

ФОТОРЕЗОНАНСНАЯ ПЛАЗМА И ВОЗМОЖНОСТЬ  
ПОЛУЧЕНИЯ ИНТЕНСИВНЫХ ПУЧКОВ  
ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ

А.С. Белов

Для генерации пучков поляризованных электронов используют ряд методов, таких как метод на основе эффекта Фано, фотоионизация неполяризованным излучением поляризованных атомов, фотоэмиссия электронов из GaAs катодов и другие методы (см., например, работы [1, 2]).

Наибольшую интенсивность в настоящее время имеют источники поляризованных электронов, работающие по методу фотоэмиссии электронов из GaAs катодов. Из таких источников получают импульсные пучки поляризованных электронов с интенсивностью порядка  $10^{12}$  эл/имп и степенью поляризации около 40 % [1].

В источниках, основанных на фотоионизации поляризованных атомов, интенсивность пучков на два/три порядка меньше, что связано главным образом с тем, что достигнутая эффективность фотоионизации атомов  $\sim 10^{-2}$  [1].

В то же время известно, что под действием на газ резонансного излучения при определенных условиях возникает плазма (плазма резонансного излучения или фоторезонансная плазма), степень ионизации атомов в которой может быть близка к единице [3].

Если возбуждать атомы в фоторезонансной плазме таким образом, чтобы в возбужденном состоянии атомы были поляризованы, а также если в плазме не происходит значительной деполяризации возбужденных атомов, то свободные электроны также будут поляризованы и, таким образом, фоторезонансная плазма может быть использована для получения пучков поляризованных электронов.

В фоторезонансной натриевой плазме при первоначальной плотности атомов  $\sim 10^{14}$  см<sup>-3</sup> и интенсивности лазерного резонансного излучения 20 Вт/Гц степень ионизации атомов близка к единице [4]. Следовательно, из облучаемой резонансным излучением области с объемом  $\sim 0,1$  см<sup>3</sup> может быть извлечено  $\sim 10^{13}$  эл/имп, и интенсивность пучка поляризованных электронов, получаемого таким методом, может быть сравнима с интенсивностью источников поляризованных электронов с GaAs катодом.

Возможная схема источника, работающего по предлагаемому методу, показана на рис. 1. Источник устроен следующим образом. В печи (1) образуются пары щелочных атомов, которые попадают в трубку (2), образуя мишень, через которую пропускается резонансное циркулярно-поляризованное лазерное излучение. Мишень находится в продольном магнитном поле, создаваемом катушками (3). Величина магнитного поля выбирается такой, чтобы обеспечить „выключение” спин-спинового взаимодействия внешнего электрона

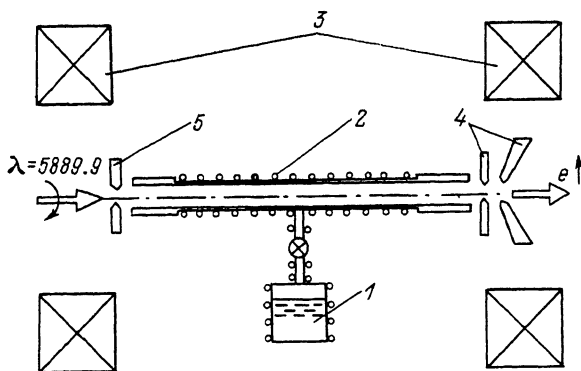


Рис. 1. Схема источника поляризованных электронов.

1 - печь для образования паров щелочных атомов, 2 - паровая мишень, 3 - магнитные катушки, 4 - электроды системы извлечения пучка, 5 - отражающий электрод.

и ядра в щелочном атоме, и в то же время магнитное поле не должно быть слишком большим, чтобы ограничить эмиттанс пучка, извлекаемого из этой области [1]. Из этих соображений, например, для атомов лития  $B \sim 2 \cdot 10^{-2}$  Тл, для атомов калия  $B \sim 5 \cdot 10^{-2}$  Тл. Под действием резонансного излучения в мишени образуется плазма. Плазменные электроны удерживаются в радиальном направлении магнитным полем и извлекаются из плазмы электрическим полем, создаваемым электродами (4) системы ускорения пучка. На отражающий электрод (5) подается отрицательный по отношению к трубе (2) потенциал для того, чтобы предотвратить уход электронов в направлении, обратном направлению их ускорения.

Процессы, происходящие в мишени, рассмотрим для определенности на примере атомов натрия. Диаграмма уровней натрия и переходы, возбуждаемые правополяризованным излучением с  $\lambda = 5889.9$  Å, показаны на рис. 2. Согласно известному правилу отбора, при по-

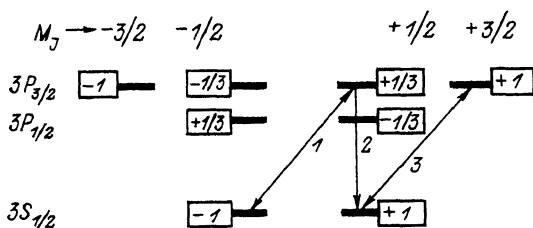


Рис. 2. Диаграмма уровней атома натрия и переходы, возбуждаемые циркулярно-поляризованным излучением с  $\lambda = 5889.9$  Å. Цифры у стрелок означают относительную вероятность переходов. Цифры в прямоугольниках означают величину поляризации электрона в данном состоянии.

