

10;12  
©1992 г.

## НЕКОТОРЫЕ НОВЫЕ ВОЗМОЖНОСТИ ПОЛУЧЕНИЯ ИМПУЛЬСНОГО ПУЧКА ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ

*В.П.Ефимов, В.В.Закутин, А.М.Шендерович*

Описаны три оригинальных метода получения пучка поляризованных электронов с энергией в сотни кэВ. В первом методе сильноточный пучок электронов направляется на свинцовую мишень. Начальная часть пучка испаряет свинец, а на образовавшейся в результате этого газовой свинцовой мишени рассеивается оставшая часть пучка, образуя пучок поляризованных электронов. Во втором методе пучок электронов пропускают через поток поляризованных атомов водорода. Образовавшиеся в результате ионизации поляризованные электроны удерживаются с помощью электростатической ловушки до окончания импульса тока ионизирующего пучка, а затем выводятся с помощью импульсных напряжений. В третьем методе электроны накапливаются на поверхности диэлектрика в магнитном поле. После окончания процесса релаксации спинов электроны отрываются от поверхности электрическим полем.

Проведенные расчеты и предварительные эксперименты показывают возможность создания на основе данных методов источника поляризованных электронов с током пучка в сотни мА в импульсе длительностью  $\sim 1$  мкс со степенью поляризации  $\approx 40\%$  в первом методе и близкой к  $100\%$  во втором и третьем методах.

### Введение

Использование пучков поляризованных электронов в экспериментальной физике высоких энергий существенно расширяет область исследуемых явлений и позволяет изучать фундаментальные вопросы физики электрослабых взаимодействий. Поэтому разработке и исследованию методов получения пучков поляризованных электронов уделяется большое внимание [1,2]. Несмотря на то что этой проблемой специалисты занимаются уже десятки лет, в настоящее время еще не создан источник поляризованных электронов, удовлетворяющий предъявляемым требованиям во всех отношениях. Используемый в основных ускорительных центрах источник поляризованных электронов на основе арсенида галлия обеспечивает получение достаточно высокой интенсивности пучка и малый его эмиттанс, однако он сложен технологически, его срок службы составляет лишь десятки часов, степень поляризации пучка не превышает  $50\%$ . В связи с этим интерес к разработке и исследованию методов

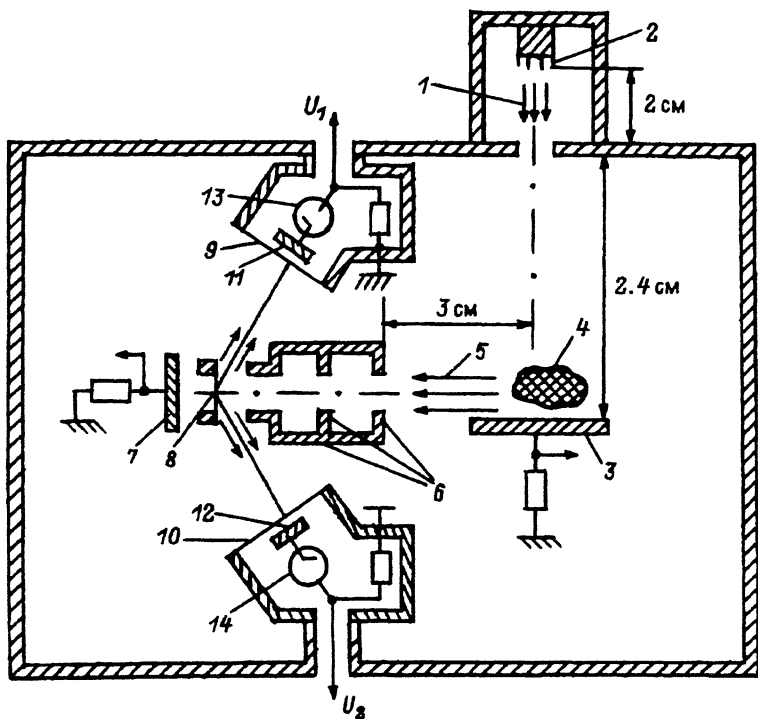


Рис. 1. Схема экспериментальной установки по получению поляризованных электронов методом рассеяния.

