

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА



С 344,14

П-34

3181/2-78

31/vii-78

P13 - 11466

А.Ф.Писарев

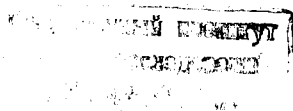
ОПТИЧЕСКИЙ РЕЗОНАНСНЫЙ МЕТОД
ФОРМИРОВАНИЯ ТРЕКОВ ЧАСТИЦ
В ЖИДКИХ СРЕДАХ

1978

P13 - 11466

А.Ф.Писарев

ОПТИЧЕСКИЙ РЕЗОНАНСНЫЙ МЕТОД
ФОРМИРОВАНИЯ ТРЕКОВ ЧАСТИЦ
В ЖИДКИХ СРЕДАХ



Писарев А.Ф.

P13 - 11466

Оптический резонансный метод формирования треков частиц в жидких средах

Теоретически анализируются два новых метода регистрации следов частиц в жидких средах. Первый способ основан на резонансной флуоресценции первичных электронов ионизации в следах частиц, захваченных электроотрицательными молекулами или сольватными комплексами. Во втором методе осуществляется избирательная фото- и автоионизация атомов среды по треку частицы. Используя лазеры с перестраиваемой длиной волны мощностью 10^2 Вт/см², можно регистрировать следы частиц по сигналу от внешнего триггера за время 10^{-4} - 10^{-7} с.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1978

Pisarev A.F.

P13 - 11466

Optical Resonance Method for Particle Track Formation in Fluids

Two new methods for registration of particle tracks in fluids are analyzed. The first one is based on the resonance fluorescence of ionization primary electrons in tracks of particles captured by electronegative molecules or solvated complexes. In the second method selective photo- and autoionization of atoms of matter by particle tracks is carried out. By applying lasers with readjustable wave length of 10^2 W/cm², one could register particle tracks by a signal from the external trigger for 10^{-4} - 10^{-7} s.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1978

Введение

На протяжении последних лет делались неоднократные попытки осуществить быстрый управляемый режим формирования электрического разряда по следам частиц в жидких средах. Однако эти усилия не привели к положительным результатам. Основной физической причиной, препятствующей такому процессу, является чрезвычайно малая длина свободного пробега электронов в жидкости, не позволяющая набирать энергию, равную потенциалу ионизации атомов. Высокая плотность колебательного спектра конденсированного состояния вещества и явление сольватации зарядов представляют собой почти непреодолимый барьер на пути ускорения электронов внешними электрическими полями. Вместе с тем неизбежное присутствие в жидкостях в неконтролируемых количествах электроотрицательных примесей, захватывающих свободные электроны, является также одним из сильных факторов, мешающих размножению электронов. Наконец, наличие в жидкостях микропузырьков пара и газа создает благоприятные условия для развития ложных разрядов.

Из сказанного ясно, что для регистрации следов частиц в жидких средах следует искать иные пути формирования треков, которые были бы менее чувствительны к указанным факторам. В настоящей работе рассматриваются два таких подхода. Один из них основывается на явлении резонансного флуоресцентного рассеяния света сольватированными электронами ионизации и электронами, захваченными электроотрицательными молекулами в следах частиц. Второй метод опирается на избирательное многоступенчатое электронное воз-

буждение атомов жидкости в следах частиц на высокие квантовые состояния и последующую их фото- и авто-ионизацию. Эти два пути, как будет показано ниже, могут представить реальную основу для разработки быстрого трекового детектора с жидкой средой.

Резонансное флуоресцентное рассеяние света сольватированными электронами и электронами, захваченными молекулами в следах частиц

Прохождение заряженных частиц через любую жидкость сопровождается двумя типичными механизмами: сольватацией электронов ионизации и захватом их электроотрицательными молекулами. Потенциал связи электронов в этих процессах лежит в диапазоне $0,1-1,5 \text{ эВ}^{1-3}$. Характерное время сольватации и захвата электронов от момента образования в следах частиц составляет $10^{-10} - 10^{-8} \text{ с}$. В последующем эти электроны живут долго - от долей секунды до нескольких часов - и исчезают по закону случая в процессах рекомбинации, химической "реакции" и диффузии на стенки сосуда. Число таких долгоживущих электронов в следах частиц составляет $n_0 \approx 10^3 - 10^4 \text{ см}^{-1/1,2/}$. Для каждой жидкости характерен свой потенциал сольватации и захвата электронов и спектр их возбуждения, находящийся, как правило, в инфракрасном диапазоне. Если сольватированные или захваченные электроны возбуждать резонансным лазерным светом, то энергия возбуждения будет освобождаться по двум каналам: на флуоресценцию с временем релаксации τ_1 и безызлучательные переходы с временем τ_2 . При импульсном возбуждении длительностью t_0 число флуоресцентных фотонов, испускаемых сольватированными или захваченными электронами по окончании действия лазера, будет выражаться следующим соотношением:

$$n = \frac{n_0}{\gamma} e^{-\frac{t_0}{\tau}} \quad /1/$$

где

$$\gamma = 1 + \frac{\tau_1}{\tau_2}, \quad r = \frac{\tau_1 \tau_2}{\tau_1 + \tau_2} \quad /2/$$

