

лома кривой. Далее по известным значениям амплитуды давления в волне, длительности импульса звука и скорости звука в среде можно найти величину параметра нелинейности среды ϵ . Другой вариант измерения параметра нелинейности среды в широкополосных импульсных измерениях на основе определения кривой нелинейно-диссипативного насыщения амплитуды был предложен в [9].

Благодаря малой длительности звуковых импульсов и большой их интенсивности длина образования разрыва достаточно невелика. В силу этого импульсные методы измерения нелинейного параметра особенно перспективны для твердых тел, где измерение ϵ по генерации второй гармоники встречает известные трудности.

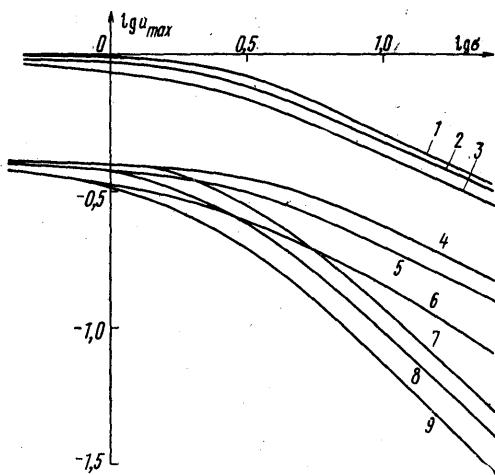


Рис. 3. Зависимость максимального значения колебательной скорости от расстояния. Кривые 1, 4, 7 — $\epsilon Re = 20$; 2, 5, 8 — $\epsilon Re = 10$; 3, 6, 9 — $\epsilon Re = 5$. Кривые 1, 2, 3 описывают динамику амплитуды импульса для f_1 , 4, 5, 6 — для f_2 и 7, 8, 9 — для f_3

гармоники встречает известные трудности.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Солуян С. И., Хохлов Р. В. «Вестн. Моск. ун-та. Физ., астроном.», 1961, № 3, 52—61.
2. Руденко О. В., Солуян С. И. Теоретические основы нелинейной акустики. М., 1975.
3. Еремин В. В., Липницкий Ю. М. «Журн. вычисл. матем. и матем. физ.», 1974, 14, вып. 2, 379—389.
4. Rusanov V. V. „J. Comp. Phys.“, 1970, 5, 507—515.
5. Балакин В. Б. «Журн. вычисл. матем. и матем. физ.», 1970, 10, вып. 6, 1512—1519.
6. Русанов В. В. ДАН СССР, 1968, 180, 1303—1305.
7. Карабутов А. А., Лапшин Е. А., Панасенко Г. П., Руденко О. В. Тр. IX Всесоюз. акуст. конференции. М., 1977.
8. Бункин Ф. В., Комиссаров В. М. «Акуст. журн.», 1973, 19, вып. 3, 305—320.
9. Карабутов А. А. Дипломная работа. М., 1975.

Кафедра
волновых процессов

Поступила в редакцию
02.06.78

УДК 533.9.082.5

В. Х. ФАЗЛАЕВ, А. М. ДЕВЯТОВ, С. В. МАКАРЫЧЕВ

ВОЗБУЖДЕНИЕ АТОМОВ Sr В РАЗРЯДЕ В ПОЛОМ КАТОДЕ

Возбуждение, ионизация и обратные им процессы определяют основные свойства газоразрядной низкотемпературной плазмы. Механизм образования возбужденных атомов инертных газов [1], цинка, кадмия

и ртути [2], а также щелочных металлов [3] в условиях газоразрядной плазмы к настоящему времени изучен достаточно подробно. Результаты этих работ показывают, что в условиях неизотермичной плазмы заселенность низколежащих уровней играет большую роль в механизме ионизации и возбуждения высоколежащих уровней атомов. Прямые измерения функции ступенчатой ионизации и ступенчатого возбуждения некоторых спектральных линий атомов Sr показали [4], что основную роль в этих процессах играют синглетные и триплетные метастабильные состояния. Исследований, посвященных изучению возбужденных уровней Sr I в газовом разряде, нам неизвестно.