получения пучка поляризованных электронов в настоящее время не ослабевает. Однако поиск ведется в основном по пути усовершенствования источников на основе арсенида галлия [2].

В настоящей работе описано три предложенных авторами метода получения пучка поляризованных электронов: усовершенствованный метод рассеяния, метод ударной ионизации поляризованных атомов водорода электронным пучком и метод поляризации электронов на поверхности диэлектрика.

### Метод рассеяния

Хорошо известно, что при рассеянии на большие углы на тонкой мишени из вещества с большим атомным номером электроны с энергией в десятки или сотни кэВ становятся поляризованными. На основе этого эффекта получены пучки электронов с поляризацией  $\approx 40\%$  с использованием твердотельной мишени из золота толщиной до  $0.1 \text{ мс}$  [3] и газовой мишени из ртути [4]. Однако при использовании мишени из золота интенсивность поляризованного пучка мала из-за невозможности увеличения интенсивности падающего на мишень пучка вследствие ее испарения (увеличение толщины мишени невозможно из-за уменьшения степени поляризации пучка при его многократном рассеянии в мишени). С другой стороны, использование ртутной мишени связано с определенными трудностями (необходимость нагревания ртути, формирования из нее струи, последующего вымораживания и т.д.).

В настоящей работе предложен и экспериментально исследован метод получения импульсного пучка поляризованных электронов путем рассеяния сильноточного электронного пучка на газовой мишени из паров свинца, образованной при испарении материала твердотельного коллектора из свинца при попадании на него начальной части импульса тока того же пучка. Схема экспериментальной установки показана на рис. 1. Здесь сильноточный электронный пучок 1 из электронной пушки со взрывным катодом 2 направляется на свинцовый коллектор 3. Параметры пучка выбраны таким образом, чтобы при поглощении начальной части импульса тока пучка длительностью  $\tau$  происходило испарение поверхностного слоя материала коллектора толщиной  $X$ . Для этого, как легко показать, должно выполняться условие

$$\varepsilon I = \frac{e\rho c S(T_k - T_0)x}{\tau(1 - e^{-\mu x})}, \quad (1)$$

где  $I$  — ток пучка;  $\varepsilon$  — энергия его частиц;  $S$  — площадь поперечного сечения пучка;  $e$  — заряд электрона;  $\mu, \rho, c, T_k$  — линейный коэффициент поглощения пучка, плотность, теплоемкость и температура кипения материала коллектора;  $T_0$  — его начальная температура.

При испарении образуется газ из молекул материала коллектора 4, который постепенно диффундирует в объем. Электроны из последующей части того же импульса тока пучка встречают на своем пути этот газ и рассеиваются на нем. При рассеянии происходит поляризация электронов. Пучок поляризованных электронов 5 выводится через систему коллиматоров 6, которые расположены таким образом, чтобы через них не могли пройти неполяризованные электроны, рассеянные на твердотельном коллекторе и других элементах конструкции.

Таким образом, в данном методе пучок сам создает себе газовую мишень путем испарения материала коллектора и рассеивается на этой мишени, образуя пучок поляризованных электронов.

При высокой интенсивности пучка 1 его собственное магнитное поле может вызвать прецессию спинов, электронов рассеянного пучка 5, которая приводит к его деполаризации. Для того чтобы этого не происходило, магнитное поле пучка должно совпадать с направлением поляризации рассеянных электронов (перпендикулярным плоскости на рис. 1), т.е. пучок должен быть ленточным. За счет выбора соответствующей формы катода нами был получен ленточный пучок толщиной 1 см, шириной 10 см. Соответствующую форму имел и коллектор 3.

С пучком такой формы и проводились эксперименты по рассеянию электронов на газовой мишени 4. Измерения проводились при токе пучка 1 50...70 А, энергии его частиц 65–80 кэВ, длительности импульса 0.35 мкс. В этих условиях через коллиматоры 6 диаметром 4 мм в телесный угол 0.032 ср на измерительный электрод 7 прошел рассеянный на 90° пучок с током 50 мкА. Расчет показывает, что при выбранных условиях такая интенсивность рассеянного пучка соответствует плотности газовой мишени из паров свинца  $10^{17} \text{ см}^{-3}$ , что, как известно, является оптимальной величиной, так как при большей плотности может уже происходить деполаризация пучка из-за многократного рассеяния.