Это излучение может быть зарегистрировано с помощью ЭОПа, блокируемого на время действия лазера. При m числе срабатываний лазера ЭОП регистрирует на единице длины трека N флуоресцентных фотонов:

$$N = \frac{n_0 m \eta}{4 \pi \gamma} e^{-\frac{t_0}{\tau}} d\Omega \quad /3/$$

где η - квантовый выход фотокатода ЭОПа, $d\Omega$ - телесный угол светосбора ЭОПа. Задаваясь требуемой плотностью трека N , из /3/ находим число световых импульсов облучения жидкости, достаточное для регистрации трека:

$$m = \frac{4 \pi N \gamma e^{\frac{t_0}{\tau}}}{n_0 \eta d\Omega} \quad /4/$$

Для подавляющего числа жидких сред характерные времена $\tau_1 = 10^{-8} \text{ с}$ и $\tau_2 = 10^{-9} \text{ с}$. Поэтому, принимая длительность одного светового импульса лазера $t_0 \sim 10^{-10} \text{ с}$, линейную плотность сольватированных или захваченных электронов $n_0 \sim 10^4 \text{ см}^{-1}$, квантовый выход ЭОПа $\eta \sim 5 \cdot 10^{-2}$ и телесный угол $d\Omega \approx 10^{-3} \text{ ср}$, а также считая, что для получения хорошего качества трека необходимо иметь $N \sim 10 \text{ см}^{-1}$, из выражения /4/ следует $m \approx 3 \cdot 10^3$. Это означает, что для фотографирования треков с помощью ЭОПа потребуется $\sim 3 \cdot 10^3$ вспышек лазера. При длительности паузы между вспышками $\sim 3 \tau_1 = 3 \cdot 10^{-8} \text{ с}$ суммарное время регистрации треков одного события составит $\sim 10^{-4} \text{ с}$.

Убирание "старых" треков из объема жидкости можно осуществлять традиционным методом - с помощью очищающего внешнего электрического поля. Это поле будет быстро разрыхлять ионную плотность трека до среднего фонового уровня. Время размыва трека и будет

являться временем разрешения детектора. В последующем все сольватированные и захваченные заряды, составляющие фон, могут быть собраны полем на электроды.

Импульсное лазерное возбуждение сольватированных и захваченных электронов можно осуществлять в двух режимах: в режиме π -световых импульсов, когда энергетические состояния всех сольватированных или захваченных электронов когерентно инвертируются, и в режиме импульсов насыщения, в котором возбуждаются $\sim \frac{1}{2} n_0$ этих электронов. Расчеты показывают, что первый режим облучения требует исключительно мощных лазерных световых потоков: $\sim 10^{14} \text{ Вт/см}^2$. Во втором случае мощность насыщения лазера значительно меньше и может быть найдена по формуле

$$P \geq \frac{h\omega}{2r\sigma} \quad /5/$$

где ω - резонансная частота перехода; для сольватированных и захваченных электронов типичное значение $\omega \approx 10^{15} \text{ с}^{-1}$, σ - сечение резонансного возбуждения электронов

$$\sigma = \frac{2\pi c^2}{r_1 \omega^2 \Delta\omega} \quad /6/$$

$\Delta\omega$ - ширина спектральной линии перехода $\sim 10^{12} \text{ с}^{-1}$. С учетом этих данных расчет по формулам /5/ и /6/ дает мощность в импульсе $\sim 10^2 \text{ Вт/см}^2$.

Многоступенчатая селективная фото- и автоионизация атомов в следах частиц

Энергия возбуждения сольватированных и захваченных электронов расходуется в основном по каналу тепловой релаксации с временем τ_2 . Каждый акт безызлуча-

тельного перехода электрона сопровождается одновременным возбуждением колебательных состояний 2-3 соседних молекул или рождением нескольких фононов в случае одноатомных сред. Средняя энергия возбуждения, приходящаяся на одну молекулу, составляет $\sim 0,1 - 0,5 \text{ эВ}$. Эти молекулы могут быть еще раз избирательно возбуждены при помощи второго перестраиваемого лазера с переходом на электронные уровни с главным квантовым числом $n \sim 8-10$, отстоящие от границы ионизации на величину $0,02-0,1 \text{ эВ}$. Возбужденные атомы, в свою очередь, могут быть эффективно фотоионизованы с помощью третьего лазера или атоионизованы внешним электрическим полем. Возникающие вторичные электроны, как и первичные в следах частиц, также сольватируются или захватываются молекулами и вступают в процесс возбуждения атомов. Эта замкнутая цепочка действий вызывает лавинное нарастание электронов по закону

$$N_1 = n_0 (1 + N_0 \beta \frac{\tau_2'}{\tau_2' + t_{b1}})^{\frac{t}{\tau_0 + \tau_2 + t_{b1} + t_{b2}}} \quad /7/$$

