

УДК 539.17

## К ВОЗМОЖНОСТИ ПОЛУЧЕНИЯ ИНВЕРСИИ НАСЕЛЕННОСТЕЙ МЕЖДУ ЯДЕРНЫМИ УРОВНЯМИ

А. В. Андреев, Р. А. Чалых

(кафедра общей физики и волновых процессов)

E-mail: andreev@srl.phys.msu.su

**Рассмотрена возможная схема получения инверсии населенностей между первым возбужденным и основным состояниями ядра  $\text{Ge}^{73}$ , основанная на селекции ядер в первом возбужденном состоянии. Проведено моделирование динамики инверсии в этой схеме и проанализировано влияние параметров системы на инверсию населенностей.**

### Введение

Возможность получения инверсии населенностей между ядерными уровнями вызывает большой интерес в связи с перспективой создания усилителя или генератора направленного когерентного гамма-излучения. Для достижения инверсии необходимо обеспечить либо накачку ядер в промежуточ-

ное возбужденное состояние, либо селекцию ядер, уже образовавшихся в возбужденном состоянии в результате различных внутриядерных процессов, например, радиоактивного распада. В настоящей работе обсуждается вторая возможность.

Для селекции ядер, находящихся в изомерных возбужденных состояниях, могут быть применены методы лазерного разделения изотопов [1–4], в ко-

торых селективность достигается за счет высокой монохроматичности используемого лазерного излучения. Даже небольшое различие в энергиях атомных уровней разных изотопов одного и того же атома позволяет достичь заметной ионизации одного из изотопов при почти полном отсутствии ионов других изотопов. Поскольку энергии атомных уровней изомерных состояний ядер также немного различаются, то селективная фотоионизация дает возможность осуществлять отбор изомерных состояний ядер, но с меньшей селективностью [1].

В данной работе обсуждается возможность селекции ядер  $Ge^{73}$  в первом возбужденном состоянии, приводящей к инверсии населенностей между первым возбужденным и основным состояниями. Селекция основана на ионизации атома германия в результате внутренней электронной конверсии при переходе ядра из второго возбужденного состояния в первое. Ядра германия во втором возбужденном состоянии образуются при электронном захвате нестабильного ядра  $As^{73}$ . Ионы германия с ядром в возбужденном состоянии селективируются с помощью электростатического поля. Предложена возможная схема эксперимента по наблюдению инверсии населенностей, проведено моделирование динамики инверсии в этой схеме.

### Предлагаемая схема эксперимента

Можно предложить следующую схему получения инверсии населенностей на уровнях  $Ge^{73}$ . Ядра  $Ge^{73}$  в возбужденном состоянии с энергией 66.73 кэВ образуются при электронном захвате в атомах  $As^{73}$ . Ядра  $As^{73}$  являются нестабильными с периодом полураспада 80.3 дней. Единственный канал распада этого ядра — захват электрона (преимущественно из *K*-оболочки атома) с превращением в ядро  $Ge^{73}$ , которое со 100% вероятностью образуется в возбужденном состоянии с энергией 66.73 кэВ. Фрагмент схемы уровней этих ядер приведен на рис. 1, а подробные характеристики возбужденных уровней  $Ge^{73}$  приведены в таблице.

Второе возбужденное состояние  $Ge^{73}$  является метастабильным, так как имеет время жизни 0.499 с, что позволяет получить заметную населенность на этом уровне в результате электронного захвата в атомах  $As^{73}$ . Переход из второго возбужденного состояния  $Ge^{73}$  в первое возбужденное происходит главным образом в результате электронной конверсии, поскольку коэффициент конверсии на этом переходе равен  $\alpha_{21} = 8.67$ . Итак, заметное количество

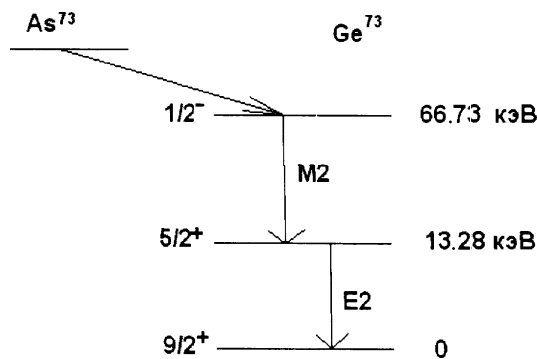


Рис. 1. Фрагмент схемы уровней рассматриваемых ядер

атомов  $Ge^{73}$ , ядро которых находится во втором возбужденном состоянии, ионизируется в результате электронной конверсии, при которой ядро переходит в первое возбужденное состояние. Селекцию ионов можно осуществить, прикладывая постоянное электрическое поле, тем самым осуществляется селекция ядер, находящихся в первом возбужденном состоянии.