Низкая интенсивность рассеянного пучка обусловлена малой интенсивностью первоначального пучка 1, малым телесным углом коллиматора и малой частью газовой мишени, с которой происходит сбор электронов. В других опытах за счет увеличения телесного угла коллиматора

(при его сечении  $4\text{см}^2$ ) при той же интенсивности первоначального пучка удалось увеличить интенсивность пучка, рассеянного на  $120^\circ$ , до нескольких десятков мА. Для выяснения возможности дальнейшего повышения интенсивности пучка поляризованных электронов была экспериментально исследована возможность получения сильноточного электронного пучка ленточной формы. Нами получен пучок электронов толщиной 1 см, шириной 10 см с током 3 кА в импульсе длительностью 0.35 мкс.

Полученные в описанных экспериментах рассеянные пучки имеют, согласно расчету, степень поляризации 25...40% в зависимости от угла рассеяния. Измерение степени поляризации электронного пучка в данных условиях встречает серьезные трудности, обусловленные, во-первых, электромагнитными наводками на измерительные элементы со стороны высоковольтного импульсного генератора электронной пушки, во-вторых, ионизацией воздуха рентгеновским излучением пучка с последующим попаданием ионов на элементы схемы, расположенные в воздухе, в-третьих, попаданием на измерительные элементы, расположенные в вакууме, ионов плазмы, образованной электронным пучком. Для измерения поляризации авторами разработан метод [5], являющийся усовершенствованием известного метода, основанного на измерении асимметрии рассеяния поляризованного пучка на один и тот же угол в различных направлениях. Измеряемый поляризованный пучок 5, пройдя через коллиматоры 6, попадает на мишень из золота 8 толщиной 0.1 мк. Два пучка, рассеянные на угол  $120^\circ$ , пройдя через фольги 9 и 10, поступают на электроды с малой емкостью 11 и 12. После окончания переходных процессов в импульсном генераторе пушки с помощью переключателей 13 и 14 напряжения  $U_1$  и  $U_2$  с этих датчиков поступают на измерительные схемы. Такая задержка включения переключателей 13 и 14, а также герметичность объемов, где расположены электроды 11 и 12, исключают действие описанных выше помех, что подтверждено экспериментально. Данный метод предполагается использовать для измерения степени поляризации электронного пучка в описанных выше экспериментах.

Из изложенного следует, что при токе пучка в сотни А и энергии его частиц  $\approx 100$  кэВ на основе описанного метода может быть получен пучок электронов с током в сотни мА со степенью поляризации  $\approx 40\%$ .

### Метод ударной ионизации

Значительно более высокую степень поляризации может дать предложенный авторами метод ионизации поляризованных атомов водорода электронным пучком с последующим выводом образовавшихся при этом поляризованных электронов (рис. 2). Пучок поляризованных атомов водорода из источника 1 пропускается вдоль оси соленоида 2 с продольным магнитным полем. С противоположной стороны соленоида расположена электронная пушка 3, в аноде и катоде которой сделаны соосные отверстия. Пройдя через отверстия, атомарный пучок затем откачивается вакуумными насосами. Пучок неполяризованных электронов из электронной пушки фокусируется и направляется таким образом, чтобы он проходил внутри пучка атомов водорода. При этом происходит их ударная ионизация. Анализ этого процесса показывает, что образовавшиеся в результате ионизации электроны малой энергии имеют степень поляризации, близкую к степени поляризации электронов в атоме водорода (до 100% [6]), а улетающие электроны сравнительно высокой энергии являются неполяризованными.

