

Изобретение относится к области эмиссионной электроники, а конкретно - к способам измерения дифференциальных характеристик потока атомных частиц, распыленных и рассеянных при бомбардировке поверхности твердого тела в вакууме пучком ускоренных ионов.

Наиболее информативной экспериментально наблюдаемой характеристикой потока атомов или ионов, распыленных или рассеянных в **i-ом** электронном состоянии является их функция распределения по скоростям $F_i(\vec{v})$. Большой научный и практический интерес представляет разработка эффективного способа измерения функций $F_i(\vec{v})$, отвечающих любым возможным **i**, т.е. основному состоянию (**i=ground**), метастабильным состояниям (**i=metastable**) и возбужденным состояниям (**i=excited**). Это обусловлено тем, что экспериментальные

исследования распределений $F_i(\vec{v})$ необходимы для выяснения механизмов и создания теории различных эмиссионных явлений (распыления, рассеяния, вторичной ионной эмиссии (ВИЭ), ионно-фотонной эмиссии (ИФЭ) и др. [1]), сопровождающих ионную бомбардировку твердого тела и лежащих в основе современных методов диагностики поверхности ионными пучками: вторично-ионной масс-спектрометрии (ВИМС) [2], ионно-рассеивательной спектроскопии (ИРС) [2], ионно-фотонной спектроскопии (ИФС) [3], спектроскопии возбужденных рассеянных частиц (СВРЧ) [4], резонансной лазерно-ионизационной масс-спектропии (РЛИМС) [5] и др. Зная функции $F_i(\vec{v})$, соответствующие различным **i**, можно определить любую дифференциальную (и, разумеется, интегральную) характеристику потока отлетающих от поверхности атомов и ионов, а также такую фундаментальную величину, как зависимость $n_i(\vec{v})$ вероятности образования **i-го** электронного состояния распыленной или рассеянной частицы от ее скорости [3]:

$$n_i(\vec{v}) = F_i(\vec{v}) / \sum_m F_m(\vec{v}). \quad (1)$$

Общим недостатком известных способов является то, что они не позволяют исследовать распределения $F_i(\vec{v})$ для возбужденных атомов. Но эти частицы вносят основной вклад в ИФЭ и являются главным поставщиком диагностической информации о поверхности в методах ИФС и СВРЧ. Предлагаемый нами способ дает возможность исследовать функции $F_i(\vec{v})$, отвечающие любым электронным состояниям, т.е. охватывает случаи **i=ground**, **i=metastable** и **i=excited** для атомов и ионов.

Известные способы получения $F_i(\vec{v})$ объединяет следующий подход:

а) из всего потока отлетающих от поверхности частиц в **i-ом** состоянии выделяют те, которые движутся внутри достаточно малого телесного угла

$$\Delta\Omega = \sin\theta \Delta\theta \Delta\varphi, \quad (2)$$

где θ и φ - соответственно полярный и азимутальный углы вылета, отвечающие некоторому выбранному направлению векторов скоростей \vec{v} :

б) измеряют величину $\Delta f_i^{\theta, \varphi}(\vec{v})$, которая

пропорциональна числу частиц в **i-ом** состоянии, движущихся внутри $\Delta\Omega$ со скоростями, модули которых лежат внутри достаточно узкого интервала $[v, v + \Delta v]$:

в) выполняют п.б) при различных \vec{v} ;

г) выполняют пп.а) - в) при различных θ, φ ;

д) находят функцию

$$F_i(\vec{v}, \theta, \varphi) = \frac{\Delta f_i^{\theta, \varphi}(\vec{v})}{v^2 \Delta v \Delta\Omega}, \quad (3)$$

которая является искомым распределением $F_i(\vec{v})$, записанным в сферических координатах вектора \vec{v} (т.е. $F_i(\vec{v}) d\vec{v} = F_i(\vec{v}, \theta, \varphi) v^2 \sin\theta d\theta d\varphi dv$).

Получение информации о распределении по скоростям вторичных ионов - современное направление исследований в области ВИМС. С помощью масс спектрометра с энергетическим

разрешением измеряют распределение $\Delta f_{ion}^{\theta, \varphi}(\vec{v})$ вторичных ионов по скоростям для различных углов вылета. ВИМС неселективен к квантовому состоянию вторичных ионов):

$$\Delta f_{ion}^{\theta, \varphi}(\vec{v}) = \sum_{i \in ion} \Delta f_i^{\theta, \varphi}(\vec{v}). \quad (4)$$

где суммирование происходит по основному, метастабильным и возбужденным состояниям соответствующего иона.

