерферометра, можно изменять чувствительность метода и область регистрируемых температур. Из сопоставления градуи-

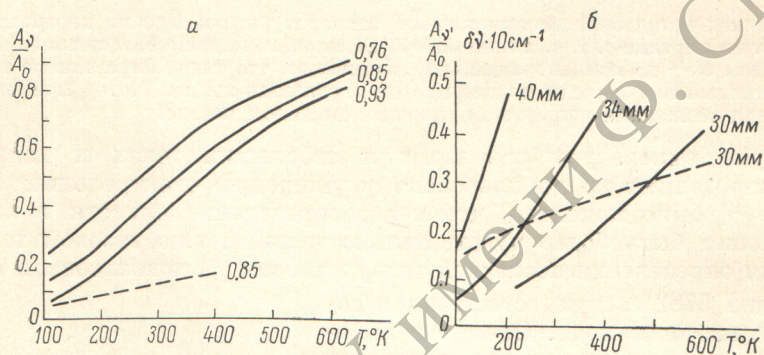


Рис. 2. Перераспределение яркости в картине с. т. с. линии неона при изменении газовой температуры.

а — зависимость относительной яркости минимума между линиями изотопов от температуры. Около каждой кривой указан коэффициент отражения зеркал интерферометра. Штрихами проведена кривая, рассчитанная для неона естественного изотопного состава. б — зависимость относительной яркости минимума между порядками интерференции от температуры. Около каждой кривой указана толщина интерферометра, для которой рассчитана эта зависимость. Штриховой кривой проведена зависимость полуширины линии от температуры. Коэффициент отражения зеркал интерферометра принимался равным 0.89.

ровочных графиков рис. 2, б с зависимостью полуширины линии от температуры, приведенной на этом же рисунке, следует, что чувствительность полуширины линии к изменению температуры  $\Delta(\delta\nu)/\Delta T$  меньше (при толщине интерферометра 4 см в 4.1 раза). При сравнении чувствительности методов определения температуры следует выше также учитывать, что точность измерений яркости линии обычно выше, чем полуширины.

Систематическая ошибка метода может быть обусловлена рядом причин: отклонением формы аппаратного контура от функции Эри, вызванным отклонением зеркал интерферометра от плоскости; погрешностями юстировки интерферометра [4]; влиянием выходной диафрагмы установки; неточностью использованной величины изотопного смещения, ошибкой за счет сделанного при расчете градуировочных графиков предположения о идентичности контуров линий обоих изотопов неона, отклонением концентрации изотопов от 50%. По нашим оценкам, в реальных условиях основную роль играет ошибка, связанная с неточным знанием реального аппаратного контура интерферометра. Только за счет неконтролируемых отклонений зеркал интерферометра от параллельности на величину  $1/30$  длины световой волны и сопутствующему изменению аппаратного контура интерферометра результат определения газовой температуры может измениться примерно на 16%. Впрочем, результаты измерения температуры по полуширине спектральной линии при этом будут



яркости  
центрации  
и ошибке  
ния тем-  
й, полу-  
а, обога-  
составе  
менению

$A_1/A_0$   
ературы  
ет, что,  
ельность  
градуи-

изменяться примерно так же. Поэтому для прецизионных измерений абсолютных значений температуры аппаратурный контур целесообразно измерять экспериментально.

Итак, в одинаковых экспериментальных условиях чувствительность предлагаемого метода определения температуры выше нежели чувствительность других способов. Метод не нуждается в равномерном сканировании интерференционной картины.

Изложенное предложение применено нами для изучения пространственного распределения газовой температуры в полном катоде, охлаждаемом жидким воздухом. Полный катод изготавливался из магния, имел радиус  $r_k = 3.5$  мм и длину 15 мм. Для регистрации с. т. с. спектральных линий применялся фотоэлектрический спектрофотометр с интерферометром Фабри—Перо, аналогичный описанному в работе [5]. Отличием явилось применение в интерферометре широкополосных диэлектрических

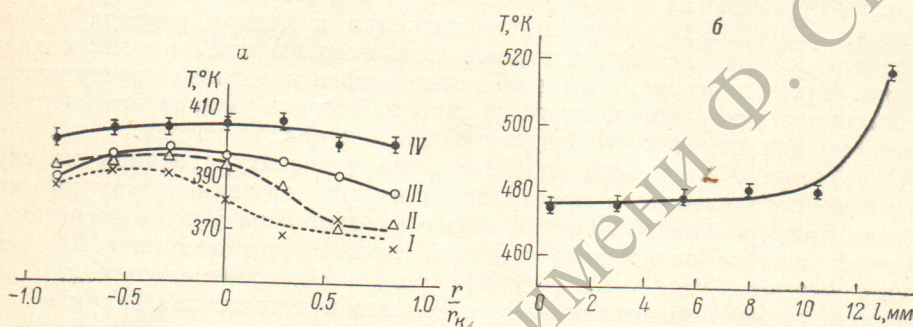


Рис. 3. Пространственное распределение газовой температуры в полном катоде, охлаждаемом жидким воздухом.