Долю ядер  $Ge^{73}$  во втором возбужденном состоянии в образце, состоящем из  $As^{73}$  можно найти из уравнений баланса. В случае равновесия между образованием и распадом ядер германия во втором возбужденном состоянии их доля будет составлять

$$\frac{N_2}{N} = \frac{T_2}{T} \approx 7.19 \cdot 10^{-8}, \quad (1)$$

где  $T_2$  — период полураспада второго возбужденного состояния  $Ge^{73}$ , а  $T$  — период полураспада  $As^{73}$ . Такая низкая доля ядер германия практически исключит резонансную перезарядку германия даже при высокой плотности смеси паров мышьяка и германия, так как столкновения двух атомов (ионов)  $Ge^{73}$  будут исключительно редки.

Для получения инверсии населенностей между первым возбужденным и основным состояниями ядра  $Ge^{73}$  можно предложить следующую схему эксперимента (рис. 2). Атомы мышьяка с небольшой примесью атомов германия испаряются лазерным импульсом с поверхности твердой мишени (обозначена цифрой 1 на рис. 2). Мишень находится в вакууме. Образующийся пучок атомов и ионов (обозначен цифрой 4) проходит через электростатический фильтр — положительно заряженную сетку — с целью устранения ионов из пучка. Интенсивность лазерного импульса должна быть такой, чтобы предотвратить генерацию большого количества ионов во избежание резкого уменьшения инверсии насе-

Характеристики уровней  $Ge^{73}$  и переходов между ними

Энергия, кэВ	Спин и четность	Период полураспада	Коэффициент конверсии при распаде	Мультипольность перехода при распаде
66.73	1/2 <sup>-</sup>	0.499 с	8.67	M2
13.28	5/2 <sup>+</sup>	2.92 мкс	1120	E2
0	9/2 <sup>+</sup>	стабильно	—	—

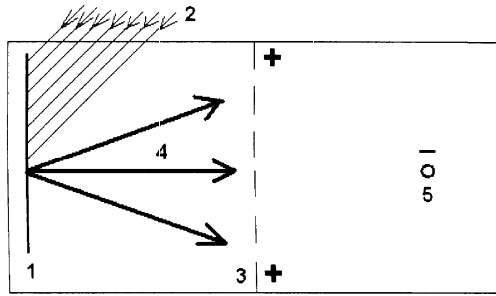


Рис. 2. Предлагаемая схема эксперимента по наблюдению инверсии на ядерных переходах. Цифрами обозначены: 1 — мишень из атомов  $As^{73}$ ; 2 — пучок лазерного излучения; 3 — положительно заряженная сетка — фильтр ионов; 4 — пучок атомов, испаренных с поверхности мишени; 5 — отрицательно заряженная проволока

ленностей. Испарение мишени, содержащей мышьяк, можно осуществить также пропусканием коротких импульсов тока. Импульс тока или лазерный импульс должны быть достаточно малой длительности, чтобы обеспечить испарение за малое время, сравнимое с временем жизни первого возбужденного состояния ядер  $Ge^{73}$ . В противном случае все такие ядра окажутся в основном состоянии и инверсии населенностей не возникнет. На выходе электростатического фильтра будет смесь атомов  $As^{73}$  и  $Ge^{73}$ .

Ядра германия будут находиться главным образом в основном и втором возбужденном состоянии, поскольку время жизни первого возбужденного состояния мало. Доля ядер в первом возбужденном состоянии среди атомов германия во втором возбужденном состоянии будет равна отношению периодов полураспада, которое равно  $6 \cdot 10^{-7}$ , то есть наличием ядер в первом возбужденном состоянии можно пренебречь. Атомы с ядром в основном состоянии будут оставаться незаряженными и окажутся на холодных стенках камеры.

Атомы германия с ядром во втором возбужденном состоянии будут с большой вероятностью переходить в первое возбужденное состояние путем внутренней электронной конверсии (см. выше обсуждение структуры и характеристик уровней). В результате будут образовываться положительно заряженные ионы германия, которые осаждаются на отрицательно заряженную проволоку. На этой проволоке и будет создаваться инверсия населенностей, так как атомы с ядром в основном состоянии не заряжены и, следовательно, осаждаются на тонкую проволоку не будут.