Скорости вторичных возбужденных ионов измеряют способом совпадений [6], который является аналогом предлагаемого изобретения. В этом случае регистрируются ионы, вылетевшие в данном направлении со скоростью \vec{v} , и совпадающие по времени образования с фотонами определенной длины волны, испускаемыми при радиационном девозбуждении ионов. Измеряя зависимость числа зарегистрированных частиц от \vec{v} , получают распределение возбужденных ионов по скоростям в телесном угле сбора частиц, т.е.

$$\Delta f_i^{\theta, \varphi}(\vec{v}).$$

Информацию о распределении по скоростям атомов и ионов в основном и метастабильном состояниях получают способом РЛИМС, который является аналогом предлагаемого изобретения. Частицы в исследуемом состоянии сначала подвергают резонансной ионизации в поле лазерного излучения. Полученные таким путем ионы затем анализируют масс-спектрометром с

энергетическим разрешением и находят $\Delta f_i^{\theta, \varphi}(\vec{v})$.

Для измерения распределений по скоростям частиц в основном и метастабильном состояниях применяют также оптический способ - спектроскопию доплеровского сдвига индуцированной лазерным излучением флуоресценции (СДСЛФ) [7], который является прототипом предлагаемого изобретения. Способ заключается в следующем. Атомы или ионы в исследуемом состоянии, движущиеся в телесном угле $\Delta\Omega(\varphi, \theta)$ со скоростью \vec{v} , селективно возбуждают (используя эффект Доплера) излучением одночастотного стабилизированного перестраиваемого лазера. Измеряя зависимость интенсивности спонтанного излучения возбужденных таким образом частиц от частоты возбуждающего их лазерного излучения получают доплеровский контур спектральной линии

поглощения для частиц в исследуемом состоянии. Представляя этот контур в шкале скоростей

находят $\Delta f_{\theta, \varphi}(\mathbf{v})$. СДСЛФ не позволяет получать информацию о распределении по скоростям частиц, эмиттируемых в возбужденном состоянии, так как из-за малых времен жизни ($<10^{-8}$ с) большинство из них деовозбуждается еще до момента взаимодействия с лазерным излучением. В СДСЛФ для выделения частиц, вылетающих с поверхности в направлении θ, φ , применяют диафрагму. Переход от одного набора φ, θ к другому требует перестройки всей измерительной системы, что делает чрезвычайно трудоемким и длительным измерение набора функций

$\Delta f_{\theta, \varphi}(\mathbf{v})$, отвечающих различным θ, φ , а также существенно снижает точность измерений за счет неизбежных изменений геометрии выделения пучка и сбора фотонов. Кроме того, из-за необходимости применения одночастотного стабилизированного перестраиваемого лазера способ является дорогостоящим.

Задачей настоящего изобретения является создание способа нахождения распределений по скоростям $F(\mathbf{v})$ распыленных и рассеянных атомов и ионов для всего круга электронных состояний этих частиц ($l=\text{ground, metastable, excited}$) при увеличении точности, сокращении времени измерений и удешевлении измерительной системы.

Поставленная задача решается предлагаемым способом измерения трехмерных функций распределения по скоростям атомов и ионов распыленных и рассеянных в любом конкретном электронном состоянии, включающим ионную бомбардировку в вакууме поверхности твердого тела, возбуждение этих частиц (когда l есть основное или метастабильное состояние) в выбранное состояние s излучением перестраиваемого лазера непрерывного действия и измерение доплеровского контура линии, отвечающей оптическим переходам между состояниями l и s , в которой, согласно изобретению:

а) производят выделение не пучка частиц, а пучка фотонов, испускаемых в некотором выбранном направлении \mathbf{T} при спонтанном радиационном распаде определенного возбужденного состояния s атомов или ионов исследуемого элемента, которое либо совпадает с состоянием l (в случае $l=\text{excited}$), либо специально заселяется (в случае $l=\text{ground}$, или $l=\text{metastable}$) путем однофотонного возбуждения частиц во всем диапазоне их скоростей излучением лазера непрерывного действия с достаточно широкой линией генерации, перекрывающей доплеровский контур спектральной линии f поглощения для этих частиц. При этом обеспечивают одинаковую эффективность сбора фотонов, испускаемых из разных точек пространства;

