

ЛАЗЕРНОЕ ДЕТЕКТИРОВАНИЕ НЕЙТРОНОВ

Д. Ф. Зарепкий, Н. В. Карлов, Б. Б. Крынецкий, В. В. Ломоносов,
В. А. Мишин

УДК 539.1.08

Предлагается новый метод измерений характеристик потока нейтральных сильновозмущающихся частиц в области энергий $0,1 < E < 1$ МэВ, основанный на изменении частоты линии люминесценции атомов или молекул возбуждаемых резонансным излучением.

Поток нейтронов, проходя через газовую среду, вызывает в процессе упругого рассеяния возникновение атомов отдачи. Доплеровский сдвиг частот переходов, вызванный отдачей, может быть измерен методами лазерной спектроскопии, основанными как на селективной фотоионизации атомов /1/, так и на резонансной люминесценции /2/. Селективная фотоионизация дает возможность резонансно ионизовать только атомы отдачи, возникающие в результате рассеяния нейтронов или каких-либо иных нейтральных сильновозмущающихся частиц. Измеряя число ионов, возникающих при резонансной ионизации, можно определить число рассеянных частиц. По частоте возбуждения, соответствующей максимальному количеству ионов, можно судить об энергии налетающих частиц. При этом сканирование частоты излучения возбуждающего лазера, давая форму линии резонансной ионизации, позволяет судить о спектре энергии рассеиваемых нейтронов.

Аналогично, при резонансном возбуждении на фиксированной частоте, соответствующей "покоящимся" атомам, интенсивность и спектральный состав спонтанного излучения атомов отдачи дают информацию об энергетическом спектре и числе нейтронов, рассеянных атомами среды.

В нерелятивистском, по атомам отдачи, приближении, усреднен-

ное по всем направлениям их импульсов относительное изменение частоты в случае больших массовых чисел атомов отдачи /3/ и в пренебрежении квадратичными эффектом Доплера составит

$$\delta\omega/\omega_0 = (4/3)(P_0 \cos\theta/Mc), \quad (1)$$

где P_0 - импульс нейтрона, M - масса атома отдачи, θ - угол между направлениями импульса нейтрона и кванта спонтанного излучения. Пороговая энергия нейтронов определяется условием $\delta\omega > \Delta\omega$, где $\Delta\omega$ полная ширина линии резонансной люминесценции. Из (1) легко видеть, что эта энергия

$$E_0 > (1/4)Mc^2 A(\Delta\omega/\omega_0)^2 \quad (2)$$

где A - массовое число атомов отдачи. При $A \approx 100$ и $\Delta\omega/\omega_0 = 10^{-6}$ получаем, что $E_0 > 2,5$ эВ. Таким образом, регистрация спонтанного излучения атомов отдачи становится возможной для энергий нейтронов, превышающих 2,5 эВ. Форма линии этого излучения после усреднения по направлениям импульсов отдачи и в первом порядке по v/c имеет вид

$$I(y) = \frac{1}{2\beta^2} \ln \frac{(y - \beta)^2 + 1}{y^2 + 1} + \frac{y}{\beta^2} [\arctg y - \arctg(y - \beta)] \quad (3)$$

где $y = 2(\omega - \omega_0)/\Delta\omega$, $\beta = 3\delta\omega/\Delta\omega$. При $\beta < 1$ форма линии совпадает с лоренцевой. При $\beta \geq 1$ максимум линии излучения приходится на $y \approx \beta/2$. Ширина этого максимума - порядка β , интенсивность в максимуме - $\pi/2\beta$. При больших β спектр $I(y)$ уширяется, а его спектральная интенсивность падает. Оптимальным является значение $\beta \approx 1$, поэтому исследование изменения спектра резонансной люминесценции для индикации наличия атомов отдачи при больших энергиях налетающих частиц следует производить в направлении, перпендикулярном их импульсу. Общее число квантов люминесценции $n_{\text{л}}$ испущенных атомами отдачи в единицу времени, определяется плотностью потока нейтронов n , сечением их упругого рассеяния σ и числом оптически возбужденных атомов в объеме взаимодействия N : $n_{\text{л}} = n\sigma N$, что при $\sigma = 10$ барн и $N = 10^{22}$ дает $n_{\text{л}} = 0,1n$.

Следует иметь в виду, что сказанное выше справедливо при условии, что радиационное время жизни оптически возбужденных атомов практически совпадает с временем релаксации возбуждения в среде. Это условие накладывает ограничение на плотность газа в объеме взаимодействия.

Спектральная интенсивность люминесценции является, таким образом, мерой количества атомов отдачи и их распределения по энергии. Однако соответствующие спектральные измерения необходимо проводить на фоне люминесценции "покоящихся" атомов. Более привлекательным представляется метод непосредственного определения количества атомов отдачи и их импульсов путем их селективной двухступенчатой фотонизации. Для тяжелых ядер относительный сдвиг резонансной частоты составляет $2P_0 \cos\theta_1 \cos\theta_2 / Mc$, где θ_1 - угол между импульсами нейтрона и атома отдачи, θ_2 - угол между импульсом этого атома и направлением наблюдения. Поэтому в методе селективной фотонизации возможно исследование угловых характеристик рассеяния. При осуществлении этого метода целесообразно применение динамических масс-спектрометров и перестраиваемых лазеров высокой монохроматичности.

Таким образом методы лазерной спектроскопии могут быть применены для регистрации и исследования нейтральных потоков в той области энергии ($< 10^6$ эВ), где применение обычных методов затруднено.

Авторы благодарны А. М. Прохорову за внимание и интерес к работе.

Поступила в редакцию
25 мая 1978 г.

Л и т е р а т у р а

1. Н. В. Карлов, Б. Б. Крынецкий, В. А. Милин, А. М. Прохоров, Письма в ЖЭТФ, 25, 535 (1977).
2. В. И. Балыкин, В. С. Лётохов, В. А. Милин, Письма в ЖЭТФ, 26, 492 (1977).
3. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Механика, "Наука", М., 1965 г.