

где n_2 и n_{01} — активность дочернего изотопа в момент измерения и материнского изотопа в момент образования соответственно; λ_1 и λ_2 — постоянные распада материнского и дочернего изотопов соответственно; t — время, протекшее с момента образования изотопов. Отношение этих величин, измеренных через различные промежутки времени после момента образования изотопов, пропорционально отношению активностей:

$$\frac{n'_2}{n''_2} = \frac{e^{-\lambda_1 t'} - e^{-\lambda_2 t'}}{e^{-\lambda_1 t''} - e^{-\lambda_2 t''}}$$

Отсюда

$$t' = \frac{1}{\lambda_2 - \lambda_1} \ln \left[\frac{\frac{n'_2}{n''_2} e^{-\lambda_1(t''-t')} - 1}{\frac{n_2}{n_0} e^{-\lambda_2(t''-t')} - 1} \right]$$

Если установка достаточно стабильна и измерения проводились в одинаковых условиях, можно считать, что

отношение измеренных интенсивностей γ -квантов La^{140} с энергией 1,6 Мэв равно отношению активностей этого изотопа. В этом случае дата мгновенного образования продуктов деления может быть непосредственно определена по приведенной выше формуле. Преимуществом метода является также независимость результатов измерений от погрешности калибровки установки. Поскольку период полураспада La^{140} равен 1,68 суток, метод применим при $t' \leq 5 \div 7$ суток.

Поступило в Редакцию 14/V 1968 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. А. Израэль, Е. Д. Стукнин. Гамма-излучение радиоактивных выпадений. М., Атомиздат, 1967.
2. Радиоактивные загрязнения внешней среды. Сборник. Под ред. В. П. Шведова и С. И. Широкова. М., Атомиздат, 1962.

Работа охлажденных поверхностно-барьерных кремниевых счетчиков в магнитных полях с напряженностью до 10^4 э

Б. П. МАКСИМЕНКО, А. А. МИТИН

УДК 539.1.074.55

Полупроводниковые счетчики, используемые для диагностики плазмы, обычно располагаются в магнитном поле. При наличии достаточно сильного магнитного поля, параллельного поверхности перехода и, следовательно, перпендикулярного к электрическому полю перехода, носители, образованные падающими частицами, будут сдвигаться к боковым поверхностям, где возможна их более быстрая рекомбинация, что может привести к уменьшению амплитуды импульса счетчика. Магнитное поле можно считать «слабым», если выполняется условие $\frac{uH}{c} \ll 1$, где u — подвижность носителей;

H — напряженность магнитного поля; c — скорость света [1]. Так как подвижность носителей растет при уменьшении температуры, то поле, «слабое» при высоких температурах, может оказаться «сильным» при низких температурах. Это видно на примере кремния, для которого подвижности электронов при температурах 18 и -196°C равны $\sim 2 \cdot 10^3$ и $\sim 4 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{в} \times \text{сек}$ соответственно. Следовательно, для этих температур область слабых полей ограничена сверху полями $5 \cdot 10^4$ и $2,5 \cdot 10^3$ э соответственно. В работе [2] при регистрации α -частиц с энергией 5 Мэв поверхностно-барьерным кремниевым счетчиком ($t = 18^\circ\text{C}$) поле

напряженностью $3 \cdot 10^3$ э не оказывало никакого влияния на амплитуду импульса счетчика. В то же время магнитное поле в несколько сот эрстед уже сказывалось на работе поверхностно-барьерных германиевых счетчиков, охлажденных до температуры жидкого гелия [3]. Во многих случаях охлаждение применяется для уменьшения обратного тока счетчика. Для практических целей, по-видимому, достаточно, чтобы обратный ток счетчика при рабочей температуре не превышал сеточного тока входной лампы предусилителя, а это может получаться и без глубокого охлаждения. Поэтому представляется интересным экспериментально определить тот диапазон отрицательных температур и магнитных полей, в котором магнитное поле не оказывает заметного влияния на движение носителей в счетчике, т. е. на амплитуду импульса счетчика.

В настоящей работе изучалось влияние однородного магнитного поля, параллельного поверхности перехода на величину амплитуды импульса охлажденного поверхностно-барьерного кремниевое счетчика при регистрации атомов H_1^0 с энергией 64 кэв.