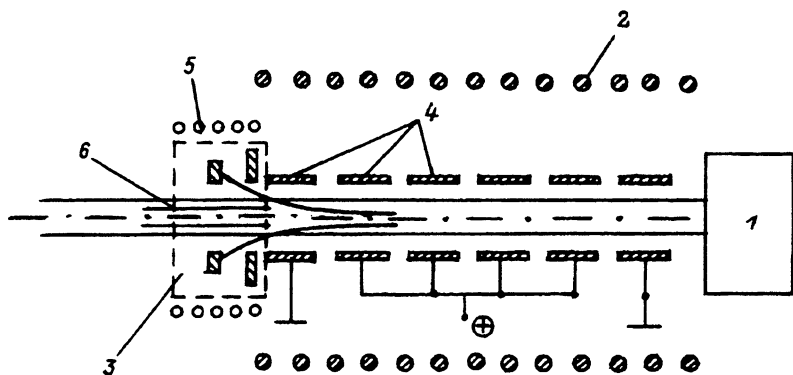


Рис. 2. Схема устройства для получения поляризованных электронов методом ударной ионизации.

Поляризованные электроны малой энергии удерживаются электростатической ловушкой, образованной последовательностью металлических цилиндров 4, соосных соленоиду. На все цилиндры, кроме первого и последнего, подается постоянное напряжение положительной полярности, а первый и последний цилиндры заземляются. После окончания импульса тока ионизирующего пучка на цилиндры подаются импульсные напряжения отрицательной полярности, под действием которых поляризованные электроны выводятся из ловушки и направляются в сторону электронной пушки. Одновременно включается магнитное поле во втором соленоиде 5, под действием которого пучок поляризованных электронов 6 выводится через отверстия в аноде и катоде электронной пушки.

Система цилиндров 4 служит также для повышения критического тока вакуумного запираания электронного пучка.

Источник поляризованных атомов водорода 1 состоит из источника водорода, ВЧ диссоциатора и сепарирующего квадрупольного магнита. В такой системе был получен поток поляризованных атомов водорода с интенсивностью  $5 \cdot 10^{15}$  ат./с. В настоящее время ведется модернизация источника с целью получения потока  $10^{17}$  ат./с. Для этой цели диссоциатор выполнен в виде объемного СВЧ  $E_{010}$ -резонатора и рассчитан на работу при давлении водорода 5–10 Тор. Для повышения эффективности диссоциации используется специальная электронная пушка, установленная на оси резонатора. Температура потока атомов водорода может регулироваться в пределах от 40 до 400 К с целью выбора оптимальных условий работы сепарирующего магнита.

Произведем расчет интенсивности пучка поляризованных электронов, которую можно получить описанным методом. Полный заряд всех поляризованных электронов, образованных на длине области взаимодействия  $l$  при ионизации поляризованных атомов водорода пучком электронов с энергией  $\epsilon$  и током  $I$  в импульсе длительностью  $t_u$ , равен

$$q_n = n\sigma l I t_u, \quad (2)$$

где  $n$  — объемная плотность атомарного пучка,  $\sigma$  — сечение ионизации, равное [7]

$$\sigma = \frac{1,3 \cdot 10^{-15}}{\epsilon} \ln(6,1 \cdot \epsilon). \quad (3)$$

$\epsilon$ , кэВ	$I$ , А	$I_n$ , мА
5	1	26
10	3	42
15	5.4	54
5	2.6	184
10	7.3	286
15	13.4	360

Здесь  $\epsilon$  в электрон-вольтах,  $\sigma$  в  $\text{см}^2$ . Пользуясь (2) и (3), получим, что при выводе поляризованных электронов за время  $t_n$  ток пучка этих электронов будет равен

$$I_n = 1.3 \cdot 10^{-15} \frac{nl t_u I}{\epsilon t_n} \ln(6.1\epsilon). \quad (4)$$

Вычислим значение  $I$  при  $l = 100 \text{ см}$ ,  $t_u = 2 \cdot 10^{-4} \text{ с}$ ,  $t_n = 10^{-6} \text{ с}$ ,  $n = 10^{12} \text{ см}^{-3}$  (что соответствует потоку атомов  $10^{17} \text{ ат./с}$  сечением  $1 \text{ см}^2$ ) и трех значениях энергии 5, 10 и 15 кэВ. При диаметре цилиндров 40 мм соответствующие значения критического тока вакуумного запирания равны 2.6, 7.3 и 13.4 А. Результаты расчетов при токах примерно в три раза меньших критических токов вакуумного запирания приведены в левой части таблицы. Из таблицы видно, что в рассмотренных условиях ток пучка поляризованных электронов составляет десятки мА. Величину этого тока можно существенно повысить, если увеличить ток ионизирующего пучка до критического. При этом, как известно [8], энергия электронов (в нерелятивистском случае) уменьшается в 3 раза, так что количество актов ионизации увеличивается как за счет роста тока пучка, так и за счет уменьшения энергии электронов. Результаты расчетов, приведенные в правой части таблицы, показывают возможность получения описанным методом импульсного тока пучка поляризованных электронов в сотни мА.