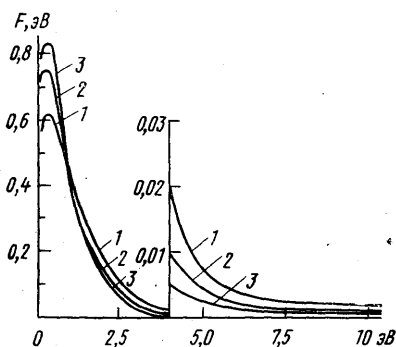


Рис. 1. Функция распределения электронов по энергиям для разрядных токов: 1—50, 2—100, 3—200 мА

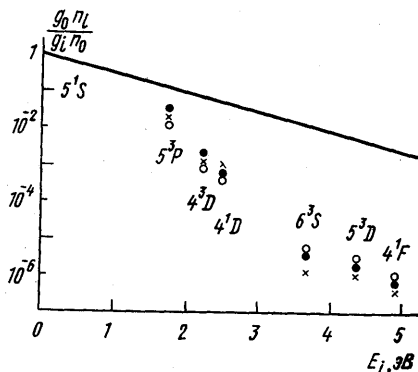


Рис. 2. Зависимость относительной заселенности уровней атома Sr от энергии E_i возбуждения уровней. X—50, ●—100 и ○—200 мА. Прямая соответствует равновесному распределению заселенности с температурой электронов 1 эВ

1. Экспериментальная установка и схема оптических измерений подобны описанным в [5]. Газом-наполнителем служил спектрально-чистый Ag при давлении 20 Па. Разрядный ток менялся от 50 до 200 мА. Зондовые измерения проводились с помощью Г-образного зонда длиной 5 мм, диаметром 75 мкм, который вводился на время измерений в разрядную область через узкое боковое отверстие полого катода. Функция распределения электронов по энергиям определялась методом второй производной тока на зонд [6]. Во всем диапазоне параметров разряда она оказалась отличной от максвелловской (более узкий максимум и более длинный «хвост» распределения). Полученные функции распределения показаны на рис. 1.

Концентрация n_e и средняя энергия электронов вычислялись на ЭВМ по известным функциям распределения. Концентрация n_0 атомов Sr I в основном состоянии 5^1S_0 определялась по измерениям параметров самообращенного контура резонансной линии 0,4697 мкм [7]. По измеренным значениям абсолютных интенсивностей спектральных линий были определены концентрации атомов на уровнях 4^1F_3 (0,5156 мкм), 6^3S (0,6791 мкм) и 5^3D (0,4968 и 0,4962 мкм). При расчете были использованы экспериментальные значения сил осцилля-

торов [8, 9]. По самопоглощению этих же линий были определены концентрации атомов на уровнях 4^1D_2 , 5^3P_0 и 5^3P_2 соответственно.

Заселенность уровня 4^3D_3 определялась по самопоглощению линии 0,4892 мкм; для вычисления силы осциллятора мы воспользовались значением вероятности соответствующего синглетного перехода 0,5156 мкм, данным в [9]. При этом мы основывались на том, что согласно [10] относительные силы осцилляторов указанных переходов примерно одинаковы, а нормировочный множитель для перехода их в абсолютные значения имеет в данном диапазоне энергий возбуждения постоянную величину. Для измерения величин самопоглощения использовался метод одного зеркала за разрядной трубкой.

2. В таблице приведены результаты измерений концентраций атомов Sr в основном и возбужденных состояниях и концентрация элект-

| Уровень | $n_i, \text{см}^{-3}$ | | |
|----------|-----------------------|----------------------|----------------------|
| | 50 мА | 100 мА | 200 мА |
| 5^1S_0 | $19 \cdot 10^{10}$ | $60 \cdot 10^{10}$ | $220 \cdot 10^{10}$ |
| 5^3P_0 | $0,5 \cdot 10^{10}$ | $2,6 \cdot 10^{10}$ | $5,9 \cdot 10^{10}$ |
| 5^3P_2 | $3,5 \cdot 10^{10}$ | $11,2 \cdot 10^{10}$ | $27,5 \cdot 10^{10}$ |
| 4^3D_3 | $0,75 \cdot 10^{10}$ | $2,47 \cdot 10^{10}$ | $9,03 \cdot 10^{10}$ |
| 4^1D_2 | $0,55 \cdot 10^{10}$ | $1,06 \cdot 10^{10}$ | $3,44 \cdot 10^{10}$ |
| 6^3S_1 | $6,6 \cdot 10^5$ | $63 \cdot 10^5$ | $300 \cdot 10^5$ |
| 5^3D_2 | $10 \cdot 10^5$ | $47 \cdot 10^5$ | $170 \cdot 10^5$ |
| 4^1F_3 | $5,1 \cdot 10^5$ | $17 \cdot 10^5$ | $52 \cdot 10^5$ |
| n_e | $26 \cdot 10^{10}$ | $43 \cdot 10^{10}$ | $76 \cdot 10^{10}$ |

тронов в зависимости от изменения разрядного тока. Из таблицы видно, что заселенность всех исследованных уровней увеличивается с ростом разрядного тока, что объясняется ростом концентрации электронов и нормальных атомов Sr.

