

шить осцилляции поля внутри образца. Это позволяет провести качественное сравнение экспериментальных результатов с решением уравнения (3). Согласие с теорией оказывается удовлетворительным.

Литература

- [1] Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М., 1973, с. 720.
[2] Kosrel D. — JOSA, 1966, v. 56, p. 1434.

Поступило в Редакцию 1 декабря 1983 г.

УДК 537.5

Опт. и спектр., т. 56, в. 6, 1984

ЭЛЕКТРОННАЯ ЛОВУШКА ИОНОВ ДЛЯ СПЕКТРОСКОПИИ

Бобрик В. И., Жмудь А. А.

Спектроскопия локализованных ионов в настоящее время занимает особое место в спектроскопии сверхвысокого разрешения, так как позволяет проводить уникальные по характеру и точности эксперименты с атомными и молекулярными частицами, открывает новые возможности по созданию стандарта частоты в оптическом диапазоне [1]. Длительное удержание ионов в ограниченном пространстве в настоящее время осуществляется при помощи специальных электромагнитных ловушек типа высокочастотной квадрупольной ловушки и ловушки, использующей комбинацию неоднородного электростатического поля с постоянным магнитным полем [1, 2]. Возможен и другой способ удержания ионов — удержание их в поле электронного пучка [3].

Мы сообщаем об эксперименте по захвату и удержанию ионов для цели спектроскопии в поле аксиально-симметричного пучка электронов, на которое наложено электростатическое квадрупольное поле. В параксиальном приближении поле внутри пучка имеет вид (ось z — ось пучка) [4]

$$E_r = -\frac{I}{2\pi R_0^2 v_e \epsilon_0} r, \quad (1)$$

где I и R_0 — соответственно ток и радиус электронного пучка, v_e — скорость электронов в пучке, ϵ_0 — диэлектрическая постоянная. Такое распределение поля соответствует радиальной осцилляторной потенциальной яме с глубиной

$$D_{or} = \frac{I}{4\pi v_e \epsilon_0}. \quad (2)$$

Электронный пучок, ионизуя атомы, попавшие в него, захватывает их в радиальном направлении, если глубина потенциальной ямы больше энергии образованных ионов. Захваченные таким образом ионы будут осциллировать в радиальном поле пучка с частотой

$$f_i = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{e Z_i I}{2\pi R_0^2 v_e \epsilon_0 m_i}}, \quad (3)$$

свободно двигаясь вдоль оси пучка. В уравнении (3) m_i — масса иона, e — заряд электрона, Z_i — заряд иона, выраженный через заряд электрона. Удержание частиц по оси z можно осуществить посредством наложения на поле электронного пучка внешнего неоднородного электростатического поля, образующего потенциальную яму только в направлении оси z (например, квадрупольного с потенциалом $\varphi = K(r^2 - 2z^2)$, где K — произвольная постоянная).

Экспериментальное исследование собственных частот колебаний ионов, удерживаемых полем электронного пучка, проводилось по следующей схеме

(рис. 1). Электронный пучок радиусом $R_0 = 3.4 \cdot 10^{-3}$ м пропусклся между двумя параллельными пластинами, на которые с генератора подавалось напряжение с частотой $f_r = 1.71 \cdot 10^5$ Гц. Из уравнения (3) видно, что при выполнении следующего условия:

$$\frac{\sqrt{U_0}}{I} \approx \left(\frac{8.606 \cdot 10^6}{f_r} \frac{1}{R_0} \right)^2 \frac{Z_i}{M}, \quad (4)$$

где ток I выражен в мА, R_0 — в мм, U_0 — энергия электронов пучка в В, M — масса иона в а. е. м., собственная частота колебаний иона с соответствующим отношением M/Z_i в поле электронного пучка будет равна частоте генератора ($f_i = f_r$). На рис. 2, в соответствии с уравнением (4), прямыми линиями показаны зависимости тока электронного пучка I от энергии электронов U_0 , при котором для различных ионов должен наблюдаться резонанс между их собственной

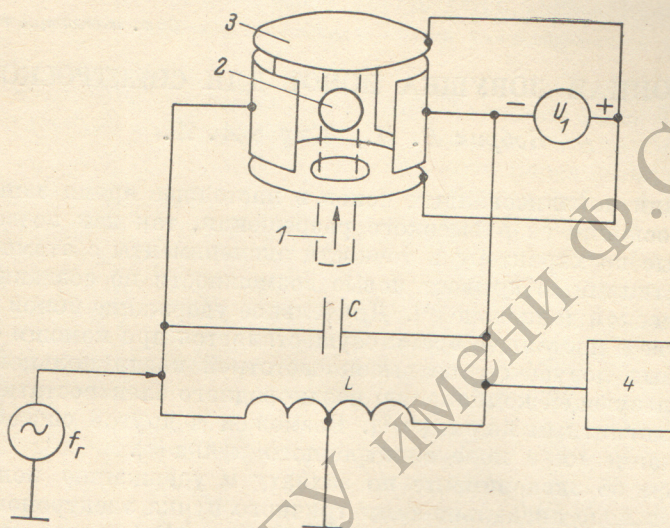


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

1 — электронный пучок, 2 — облако удержанных ионов, 3 — анод — мишень, 4 — аппаратура регистрации и управления электронным пучком, LC — резонансный контур.