где n_0 по-прежнему означает начальную линейную плотность сольватированных или захваченных электронов в следах частиц; N_0 - среднее число молекул, возбуждаемых сольватированным или захваченным электроном в акте безызлучательного перехода, $N_0 \sim 2$; β - коэффициент селективного возбуждения атомов, входящих в состав колебательно-возбужденных молекул, $\beta \sim 0,1 - 1$; для расчета принимаем $\beta \approx 0,5$; τ_2' - время безызлучательной релаксации возбужденных атомов жидкости, $\tau_2' \sim 10^{-10} \text{ с}$; t_{b1} - время резонансного электронного возбуждения атомов вторым лазером при насыщающей мощности, $t_{b1} \sim 10^{-11} \text{ с}$; t_{b2} - время фото- или автоионизации возбужденных атомов, $t_{b2} \approx 0,1 \tau_2$. Подставляя эти данные в формулу /7/, получим

$$N_1 = n_0 \cdot 10^{8t} \quad /8/$$

где t - выражено в секундах. Если лазеры включены на время $t \approx 4 \cdot 10^{-8}$ с, то линейная плотность электронов в следах частиц достигнет величины $N_1 = 10^4 n_0$. Эти электроны излучат

$$n \approx N_1 \frac{1}{\gamma} = 10^4 n_0 \frac{1}{\gamma} \quad /9/$$

флуоресцентных фотонов, которые образуют на катоде ЭОПа

$$N \approx \frac{10^4 n_0 \eta d \Omega}{4 \pi \gamma} \quad /10/$$

фотоэлектронов. При выше принятых значениях параметров η , γ и $d \Omega$ из /10/ следует $N_1 = 10$, т.е. достигается требуемая линейная плотность трека. Видим, что фотографирование треков в жидкости после прохождения частиц может осуществляться чрезвычайно быстро - за десятки наносекунд. В принципе по данному методу треки могут быть сфотографированы непосредственно фотоаппаратом без ОЭПа, если время вспышки лазеров составит $\sim 10^{-7}$ с. Однако в этом случае потребуются специальные меры импульсной светозащиты фотопленки от лазерной засветки. Благодаря интенсивному лавинному размножению электронов в рассматриваемом способе, треки частиц в жидкости могут быть легко зарегистрированы также любой координатной электродной системой типа проволочной камеры.

Наряду с рассмотренным излучением в следах частиц будет возникать еще излучение в ультрафиолетовом диапазоне от дезактивации селективно возбужденных атомов и рекомбинации электронов с положительными ионами. По суммарной интенсивности это излучение сравнимо с излучением сольватированных и захваченных молекулами электронов, и оно также может быть использовано для фоторегистрации треков.

Мощность лазеров, обеспечивающих селективное возбуждение атомов, определяется формулой /5/. Для перво-

го лазера, работающего в инфракрасном диапазоне и возбуждающего сольватированные или захваченные электроны, световая мощность насыщения, как было найдено выше, составляет $\sim 10^2$ Вт/см². Для второго лазера, излучающего в ультрафиолетовом диапазоне и обеспечивающего селективное электронное возбуждение атомов, мощность насыщения, найденная по формуле /5/, равна $\sim 10^7$ Вт/см². И, наконец, для третьего лазера, имеющего спектр излучения в инфракрасном диапазоне и осуществляющего фотоионизацию возбужденных атомов, мощность должна быть $\sim 10^8$ Вт/см². Однако этот лазер может быть исключен из процесса, если воспользоваться эффектом интенсивной автоионизации сильно возбужденных атомов во внешних полях напряженностью 20-30 кВ/см^{1/5}.

Выполненные расчеты являются приближенными, т.к. опираются на средние временные характеристики и типичные энергетические параметры сольватированных и захваченных электронов и атомов жидких сред. Однако по порядку величины они должны правильно отражать ожидаемые эффекты. Проведенный анализ свидетельствует о перспективности селективного метода быстрого оптического формирования треков частиц в жидкостях.

Автор признателен Л.М.Сороко и В.И.Никанорову за полезное обсуждение рассмотренных здесь вопросов.

Литература

1. Адамчевский Н. Электрическая проводимость жидких диэлектриков. "Энергия", Л., 1972.
2. Zessonles N., Brinkerhoff J., Thomas A. J. Appl. Phys., 1963, 34, p. 2010.
3. Freeman G.R. J. Chem. Phys., 1963, 39, p. 988.
4. Летохов В.С., Мур С.Б. Квантовая электроника, 1976, 3, с. 248.
5. Амбарцумян Р.В. и др. Письма в ЖЭТФ, 1975, 21, с. 595.
6. Амбарцумян Р.В. и др. Письма в ЖЭТФ, 1974, 20, с. 597.
7. Летохов В.С. УФН, 1976, 118, с. 199.

Рукопись поступила в издательский отдел
11 апреля 1978 года.