Горизонтальный и вертикальный размеры части вакуумной камеры от сетки до проволоки в расчетах составляли несколько сантиметров, а радиус проволоки — 0.1 мм. Напряжение между сеткой и проволокой полагалось равным 1000 В, что позволяет избежать газового разряда в камере [5]. Такое напряжение, как показывают расчеты, обеспечивает практически полную селекцию положительных однозарядных ионов при указанных размерах камеры. Впрочем, как будет показано далее, увеличение плотности паров и связанное с этим нарастание час-

тоты столкновений, препятствующих осаждению на проволоку, слабо отражается на инверсии населенностей. Это позволяет, с одной стороны, увеличивать плотность паров и плотность инверсии, а с другой — увеличивать напряжение, если это необходимо, без возникновения газового разряда между сеткой и проволокой.

### Результаты моделирования динамики инверсии населенностей

Постановка задачи моделирования инверсии населенностей такова. С левой стороны прямоугольной камеры падает поток атомов мышьяка и германия, ядра которых находятся во втором возбужденном состоянии. Доля атомов германия определяется соотношением (1). Поскольку период полураспада ядер мышьяка очень велик по сравнению со временем пролета атомом длины камеры, то превращением части ядер мышьяка в германий за время пролета камеры можно пренебречь. Атомы распределены равномерно по левой границе камеры. В центре камеры находится отрицательно заряженная проволока. Распределение по скоростям атомов максвелловское. Атом, находясь в камере, может испытывать столкновения со средней частотой

$$\nu = 4 \sqrt{\frac{kT}{\pi m}} n \sigma, \quad (2)$$

где  $n$  — концентрация атомов,  $\sigma$  — сечение упругих столкновений, которое принималось равным  $10^{-15}$  см<sup>2</sup>. Поскольку все атомы и ионы обладают практически одинаковой массой, то столкновение сводится к случайному изменению скорости, так что распределение по скоростям атомов, и ионов можно считать максвелловским. Если атом или ион в процессе своего движения достигает стенки камеры, то он оседает на нее и расчет его движения прекращается.

За время нахождения в камере атом германия во втором возбужденном состоянии может перейти в первое возбужденное состояние либо путем внутренней конверсии, превратившись в положительно заряженный ион, либо путем радиационного перехода, оставшись нейтральным. Соотношение вероятностей этих процессов равно коэффициенту конверсии (см. таблицу). Далее ион будет двигаться в электростатическом поле проволоки, на движение неионизованного атома с ядром в первом возбужденном состоянии проволока влияния не оказывает.

После перехода в первое возбужденное состояние ядро переходит в основное состояние главным образом путем внутренней конверсии, поскольку коэффициент конверсии на этом переходе очень велик (таблица). Этот переход происходит либо во время движения в камере, либо на проволоке, либо на стенках.

На рис. 3–6 представлены результаты моделирования, проведенного при следующих значениях пара-

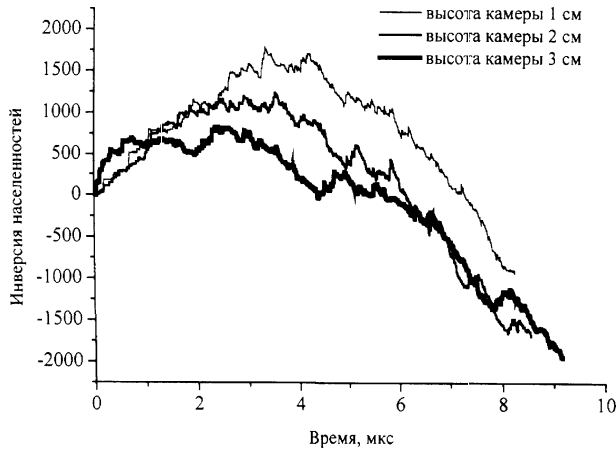


Рис. 3. Динамика инверсии населенностей при различной высоте камеры (1, 2 и 3 см)

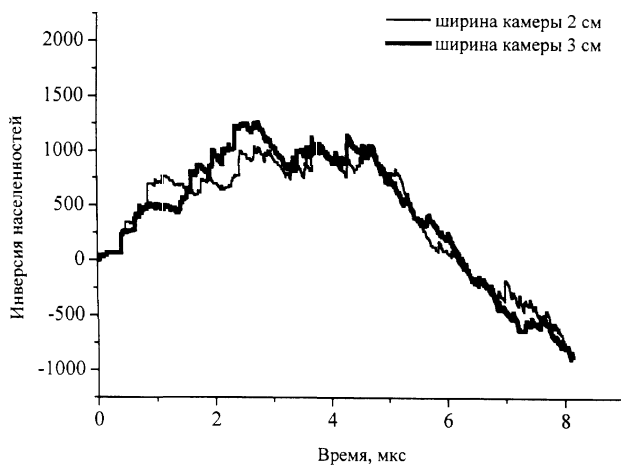


Рис. 4. Динамика инверсии населенностей при различной ширине камеры (2 и 3 см)