частотой колебаний в поле электронного пучка и частотой генератора. Изменяя величину тока I или энергию электронов U_0 , можно добиваться выполнения условия резонанса (4) для различных типов ионов. Введение колебательного контура (рис. 1), резонансная частота которого с учетом емкости параллельных пластин равна частоте генератора f_r , позволило по резонансу частоты колебаний ионов с частотой генератора наблюдать захват и удержание ионов полем электронного пучка. Точками на рис. 2 показаны экспериментальные значения I и U_0 , при которых наблюдались резонансы. Резонансы наблюдались в широком диапазоне давлений остаточного газа от 10^{-6} до 10^{-7} мм рт. ст. и ниже.

Для одновременного удержания ионов по радиусу и оси z перпендикулярно электронному пучку были введены плоские электроды, на которые подавался положительный потенциал U_1 относительно электродов, параллельных электронному пучку. При этом сначала амплитуда резонансов резко увеличивалась, что свидетельствует об образовании для ионов трехмерной потенциальной ямы. При дальнейшем увеличении величины U_1 амплитуда резонансов проходила через максимум и постепенно уменьшалась до полного исчезновения. В случае, когда амплитуда резонансов была максимальной, в центре ловушки наблюдались светящиеся пятно ионов, которое меняло координату z при подаче на дополнительные электроды, перпендикулярные оси пучка, постоянного напряжения соответствующей полярности, что также свидетельствует о захвате и удержании ионов в ловушке.

По спектру флуоресценции можно определять качественный состав ионов, захваченных в ловушке. Так, нами были обнаружены ионы алюминия (Al II)

и ионы меди (Cu II), которые образовывались в результате электронной бомбардировки мишени из алюминиевой или медной фольги, помещенной перпендикулярно электронному пучку.

Принципиальным вопросом для ловушек данного типа при применении их в спектроскопии является вопрос об уширении спектральных линий ионов

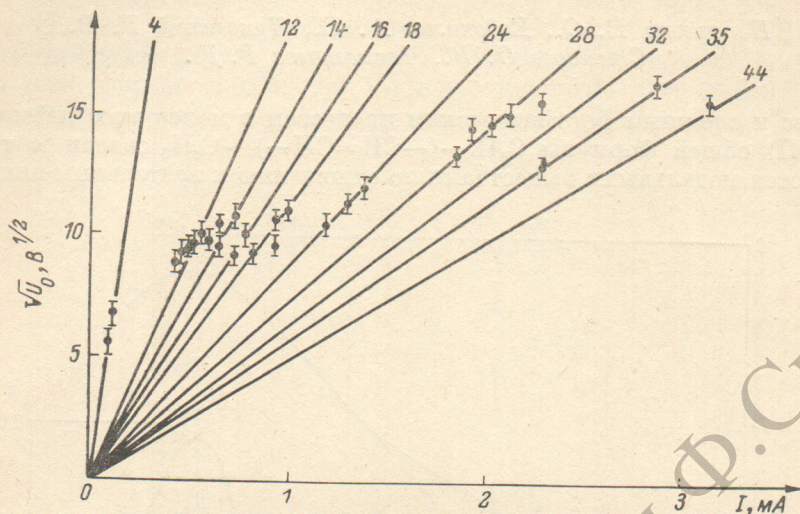


Рис. 2. Зависимость тока электронного пучка от энергии электронов в нем, при котором собственная частота колебаний ионов с соответствующим значением M/Z_i в поле пучка равна $1.71 \cdot 10^5$ Гц.

Прямые линии соответствуют уравнению (4), точки — эксперимент со смесью гелия с воздухом.

электронами пучка. В рамках теории ударного приближения [5] уширение спектральных линий электронами в ловушке можно описать выражением

$$\Delta\nu = \frac{1}{\pi^2} \frac{I}{eR_0^2} \sigma_i(\nu_e), \quad (5)$$

где $\Delta\nu$ — ширина линии в Гц, $\sigma_i(\nu_e)$ — сечение взаимодействия электронов с ионом, которое в общем случае зависит от энергии налетающих электронов. В нашем случае $I \sim 10^{-2}$ А, $R_0 \sim 4 \cdot 10^{-3}$ м, $\sigma_i(\nu_e) \sim 10^{-20}$ м². Из выражения (5) получим $\Delta\nu \sim 4$ Гц.

В заключение считаем своим долгом выразить благодарность Чеботеву В. П. за теоретическое руководство и любезно предоставленную возможность проведения данной работы.

Литература

- [1] Dehmelt H. G. — In: Laser Spectroscopy V. Berlin—Heidelberg—N. Y.: Springer-Verlag, 1981, p. 353.
- [2] Митогин В. Г. — УФН, 1982, т. 137, в. 1, с. 173.
- [3] Пирс Дж. Р. Теория и расчет электронных пучков. М., 1965.
- [4] Алямовский И. В. Электронные пучки и электронные пушки. М., 1966.
- [5] Ванштейн Л. А., Собельман И. И., Юков Е. А. Возбуждение атомов и уширение спектральных линий. М., 1979.

Поступило в Редакцию 12 декабря 1983 г.