*a* — радиальное распределение температуры при силе разрядного тока 16 ма, давлении 0.6 мм рт. ст. Кривые получены через промежутки времени, равные 0.5 часа в последовательности, обозначенной цифрами около кривых. *б* — осевое распределение температуры при силе разрядного тока 55 ма, давлении 0.8 мм рт. ст. Величина  $l$  отсчитывалась от дна полого катода. Вертикальные штрихи около некоторых точек соответствуют средней арифметической ошибке определения температуры.

зеркал [6]. Последние позволили наблюдать как линию носителя разряда Ne I  $\lambda = 6599 \text{ \AA}$ , так и линию атомов материала катода Mg I 8807  $\text{ \AA}$ .

На рис. 3 приведено измеренное с помощью предлагаемого метода распределение температуры по радиусу  $r$  полого катода и по его длине  $l$ . Из рис. 3, *a* следует, что в начале разряда радиальное распределение может быть несимметричным (кривые I—III). Этот результат согласуется с предложенным в работе [7] механизмом формирования газовой температуры, в котором существенная роль принадлежит состоянию поверхности стенки катода. Из рис. 3, *a* видно, что примерно через час после начала разряда состояние участков поверхности катода практически нивелируется, по-видимому, за счет очистки поверхности в процессе катодного распыления. В установившемся режиме температура в центре катода примерно на  $5-15^\circ$  выше температуры на периферии. Это противоречит представлению о том, что нагрев плазмы происходит исключительно за счет энергии, выделяющейся в темном катодном пространстве. В этом случае температура в области свечения должна была бы оставаться постоянной. По-видимому, на уровне точности  $\approx 10^\circ$  нельзя пренебрегать энергией, передаваемой нейтральному газу в области свечения за счет упругих соударений с электронами и ионами. Этот же вывод можно сделать из рис. 3, *б*. Из него следует, что газовая температура в районе отверстия катода повышается на  $40^\circ$ . В работах Ю. М. Кагана с сотрудниками отмечалось, что вблизи отверстия катода повышается градиент электрического поля [8]. Это должно приводить к увеличению мощности, подводимой от электрического поля к нейтральному газу. Если бы выде-

нии от  
встви-  
в)/ $\Delta T$   
внении  
также  
е, чем

и при-  
ызван-  
стями  
овки;  
ибкой  
нения  
и кон-  
овиях  
ьного  
ируе-  
ичину  
атур-  
емпе-  
изме-  
будут



лением мощности в области свечения можно было бы пренебречь, то вблизи отверстия следовало бы ожидать понижения температуры. Последнее наблюдалось нами при токе в цепи катода равном 16 ма.

Сравнивая пространственное распределение температуры атомов Ne и Mg, можно сделать выводы относительно термического равновесия между распыленными атомами материала катода и инертным газом — носителем разряда. Температура атомов магния измерялась по перераспределению яркости в картине с. т. с. линии Mg I 8807 Å. Оказалось, что на границе свечения, вблизи темного катодного пространства, где следует ожидать наибольшее различие между температурой атомов Ne и Mg, оно не превосходило 10%. Это различие находилось в пределах систематической ошибки методов определения температуры. Более точно о равновесии в полном катоде можно судить по другому опыту.

Напомним, что в момент вылета со стенки катода атомы металла имеют энергию, примерно на 2 порядка большую, чем тепловая энергия атомов носителя разряда. В процессе передвижения к центру разряда атомы материала катода постепенно теряют свою энергию при упругих соударениях. Таким образом, если в области темного катодного пространства равновесие не достигается, то мы должны наблюдать уменьшение энергии атомов магния от края светящейся области к центру катода.

В результате измерений оказалось, что температура атомов магния вблизи темного катодного пространства превышает температуру на оси разряда примерно на 10°. Эта величина находится на уровне несистематической ошибки определения газовой температуры магния. Из этих данных следует, что температурное равновесие нейтральных атомов достигается уже в области темного катодного пространства. Таким образом, можно утверждать, что в области свечения движение атомов материала катода диффузионное. Это обстоятельство существенно упрощает описание поведения атомов металла в полном катоде.

#### Литература

- [1] А. Г. Жиглинский, Т. Н. Хлопина. Опт. и спектр., 24, 652, 1968.
- [2] R. Ritschl, H. Schöber. Phys. Z., 38, 6, 1937.
- [3] F. Bayer-Helms. Z. angewandte Phys., 15, 418, 1963.
- [4] R. Chabbal. J. Phys. Rad., 19, 295, 1958.
- [5] А. Г. Жиглинский, Э. Н. Фафурина. Ж. прикл. спектр., 5, 557, 1966.
- [6] А. Г. Жиглинский, Э. С. Путилин. Ж. прикл. спектр., 10, 1013, 1969.
- [7] А. Г. Жиглинский, Т. Н. Хлопина. Ж. прикл. спектр., 8, 562, 1968.
- [8] В. П. Гоффмейстер, Ю. М. Каган. Rev. Roum. Physique, 13, 19, 1968.

Поступило в Редакцию 11 июня 1970 г.