Для реализации таких интенсивностей необходимо, однако, достаточно долго удерживать поляризованные электроны в ловушке (в рассмотренных примерах 200 мкс). Основным источником потерь электронов является их диффузия поперек магнитного поля. Скорость обычной диффузии, как известно [9], равна

$$U = \frac{mc^2 E}{eH^2} \nu, \quad (5)$$

где  $\nu$  — частота столкновений. При  $n = 10^{12}$ ,  $H = 10 \text{ кэ}$  в рассмотренных выше условиях  $U = 1.3 \dots 7.5 \cdot 10^3 \text{ см/с}$ . Следовательно, за время, равное длительности импульса ионизирующего пучка, поляризованные электроны пройдут путь 0.65...1.5 см, т.е. не выйдут за апертуру цилиндров.

Большую опасность может представлять бомовская диффузия, возникающая вследствие несимметричного азимутального распределения заряда ионизирующего пучка и плазмы, образующегося в результате пучково-плазменного взаимодействия. Поскольку произвести корректную оценку скорости такой диффузии в рассматриваемых условиях не представляется возможным, то это надо сделать экспериментально.

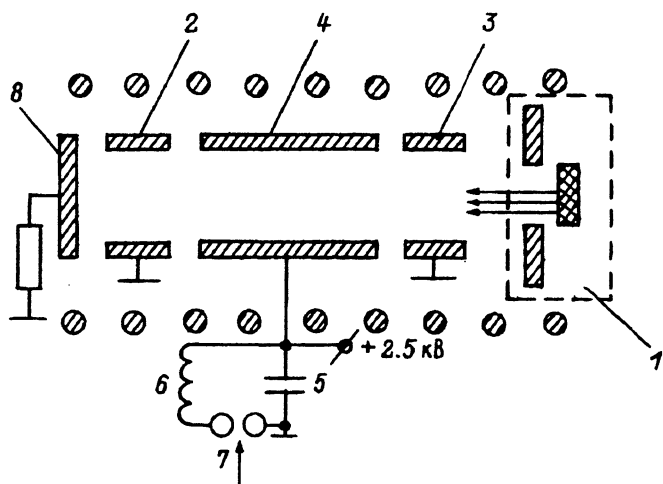


Рис. 3. Схема экспериментальной установки.

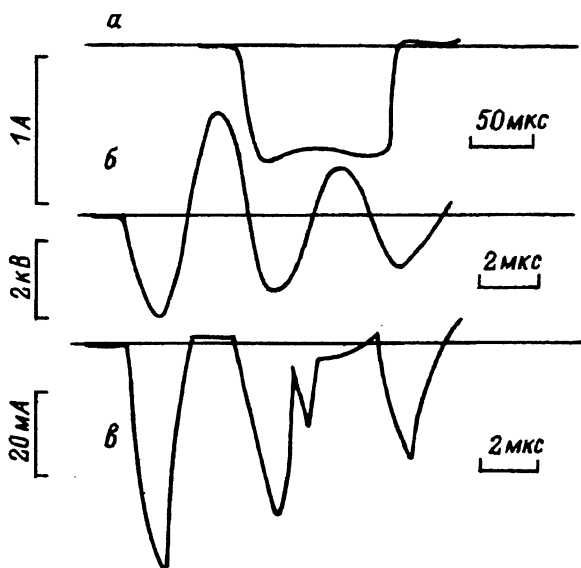


Рис. 4. Результаты измерений.