б) для выбранного \mathbf{T} измеряют доплеровский контур $f_s(\lambda)$ эмиссионной спектральной линии, отвечающей радиационному распаду состояния s ;

в) повторяя а), б) при разных \mathbf{T} получают

достаточно широкий набор $\{f_s(\lambda)\}$ доплеровских контуров, соответствующих различным \mathbf{T} ;

г) используя методы компьютерной томографии (см. ниже) набор $\{f_s(\lambda)\}$ преобразуют в функцию $G_s(\mathbf{v})$, где $G_s(\mathbf{v})d\mathbf{v}$ - вероятность того, что, во-первых, возбужденная в состояние s частица имеет скорость в интервале $[\mathbf{v}, \mathbf{v}+d\mathbf{v}]$ и, во вторых, спонтанно испущенный этой частицей фотон будет зарегистрирован;

д) с помощью $G_s(\mathbf{v})$ находят искомое трехмерное распределение по скоростям $F(\mathbf{v})$

- в случае $l=\text{excited}$ состояние $s=l$ и $F(\mathbf{v})=\text{const } G_s(\mathbf{v})$, (5a)

- в случае $l=\text{ground}$ или $l=\text{metastable}$

$$F(\mathbf{v})=\text{const } \frac{G_s(\mathbf{v})}{w_{sl}(\mathbf{v})}, \quad (5b)$$

где const - нормирующий множитель, $w_{sl}(\mathbf{v})$ теоретически рассчитываемая (см. ниже) вероятность того, что движущаяся со скоростью \mathbf{v} частица в l -ом состоянии возбудится на уровень s в поле лазерного излучения и спонтанно испустит фотон.

Рассмотрим нуждающиеся в пояснении детали пп.г) и д).

Представляя доплеровский контур $f_s(\lambda)$ в шкале скоростей получаем одномерное распределение

$$f_s(v_i)=f_s(\lambda) \mid \lambda=\lambda_0(1-v_i/c), \quad (6)$$

где v_i - проекция скорости частицы в s -ом состоянии на направление \mathbf{T} наблюдения излучения, λ_0 - длина волны света, испускаемого неподвижной частицей, c - скорость света. При выполнении условий п.а) распределение $f_s(v_i)$ имеет следующий физический смысл: $f_s(v_i)dv_i$ есть вероятность того, что,

во-первых, проекция скорости удаляющейся от поверхности возбужденной в s -ое состояние частицы на направление \mathbf{T} наблюдения излучения лежит в интервале $[v_i, v_i+dv_i]$ и,

во-вторых, спонтанно испущенный этой частицей фотон будет зарегистрирован. Отсюда и из определения функции $G_s(\mathbf{v})$ вытекает, что $f_s(v_i)$ является интегралом от $G_s(\mathbf{v})$ по плоскости, которая перпендикулярна орту \mathbf{T} и находится на расстоянии v_i от начала координат, т.е.

$$f_s(v_i)=\int G_s(\mathbf{v}) \delta(\mathbf{v}_i-v_i) d\mathbf{v}, \quad (7a)$$

где $\delta(v_i-v_i)$ - дельта-функция. Последнее уравнение в операторной форме имеет вид

$$f_s=\hat{R}_3 G_s, \quad (7b)$$

где \hat{R}_3 - трехмерный оператор Радона [8]. Таким образом, $f_s(v_i)$ есть одномерная томографическая проекция трехмерного объекта $G_s(\mathbf{v})$. Реконструкция этого объекта по его одномерным проекциям путем решения уравнения

$$G_s = R_3^{-1}(f_s). \quad (8)$$

т.е. восстановление трехмерной функции $G_s(v)$ по набору одномерных распределений $f_s(v)$ (или доплеровских контуров $f_s(\lambda)$), отвечающих различным T , есть стандартная задача компьютерной томографии [8].