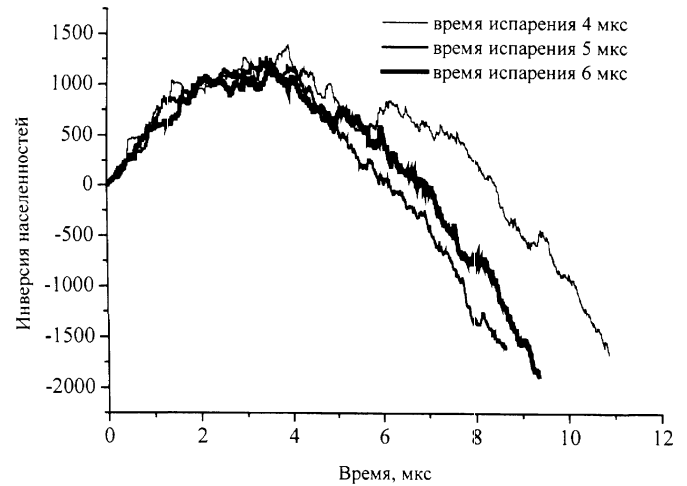


Рис. 5. Динамика инверсии населенностей при различных временах испарения (4, 5 и 6 мкс)

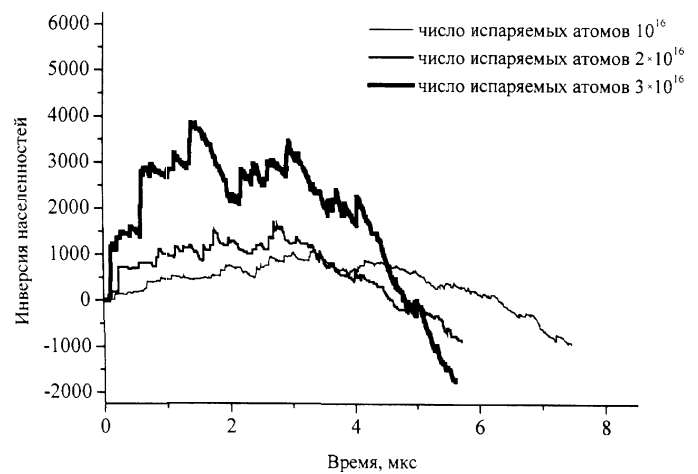


Рис. 6. Динамика инверсии населенностей при различном числе испаряемых атомов

метров: высота и ширина камеры 1 см, температура атомов 3000 К, длительность испарения 1 мкс, число испаряемых атомов  $10^{16}$ . При таких параметрах атом (ион) испытывает в среднем несколько столкновений за время пролета камеры. Рис. 3 демонстрирует зависимость инверсии населенностей от высоты камеры. При изменении высоты с 1 до 3 см инверсия населенностей отчетливо убывает, что связано с уменьшением вероятности захвата иона полем проволоки из-за увеличения среднего расстояния от иона до проволоки. Рис. 4 иллюстрирует зависимость инверсии населенностей от ширины камеры. Зависимость эта весьма слабая, но с увеличением ширины камеры инверсия населенностей несколько увеличивается. Причиной является увеличение времени пребывания иона в камере, сопровождающееся увеличением количества ядер, переходящих из второго в первое возбужденное состояние за время пролета камеры. Таким образом, проведенные расчеты показывают, что геометрические размеры камеры не оказывают существенного влияния на величину достижимой инверсии населенностей.

Рис. 5 демонстрирует зависимость инверсии населенностей от продолжительности испарения атомов. Реально в данном случае изменяется только

плотность пара и частота столкновений, которые с ростом продолжительности испарения уменьшаются. Как видно из графиков, величина максимально достижимой инверсии населенностей практически не зависит от длительности испарения. Отсюда можно сделать вывод о том, что инверсия населенностей не зависит от плотности пара, из которого происходит селекция ионов, при условии постоянства общего количества испаренного материала. Это дает возможность повышать инверсию населенностей, не снижая селективности процесса, путем увеличения числа испаренных атомов. Зависимость достигаемой инверсии населенностей от числа испаряемых атомов при неизменной длительности испарения показана на рис. 6. При увеличении числа атомов пропорционально увеличивается и плотность пара. Как видно из представленных зависимостей, инверсия населенностей при этом резко возрастает. Как показывают расчеты, количество отсеleccionированных ядер при этом несколько уменьшается по причине учащения столкновений, но эффект увеличения общего количества атомов все же преобладает. Это еще раз подтверждает тезис о том, что можно увели-

чивать плотность пара, не уменьшая инверсии населенностей. Кроме того, это дает дополнительную возможность увеличения прикладываемого между проволокой и сеткой напряжения, что приводит к существенному росту эффективности селекции.