Возможность осуществления ударной ионизации, удержания в электростатической ловушке образовавшихся при ионизации электронов и их вывода была проверена экспериментально на модельной установке (рис. 3), в которой вместо поляризованного водорода использовался остаточный газ в вакуумной камере. Здесь электронный пучок из электронной пушки 1 (со сплошным катодом) пропускается вдоль оси соленоида с продольным магнитным полем, регулируемым от 1 до 5 кэ. Электростатическая ловушка представляет собой три цилиндра 2, 3, 4, причем цилиндры 2 и 3 заземлены, а на цилиндр 4, соединенный с землей через конденсатор 5 емкостью 5600 пФ, подавалось постоянное напряжение +2 кВ. После окончания импульса тока ионизирующего пучка конденсатор 5 разряжается через индуктивность 6 (с помощью управляемого разрядника 7). В результате напряжение на цилиндре 4 совершает ко-

лебания. При перемене полярности этого напряжения образовавшиеся в результате ионизации электроны плазмы остаточного газа выводятся и создаваемый ими ток измеряется цилиндром Фарадея 8.

На рис. 4 приведены результаты измерений при токе ионизирующего пучка  $\approx 1$  А в импульсе длительностью 100 мкс, энергии электронов этого пучка  $\approx 5$  кэВ, длине области взаимодействия (цилиндра 4) 20 см, магнитном поле 4 кэ, давлении остаточного газа в камере  $\approx 2 \cdot 10^{-5}$  тор (что соответствует давлению в потоке атомов водорода  $\sim 10^{17}$  ат.с). На рис. 4 приведены осциллограммы импульса тока ионизирующего пучка (а) напряжения на среднем цилиндре 4 (после окончания импульса тока ионизирующего пучка) (б), импульса тока пучка электронов, образованных при ионизации (в). Из рисунка видно, что выведенный пучок представляет собой последовательность импульсов с частотой повторения и длительностью, соответствующих частоте колебаний "выводящего" напряжения. Амплитуда импульса тока выведенного пучка составляет 40 мА.

### Получение пучка поляризованных электронов с поверхности диэлектрика

Весьма привлекательным представляется непосредственное вырывание электронов из поляризованных атомов электрическим полем. Однако для автоионизации атомов требуются чрезмерно сильные электрические поля. Так, для автоионизации атома водорода из основного состояния нужно поле  $\sim 10^8$  В/с, а из первого возбужденного состояния  $\approx 5 \cdot 10^6$  В/с. Авторами было предложено для этой цели использовать резонатор на  $TE_{011}$ -волне, в котором отсутствуют ограничения повышения электрического поля, связанные с развитием пробоя, так как электрическое поле у стенок резонатора близко к нулю [10,11].

Значительно меньшие поля могут обеспечить вырывание электронов с поверхности диэлектрика с небольшой диэлектрической постоянной  $\epsilon$ . Как известно [12], уровни энергии электрона на поверхности диэлектрика

$$\epsilon_n = \frac{2\pi^2 m c^2}{n^2} \left( \frac{r_e}{\lambda_c} \right)^2 Z^2; \quad n = 1, 2, 3, \dots, \quad (6)$$

где  $r_e$  — классический радиус электрона;  $\lambda_c$  — комптоновская длина волны электрона; величина  $Z$ , играющая роль заряда ядра, в данном случае равна

$$Z = \frac{\epsilon - 1}{4(\epsilon + 1)}. \quad (7)$$

Поскольку при малых  $\epsilon$   $Z \ll 1$ , то потенциал ионизации, а значит, и требуемое для этого электрическое поле существенно уменьшаются. Если удастся осуществить поляризацию электронов на поверхности диэлектрика, то вырывание их с поверхности не составит труда.

На этом основан предлагаемый нами третий метод получения пучка поляризованных электронов. На плоскую поверхность 1 диэлектрика (рис. 5), расположенную в плоскости  $yz$ , помещают электроны (например, электризацией, трением либо с помощью электронного пучка 3 от вспомогательной электронной пушки 2). В области локализации электронов создается магнитное поле ( $B$  на рис. 5), перпендикулярное поверхности диэлектрика. При этом состоянии, в котором электрон поляризован



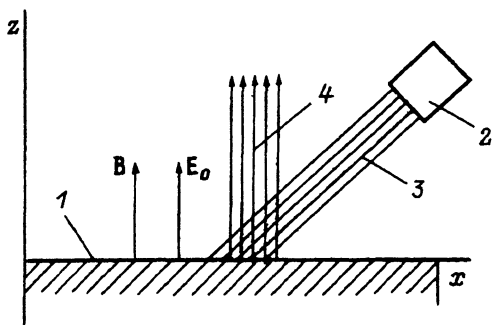


Рис. 5. Схема метода получения поляризованных электронов с поверхности диэлектрика.