Согласно п.д) вероятность $w_s(v)$ рассчитывается теоретически. Это требование выполнимо т.к. она достаточно просто выражается из первых принципов через атомные константы, которые хорошо известны, и характеристики лазерного излучения, которые можно измерить. Например, в рассматриваемом далее экспериментально реализуемом случае, когда лазерным излучением равномерно освещается плоский, параллельный поверхности бомбардируемой мишени пространственный слой толщиной h и площадью поперечного сечения S_q , а возбужденные в s -ом состоянии частицы испускают фотоны на переходе $s \rightarrow i$

$$w_s(v) = n_s \left[\frac{h}{\tau_0 v_z} + (1 + 1/A) (1 - \exp(-\frac{A h}{\tau_s v_z})) \right]. \quad (9)$$

Здесь τ_s - время жизни частицы в состоянии s ; v_z - нормальная к поверхности составляющая скорости частицы; n_s - вероятность возбуждения атома при его длительно взаимодействии с полем лазерного излучения

$$n_s = g_s S / g_i A, \quad (10)$$

где g_s и g_i - статесы i -ого и s -ого уровней, S - параметр насыщения [7].

$$S = \frac{P \lambda^2}{S_q \Delta \lambda 16 \pi^2 c^2 h}, \quad (11)$$

где P - мощность лазерного излучения; λ - длина волны, соответствующая исследуемому радиационному переходу $i \rightarrow s$; $\Delta \lambda$ - ширина спектра излучения лазера. Величина A определяется выражением

$$A = 1 + S(1 + g_s/g_i). \quad (12)$$

Сопоставительный анализ заявляемого решения с прототипом показывает, что предлагаемый способ по отношению к прототипу обладает следующими преимуществами.

1) способ позволяет исследовать трехмерные распределения по скоростям $F(v)$ распыленных и рассеянных атомов и ионов для всего круга электронных состояний этих частиц (т.е. для ***l-ground, metastable, excited***); способ не нуждается в системе формирования пучка отлетающих от поверхности частиц, так как производится регистрация и анализ излучения, испускаемого из различных точек всего светящегося объема. Это приводит к увеличению точности и снижению времени измерений;

2) существенно удешевляется необходимая для реализации аппаратура: вместо применяемых в СДСЛФ дорогостоящих одночастотных стабилизированных лазеров на красителях (ширина спектра излучения которых порядка 10^{-4} \AA), применяется лазер, ширина спектра излучения которого составляет от 2 до 4 \AA и условия стабилизации не являются критичными.

Чертеж устройства, реализующего предлагаемый способ в практически возможном случае ионной бомбардировки мишени вдоль нормали к ее поверхности изображен на фиг.1 (при другом угле бомбардировки используется более сложный и менее удобный в эксплуатации узел [9], позволяющий вращать в вакууме систему мишень - ионный источник; этот узел применялся нами ранее для исследований угловых закономерностей фотонной эмиссии с облучаемой заряженными частицами поверхности твердого тела). Бомбардировка мишени 1 производится в вакуумной камере. Возбуждение частиц, покинувших поверхность в основном или метастабильном состоянии, производится лазером на красителе 2, который накачивается лазером накачки 3. Излучение, испускаемое атомными частицами из всего светящегося объема в данном направлении наблюдения T с помощью системы зеркал 4, 5 и линзы 6 фокусируется на входную щель монохроматора 7 (в плоскости входной щели монохроматора получается уменьшенное изображение светящегося объема). Выделенное монохроматором излучение в спектральном интервале исследуемой линзы с помощью линзы 8 формируется в параллельный пучок лучей и фильтруется сканирующим интерферометром Фабри-Перо 9. Излучение, прошедшее через интерферометр фокусируется линзой 10 на плоскость диафрагмы 11. Интенсивность J_s центральной части интерференционной картины, приходящейся на отверстие диафрагмы измеряется с помощью ФЭУ 12. Сканируя интерферометром длину волны, соответствующую центру интерференционной картины, измеряют контур линии $J_s(v)$ (для удобства здесь и далее вместо шкалы длины волн λ применяется шкала скоростей (см. уравнение (6))).

Кроме того, находят аппаратную функцию интерферометра $a(v)$. Ее получают по измеренному контуру линии лампы с полым катодом 13. Мощность лазерного излучения определяют измерителем мощности 14.