### Заключение

Предложен метод получения инверсии населенностей на ядерном переходе  $\text{Ge}^{73}$  между первым возбужденным и основным состояниями. Ядра  $\text{Ge}^{73}$  в первом возбужденном состоянии образуются в результате электронной конверсии со второго возбужденного состояния. Второе возбужденное состояние ядер  $\text{Ge}^{73}$  образуется при электронном захвате в нестабильных ядрах  $\text{As}^{73}$ . Моделирование процесса достижения инверсии позволяет сделать следующие выводы.

При рассмотренных входных параметрах достигается значение инверсии около 1500–2000 ядер при продолжительности сохранения инверсии населенностей несколько микросекунд.

Плотность паров, из которых селективируются ионы германия с ядром в первом возбужденном состоянии, не оказывает влияния на селективность возбужде-

ния при неизменном общем количестве пара. Следовательно, увеличение общего количества испаренных атомов по сравнению с теми значениями, которые использовались в численных экспериментах, приведет к значительному возрастанию инверсии населенностей.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке МНТЦ (грант № 2651) и РФФИ (грант № 02-02-17138).

### Литература

1. Летохов В.С. Лазерное селективное детектирование различных атомов // Применение лазеров в спектроскопии и фотохимии / Под ред. К. Брэдли Мур. М., 1983. С. 9–44.
2. Амбарцумян Р.В., Калинин В.П., Летохов В.С. // Письма в ЖЭТФ. 1971. **13**, № 6. С. 305.
3. Амбарцумян Р. В., Апатин В.М., Летохов В.С. и др. // ЖЭТФ. 1976. **70**, № 5. С. 1660.
4. Hurst G.S., Payne M.G., Nayfeh M.H. et al. // Phys. Rev. Lett. 1975. **35**, N 2. P. 82.
5. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М., 1992.

Поступила в редакцию  
07.07.03

УДК 537.591.15

## НАУЧНО-УЧЕБНЫЙ КОМПЛЕКС ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ СВЕРХВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

**О. В. Веденеев, Г. К. Гарипов, А. В. Игошин, Н. Н. Калмыков, Г. В. Куликов,  
В. И. Назаров, М. И. Панасюк, А. А. Силаев, А. А. Силаев (мл.),  
В. П. Сулаков, Ю. А. Фомин, Б. А. Хренов, А. В. Широков**

(НИИЯФ)

E-mail: sulakov@eas.sinp.msu.ru

Приводится краткое описание создающегося в НИИЯФ МГУ научно-учебного комплекса для исследования космических лучей сверхвысоких энергий методом регистрации широких атмосферных ливней (ШАЛ). Обсуждаются предполагаемые научные задачи, которые могут быть решены на базе создаваемого комплекса.

### Введение

В НИИЯФ МГУ проводятся работы по созданию на базе действующей установки ШАЛ МГУ [1] научно-учебного комплекса, предназначенного для изучения космических лучей высоких и сверхвысоких энергий ( $> 10^{14}$  эВ) путем регистрации широких атмосферных ливней, возникающих при прохождении атмосферы Земли частицами космических лучей [2, 3]. Комплекс включает в себя несколько частей, предназначенных для изучения космических лучей в разных энергетических диапазонах. Отличительная особенность комплекса состоит в том, что он позволяет изучать первичные космические лучи как в области умеренных энергий  $\sim 10^{14}$  эВ, так и в области

ультравысоких энергий  $\sim 10^{19}$  эВ. Для получения данных о космических лучах ультравысоких энергий ( $10^{18} \div 10^{19}$  эВ) с целью увеличения эффективной площади установку предполагается дополнить несколькими группами детекторов — кластерами, расположенными на расстояниях  $1 \div 2$  км от центральной установки. Каждый кластер будет состоять из 16 сцинтилляционных детекторных пунктов (ДП) площадью  $1 \text{ м}^2$  каждый, расположенных в узлах ортогональной сетки с раздвижением 50–100 м и работающих с собственным триггером. Сбор информации со всех 16 ДП каждого кластера производится в промежуточный пункт, который имеет в своем составе персональный компьютер для контроля,