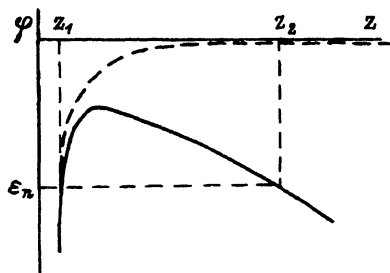


Рис. 6.

вдоль магнитного поля, будет энергетически более выгодным по сравнению с состоянием с противоположным направлением спина. При выборе величины поля, при которой разность энергий этих состояний больше энергии теплового движения (например, при  $T = 5$  К,  $B \geq 1.8$  кГс), через время, равное времени релаксации спинов в магнитном поле, практически все электроны перейдут в энергетически более выгодное состояние, т.е. степень поляризации накопленных электронов будет близка к 100%. Создавая после этого электрическое поле ( $E$  на рис. 5), перпендикулярное поверхности диэлектрика, можно снять эти электроны с поверхности и сформировать из них пучок поляризованных электронов 4.

Определим требуемую для реализации данного метода напряженность электрического поля. При наличии поля с напряженностью  $E$  потенциал поля изображения имеет вид

$$\varphi(x) = -Ze/x - Ex. \quad (8)$$

Зависимость  $\varphi(x)$  показана на рис. 6. Прозрачность барьера  $D_n$  для электрона с энергией  $\epsilon_n$  (6), как показывают вычисления, равна

$$D_n = \exp \left\{ -\frac{16\sqrt{2}}{3} n\kappa \sqrt{1 + \sqrt{\frac{\kappa-1}{\kappa}}} \left[ E \left( \sqrt{\frac{2}{1 + \sqrt{\frac{\kappa}{\kappa-1}}}} \right) - \left( 1 - \sqrt{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \right) K \left( \sqrt{\frac{2}{1 + \sqrt{\frac{\kappa}{\kappa-1}}}} \right) \right] \right\},$$

$$\kappa = \frac{\pi^4 mc^2 Z^3}{r_e E} \left( \frac{r_e}{\lambda_c} \right)^4, \quad (9)$$

где  $E, K$  — полные эллиптические интегралы первого и второго рода.

Вероятность прохождения через барьер за время  $\tau$  равна

$$P_n = D_n f_n \tau, \quad f_n = \frac{4\pi^2 c Z^2}{n^3 r_e} \left( \frac{r_e}{\lambda_c} \right)^3, \quad (10)$$

где  $f_n$  — частота колебаний электрона в потенциальной яме (2).

Если на поверхности диэлектрика накоплено  $N$  электронов, то ток электронов в пучке  $\mathcal{L}$  (рис. 5), очевидно, равен

$$J = P_n N e / \tau. \quad (11)$$

Из формул (9)–(11) следует, что для получения импульсного тока пучка поляризованных электронов, равного  $I$ , должно выполняться условие

$$\frac{4\pi^2 Z^2 c N}{r_e} \left(\frac{r_e}{\lambda_c}\right)^3 \exp\left\{-\frac{16\sqrt{2}}{3} \kappa \sqrt{1 + \sqrt{\frac{\kappa-1}{\kappa}}} \left[ E \left( \sqrt{\frac{2}{1 + \sqrt{\frac{\kappa}{\kappa-1}}} } \right) - \left(1 - \sqrt{\frac{\kappa-1}{\kappa}}\right) K \left( \sqrt{\frac{2}{1 + \sqrt{\frac{\kappa}{\kappa-1}}} } \right) \right]\right\} = \frac{I}{e}. \quad (12)$$

Например, при  $\epsilon = 2.2$ ,  $N = 2.5 \cdot 10^{12}$ , площади поверхности  $100 \text{ см}^2$  для получения тока пучка  $100 \text{ мА}$ , согласно (12), требуется электрическое поле  $90 \text{ кВ/см}$ . Время, за которое все электроны уйдут с поверхности, т.е. длительность импульса тока пучка поляризованных электронов, составляет  $4 \text{ мкс}$ . Таким образом, на основе данного метода может быть получен ток пучка поляризованных электронов в сотни  $\text{мА}$  в импульсе длительностью в несколько  $\text{мкс}$ .