Направление наблюдения излучения изменяют с помощью устройства, которое позволяет независимо поворачивать вокруг общей оси находящиеся внутри вакуумной камеры сферическое зеркало 4 и плоское зеркало 5. Ось вращения зеркал лежит на поверхности мишени, проходя через светящийся объем. Плоское зеркало находится на оси вращения непосредственно у мишени. Сферическое зеркало расположено приблизительно на двойном фокусном расстоянии от оси и от светящегося объема. Направление T определяется положением сферического зеркала относительно светящегося объема (т.о. задается полярный угол наблюдения излучения) и углом поворота мишени вокруг нормали к ее поверхности (т.о. задается азимутальный угол наблюдения излучения). Излучение, испускаемое в направлении T , отражается от сферического зеркала, затем от плоского и, при соответствующем положении последнего попадает на линзу 6. Условия сбора излучения одинаковы для всех направлений T . Достигается это тем, что сформированное сферическим зеркалом изображение ореола находится в одном и том же месте оси вращения и пересекается плоским зеркалом. Именно это изображение проецируется линзой 6 на входную щель монохроматора. Линза 6 строит уменьшенное

изображение, что дает возможность исследовать излучение, испускаемое в направлении \vec{T} из всего светящегося объема.

Для апробации данного способа было найдено распределение по скоростям $F(\vec{v})$ распыленных в возбужденном резонансном состоянии $4s^2S_{1/2}$ атомов Al (линия $AlI\ 396.2$ нм). Измерения выполнены при бомбардировке поликристаллической мишени из Al вдоль нормали к поверхности пучком ионов K^+ . Энергия первичных частиц составляла 4кэВ, плотность тока лучка - $0,2\text{mA/cm}^2$. Давление остаточных газов в области мишени не превышало $5 \cdot 10^{-8}\text{Торр}$.

Трехмерное распределение $F(\vec{v})$ восстанавливалось на основании девяти распределений $f_i(v_i)$, отвечающих различным направлениям \vec{T} . В применявшейся геометрии бомбардировки поток распыленные частиц обладает аксиальной симметрией. Это дало возможность ограничиться измерением набора распределений $f_i(v_i)$ для \vec{T} , лежащих в одной плоскости, проходящей через нормаль к поверхности мишени и перпендикулярной оси вращения системы зеркал. Для нахождения $f_i(v_i)$ по известным $J_i(v_i)$ использовали уравнение:

$$J_i(v_i) = \int_{-v_0}^{v_0} d\vec{v} a(v_i - \vec{v}) f_i(\vec{v}). \quad (13)$$

где v_0 - максимальная скорость частиц. Уравнение (13) решали методом регуляризации Тихонова [10]. С целью иллюстрации полученных исходных данных на фиг.2 приведены: (1) - контур $J_i(v_i)$ линии $AlI\ 396,2\text{нм}$, измеренный при угле наблюдения $\alpha = 15^\circ$ (α отсчитываем от нормали к поверхности); (2) - аппаратная функция $a(v)$; (3) - восстановленный по кривым $J_i(v_i)$ и $a(v)$ путем решения уравнения (13) истинный доплеровский контур $\varphi(v_i)$ линии $AlI\ 386,2\text{нм}$ ($\alpha = 15^\circ$). Функции $\varphi(v_i)$ отличаются от введенных выше распределений $f_i(v_i)$. Отличие обусловлено изучением, отраженным от поверхности мишени [3]. Но, получив $\varphi(v_i)$, нет необходимости рассчитывать $f_i(v_i)$, так как результат восстановления двумерного распределения $F(\vec{v})$ в физически интересной области где v_i больше нуля, не меняется при замене $f_i(v_i)$ на $\varphi(v_i)$ в качестве исходных данных.

На основании полученного набора распределений $\varphi(v_i)$ с помощью математического метода реконструктивной томографии [11] было получено распределение $F(\vec{v})$ распыленных возбужденных атомов Al . С целью визуализации информации функцию $F(\vec{v})$ преобразовывали в распределения $F(E, \theta)$, где E и θ - кинетическая энергия и угол вылета частицы с поверхности (θ отсчитывается от нормали OZ). С помощью $F(E, \theta)$, фиксируя E , получали соответствующие этим энергиям угловые распределения $F_i(\theta)$, приведенные к единичному телесному углу. На фиг.3 представлены угловые

распределения $F_i(\theta)$ возбужденных распыленных атомов Al (сплошные кривые), соответствующие 10 значениям энергии E из интервала от 10 до 100эВ (шаг составляет 10эВ). Энергетические распределения $F(E)$ возбужденных распыленных атомов Al , соответствующие 6 значениям θ из интервала от 0 до 90° (шаг составляет 18°) приведены на фиг.4.