Распределение заселенностей по уровням в целом для атома носит явно неравновесный характер. Но заселенность уровней 5^3P_0 и 5^3P_2 приближенно следует отношению их статистических весов 1 : 5, что объясняется перемешиванием их соударениями атомов. Действительно, энергетическое расстояние между компонентами тонкой структуры уровней 4^3D и 5^3P имеет величину того же порядка ($\sim 10^{-2}$ эВ), что и тепловая энергия атомов в разряде (~ 100 К). Внутри группы уровней 4^1D , 4^3D , 5^3P также наблюдается распределение заселенности, близкое к равновесному (рис. 2). При этом заселенность уровня 4^3D находилась умножением заселенности одной его компоненты 4^3D_3 на

$$2,2 \cong \frac{\sum_{j=1,2,3} 2j+1}{2 \cdot 3+1}$$

Аналогично по измеренной заселенности уровней 5^3P_0 и 5^3P_2 находилась заселенность уровня 5^3P :

$$n_{5^3P} = \frac{1}{2} \left(\frac{n_{5^3P_0}}{2 \cdot 0+1} + \frac{n_{5^3P_2}}{2 \cdot 2+1} \right) \cdot \sum_{j=0,1,2} 2j+1$$

Таким образом, в условиях наших экспериментов близкое к равновесному распределение устанавливается в группе низкорасположенных сильнозаселенных уровней 4^1D , 4^3D и 5^3P со своей температурой заселения. Такое распределение можно объяснить тем, что средняя энергия электронов (1—1,5 эВ) гораздо больше, чем расстояние между этими уровнями (0,25 и 0,45 эВ). Это приводит к частичному перемешиванию заселенности уровней 4^1D , 4^3D , 5^3P за счет электронных соударений. Распределение заселенности между указанными и более высокорасположенными уровнями сильно неравновесно.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Фриш С. Э. В кн.: Спектроскопия газоразрядной плазмы. Л., 1970, с. 214.
2. Пенкин Н. П. В кн.: Спектроскопия газоразрядной плазмы. Л., 1970, с. 274.
3. Волкова Л. М., Девятов А. М., Соловьев Т. Н. «Теплофиз. высокие температур», 1974, 12, 1155; 1975, 13, 264.
4. Шафраньон И. И., Алексахин И. С., Запесочный И. П. «Письма в ЖЭТФ», 1975, 19, вып. 5, 271.
5. Волкова Л. М., Девятов А. М., Фазлаев В. Х. «Вестн. Моск. ун-та. Физ., астрон.», 1977, 18, № 1, 20.
6. Каган Ю. М. В кн.: Спектроскопия газоразрядной плазмы. Л., 1970, с. 201.
7. Кидрасов Ф. Х. Канд. дис. М., 1974.
8. Пенкин Н. П. В кн.: Спектроскопия газоразрядной плазмы. Л., 1970, с. 63.
9. Andrä H. J., Plöhn H. et al. JOSA, 1975, 65, 1410.
10. Корлисс Ч., Базман У. Вероятности переходов и силы осцилляторов 70 элементов. М., 1968.

Кафедра
электроники

Поступила в редакцию
21.04.78

УДК 535.36+538.12

Ю. М. ЛОСКУТОВ, В. В. СКОБЕЛЕВ

КОМПТОН-ЭФФЕКТ В ДВУМЕРНОМ ПРИБЛИЖЕНИИ КВАНТОВОЙ ЭЛЕКТРОДИНАМИКИ

Достаточно сильные внешние поля коренным образом изменяют спектрально-угловые и поляризационные характеристики электродинамических процессов. Свойства комптоновского рассеяния в магнитном поле неоднократно обсуждались рядом авторов. Так, в работе [1] были получены общие формулы для матричного элемента процесса и рассмотрены частные случаи рассеяния вперед и назад при падении фотона вдоль поля, а в [2] те же вопросы обсуждались для рассеяния на фермионе с аномальным магнитным моментом методом деления на оператор. Аналогичный подход развивался позднее в работе [3], где к энергии электрона добавлялась мнимая часть для учета конечной ширины уровней. В работе [4] комптоновское рассеяние рассматривалось в приближении скрещенного поля (предложенным ранее Ритусом), а в [5] — методом собственного времени Швингера. Все перечисленные подходы сталкиваются с одним и тем же затруднением — суммированием по промежуточным состояниям; в большинстве случаев это не позволяет получить замкнутых и удобных для исследования выражений.

Представляется естественным, что влияние магнитного поля будет наиболее ярко выражено, когда поперечные степени свободы электро-