Следует отметить, что при большом числе накопленных на поверхности электронов их заряд может создавать электрическое поле, которое само будет удалять электроны с поверхности еще до окончания времени релаксации спинов. В рассмотренном примере это поле составляет  $15 \text{ кВ/см}$ . Для удержания электронов необходимо приложить электрическое поле такой же величины противоположной полярности.

Предлагаемый метод может быть реализован и при комнатной температуре при накоплении электронов на поверхности ферродиэлектрика. Величина индукции магнитного поля выбирается равной индукции его насыщения. Через время, равное времени релаксации спинов накопленных электронов, каждый из них будет ориентирован в направлении намагничивания ближайшего к нему кристаллита. Расчет по формуле (12) показывает, что в данном случае для реальных параметров ферритов электрическое поле, требуемое для получения импульсного тока пучка  $100 \text{ мА}$  (при  $N = 2.5 \cdot 10^{12}$ ), имеет величину порядка сотен  $\text{кВ/см}$ .

### Заключение

Приведенные в настоящей работе результаты показывают, что наряду с известными для получения пучков поляризованных электронов могут быть использованы новые, предложенные авторами методы. Проведенные расчеты и предварительные эксперименты показывают возможность получения на их основе пучков поляризованных электронов с током в сотни  $\text{мА}$  в импульсе длительностью порядка  $\text{мкс}$ . Метод рассеяния на парах свинца позволяет получить степень поляризации  $\approx 40\%$ , а метод ионизации атомов водорода и метод поляризации на поверхности — около  $100\%$ . Предложенные методы обладают определенными преимуществами по сравнению с известными. По сравнению с наиболее распространенным источником на основе арсенида галлия они являются существенно

более простыми технологически, в них практически нет ограничений в отношении срока службы, а последние два метода обеспечивают получение значительно более высокой степени поляризации.

Из изложенного следует, что на основе предложенных методов могут быть созданы источники поляризованных электронов для линейных ускорителей.

### Список литературы

- [1] *Кесслер И.* Поляризованные электроны. М.: Мир, 1988. 367 с.
- [2] *Meyer W., Steffens E. Thiel W.* // Proc. of the 9<sup>th</sup> Intern. Symp. High Energy Spin Physics. Vol. 2. Berlin; Heidelberg; New York, 1990. P. 393.
- [3] *Van Klinken J.* // Nucl. Phys. 1965. Vol. 75. P. 161-188.
- [4] *Jost K., Zeman H.D.* Production of Polarized electron beams Stanford Univ., Calif. High-Energy Physics Lab, 1969. 85 p.
- [5] *Ефимов В.П., Закутин В.В., Ромасько В.П. и др.* А.С. № 1596940. БИ. 1991. № 33.
- [6] *Заика Н.И., Мохнач А.В., Шмарин П.Л.* Физика и техника поляризованных пучков ионов. Киев: Наукова думка, 1987. 284 с.
- [7] *Мотт Н.Ф., Мессу Г.С.У.* Теория атомных столкновений. М.: Мир, 1969. 329 с.
- [8] *Миллер Р.* Введение в физику сильнооточных пучков заряженных частиц. Пер. с англ. М.: Мир, 1984. 369 с.
- [9] *Глант В.Е., Жилинский А.П., Сазаров С.А.* Основы физики плазмы. М.: Атомиздат, 1977. 384 с.
- [10] *Ефимов В.П., Шендерович А.М.* А.С. № 1564739. БИ. 1990. № 18.
- [11] *Ефимов В.П., Закутин В.В., Кулешов И.Е., Шендерович А.М.* А.С. № 1670825. БИ. 1991. № 30.
- [12] *Zipfel C.Z., Brown T.R., Grimes C.C.* // Phys. Rev. Lett. 1976. Vol. 37. N 26. P. 1760-1763.

Харьковский физико-технический институт

Поступило в Редакцию  
28 декабря 1992 г.  
В окончательной редакции  
28 июля 1992 г.