Для оценки возможности измерений трехмерных распределений $F(\vec{v})$ для частиц, покинувших поверхность в основном и метастабильном состояниях была рассчитана величина $w_{sl}(v, \varphi)$ по формуле (9). В качестве примера был взят атом Zr в основном состоянии с длиной волны перехода в возбужденное состояние $\lambda = 5889.9504 \text{ \AA}$, временем жизни $\tau = 3,3 \cdot 10^{-9}$ и статистическими весами основного и возбужденного уровней $g_1 = 2$ и $g_2 = 4$ соответственно. Q попадает в контур усиления лазера на красителе Родамин-6Ж. Для расчетов были выбраны следующие (реальные) параметры лазерного луча) ширина полоски луча 5мм, ее высота 2мм (площадь поперечного сечения S_q соответственно 10мм^2), ширина спектра излучения $\Delta\lambda = 2 \text{ \AA}$ и мощность лазерного излучения $P = 0,3 \text{ Вт}$. Расчет показал, что для атома Zr , покидающего в основном состоянии поверхность вдоль ее нормали со скоростью $v = 10^6 \text{ см/с}$ среднее число спонтанных распадов в результате многочисленных актов возбуждения в лазерном поле составляет величину, равную 8,3 фотон/атом.

Учитывая тот факт, что количество частиц в основном состоянии в общем потоке вторичных частиц в 10^6 раз больше чем в возбужденном, можно сделать вывод, что данный метод дает возможность получить доплеровские контуры $f_i(v_i)$ высокой интенсивности не искаженные фоновым сигналом, и, соответственно высокую точность измерения первичных экспериментальных данных, необходимых для восстановления трехмерного распределения $F(\vec{v})$ методом компьютерной томографии.

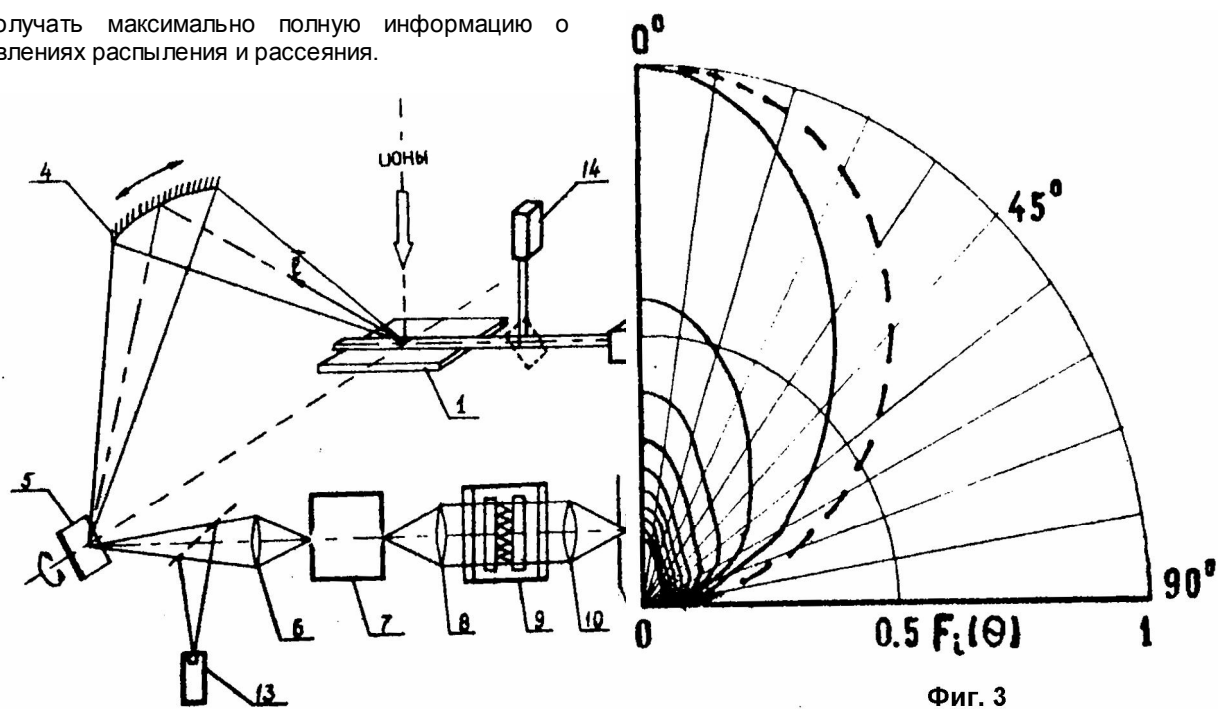
Из изложенного выше видно, что в отличие от прототипа, где переход от одного набора к другому требует перестройки всей измерительной системы, переход от одного \vec{T} к другому в предлагаемом способе не меняет геометрию измерений. Это дает возможность измерять распределения по скоростям $F(\vec{v})$ с более высокой чем в СДСЛФ точностью.