глошении правополяризованного фотона в атоме возбуждаются переходы с  $\Delta m_j = 1$ . При этом в ансамбле атомов происходит оптическая ориентация, т. е. увеличение населенности основного состояния с  $m_j = 1/2$  и уменьшение населенности состояния с  $m_j = -1/2$ . При плотности атомов до  $5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$  путем оптической ориентации достигается поляризация атомов, близкая к единице [5]. В полностью поляризованной мишени возбуждается лишь переход  $3S_{1/2} \times (m_j = 1/2) \rightarrow P_{3/2} (m_j = 3/2)$ , причем и в основном и в возбужденном состояниях поляризация внешнего электрона в атоме равна единице (см. рис. 2).

При повышении плотности атомов в мишени выше величины  $5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$  поляризация атомов уменьшается, т. к. становится существенным явление пленения резонансного излучения [5]. Нетрудно показать, что для переходов, показанных на рис. 2, поляризация электронов в возбужденных состояниях атомов ( $P^*$ ) связана с поляризацией атомов в основном состоянии ( $P$ ) следующей формулой:  $P^* = (5 + 4P)/(6 + 3P)$ , из которой следует, что даже при  $P = 0$  поляризация электронов в возбужденном состоянии достаточно велика:  $P^* = 5/6$ .

В фоторезонансной плазме ряд процессов может приводить к деполяризации электронов. К ним относятся столкновения деполяризации возбужденных атомов [6], деполяризация при ступенчатом возбуждении атомов электронным ударом, уже упомянутое явление пленения переизлученных фотонов и, возможно, другие процессы. В то же время, используя различные схемы получения возбужденных поляризованных атомов, можно варьировать параметры фоторезонансной плазмы, в том числе скорость ионизации плазмы, и изменять влияние процессов деполяризации. Известно, что константа скорости ионизации для процесса Пеннинга при столкновениях высоковозбужденных щелочных атомов имеет гораздо большую величину ( $10^{-6} - 10^{-7} \text{ см}^3/\text{с}$  [3]), чем процесс ассоциативной ионизации возбужденных щелочных атомов. Для „включения“ процесса Пеннинга, например, для атомов калия, может быть использовано возбуждение атомов на переходе  $4S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$  или двухступенчатое возбуждение, например, для атомов лития:  $2S_{1/2} \rightarrow 2P_{3/2} \rightarrow 3D_{5/2}$ , а также другие переходы, в том числе возбуждение атомов в ридберговские состояния.

Таким образом, использование процессов оптической накачки щелочных атомов и процессов, которые приводят к образованию фоторезонансной плазмы, открывают новые возможности получения пучков поляризованных электронов высокой интенсивности

В заключение автор выражает благодарность В.М. Лобашеву, А.Н. Зеленскому, В.Е. Кузику за полезные обсуждения.

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Alguard M.J., Clendenin J.E., Ehrlich R.D. et al. // Nucl. Instr. and Methods. 1979. V. 163. N 1. P. 29-59.

- [2] Делоне Н.Б., Федоров М.В. // УФН. 1979. Т. 127. В. 4. С. 651-681.
- [3] Бегеров И.М., Елецкий А.В., Смирнов Б.М. // УФН. 1988. Т. 155. В. 2. С. 265-298.
- [4] Зеленский А.Н., Коханский С.А., Полушкин В.Г., Вишневский К.Н. // Письма в ЖЭТФ. 1986. Т. 44. В. 1. С. 21-23.
- [5] Mori Y., Takagi A., Ikegami K. et al. // Nucl. Instr. and Methods. 1988. V. A 268. N 1. P. 270-272.
- [6] Смирнов Б.М. Возбужденные атомы. М.: Энергоиздат, 1982. С. 231.

Институт ядерных исследований  
АН СССР

Поступило в Редакцию  
16 июня 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 18  
11

26 сентября 1989 г.

### ЭФФЕКТ МОДИФИКАЦИИ СПЕКТРА ПОВЕРХНОСТНЫХ ЛОВУШЕК ПРИ ТРИБОАКТИВАЦИИ НЕПОЛЯРНЫХ ФТОРПОЛИМЕРОВ

А.А. Рычков, В.В. Швец

В работах [1-3] установлена и обоснована возможность управления параметрами энергетического спектра поверхностных ловушек в электретах из неполярных фторполимерных пленок посредством обработки образцов в водородсодержащих средах. Эффект достигался вследствие адсорбции водорода и гидроксильных групп, ответственных за формирование в спектре поверхностных состояний глубоких ловушек. В данной работе приводятся результаты экспериментальных исследований, направленных на поиск новых альтернативных путей управления параметрами спектра поверхностных ловушек в электретах. Показано, что эффект модификации спектра поверхностных ловушек может быть получен при трибоактивации неполярных фторполимеров в режиме сухого и жидкостного трения с рядом контртел.

Исследовались пленки политетрафторэтилена (ПТФЭ) марки Ф4-ЭО и сополимера тетрафторэтилена с гексафторпропиленом (ПТФЭ-ГФП) марки Ф4-МБ2. Образцы толщиной 10 мкм и диаметром 36 мм, металлизированные с одной стороны алюминием, заряжались в коронном разряде при комнатной температуре до потенциала  $U_0 = 200$  В. Перед зарядкой часть образцов подвергалась в течение 100 с трибообработке при помощи машины трения, основным элементом которой является цилиндрический вращающийся вал (контртело), находящийся во фракционном контакте с исследуемой пленкой. Конструкция машины трения позволяла варьировать материал вала,