Эффективность изобретения определяется тем, что при относительном удешевлении аппаратуры, реализующей способ, он позволяет с высокой степенью точности измерять трехмерные

распределения по скоростям $F(\vec{v})$ распыленных и рассеянных атомов и ионов для всего круга электронных состояний этих частиц (т.е. для $l\text{-ground, metastable, excited}$).

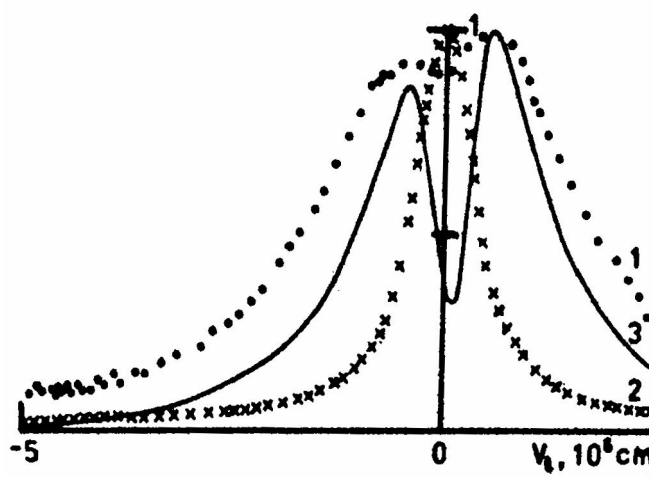
Изобретение найдет применение при решении актуальных задач диагностики поверхности ионными пучками, например в технологии изготовления новых материалов электронной техники. Данное изобретение является основой нового перспективного метода безталонного элементного анализа поверхности со сверхвысокой концентрационной чувствительностью и позволяет

получать максимально полную информацию о явлениях распыления и рассеяния.

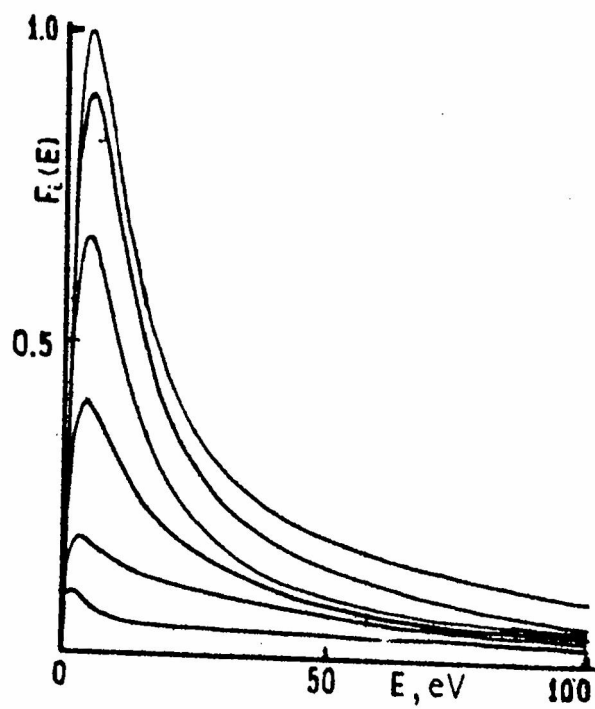


Фиг. 1

Фиг. 3



Фиг. 2



Фиг. 4