Счетчики были изготовлены из монокристалла кремния n -типа с удельным сопротивлением $\sim 200 \text{ ом} \cdot \text{см}$ и имели площадь рабочей поверхности $\sim 3 \text{ мм}^2$. При комнатной температуре и смещении 50 в обратный ток не превышал $5 \cdot 10^{-8} \text{ а}$. Для охлаждения счетчиков использовался изолятор, соединявший омический контакт счетчика и камеру, в которой циркулировал жидкий азот. Температура регулировалась скоростью подачи азота и измерялась хромель-копелевой термопарой, прикрепленной к корпусу счетчика. Давление в объеме, где находился счетчик, составляло $5 \cdot 10^{-5} \text{ торр}$.

На рис. 1 представлена схема опыта. Пучок ионов H_1^+ с энергией 70 кэв из магнитного сепаратора попадал на никелевую фольгу толщиной 25 $\text{мкг}/\text{см}^2$, при прохождении через которую часть ионов перезарядкалась ($\text{H}_1^+ + e^- \rightarrow \text{H}_1^0$). Образовавшиеся атомы H_1^0 входили в магнитное поле и попадали на счетчик, поверхность которого была расположена параллельно силовым

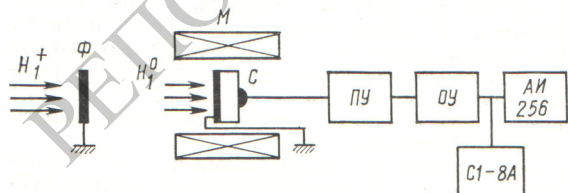
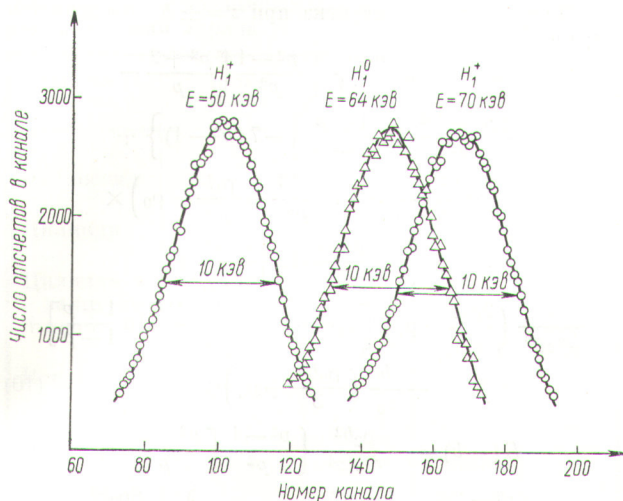


Рис. 1. Схема опыта:

Φ — никелевая фольга для перезарядки ионов; C — поверхностно-барьерный кремниевый счетчик; M — электромагнит; $ПУ$ и $ОУ$ — предварительный и основной усилители.

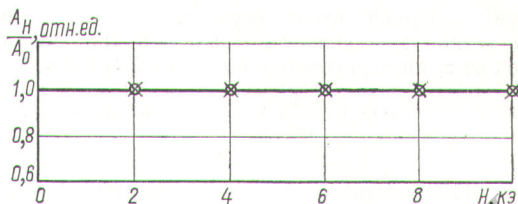


Р и с. 2. Амплитудное распределение импульсов счетчика ($t = 18^\circ \text{C}$) при регистрации ионов H_1^+ с энергиями 50 и 70 кэв и атомов H_1^0 , образующихся при прохождении через фольгу ионов H_1^+ с энергией 70 кэв.

линиям магнитного поля. Напряженность магнитного поля регулировалась от 0 до $4 \cdot 10^4$ э; пульсации не превышали 0,2%.

Сигналы счетчика через зарядочувствительный предусилитель (входная лампа 6С15П) и основной усилитель поступали на амплитудный анализатор АИ-256. Полная ширина пика на половине максимума (ПШПМ), соответствующая собственным шумам усилительного тракта, составляла $\sim 3,5$ кэв.

Энергия атомов H_1^0 , регистрируемых счетчиком, определялась по данным измерения потерь энергии частиц при их прохождении через фольгу. На рис. 2 приведены измеренные при одном и том же коэффициенте усиления и уровне экскандера пики ионов H_1^+ с энергиями 50 и 70 кэв и пик атомов H_1^0 , образующихся при прохождении ионов H_1^+ с энергией 70 кэв через фольгу. Видно, что потери энергии в фольге составляли



Р и с. 3. Зависимость относительной амплитуды импульса счетчика от величины напряженности магнитного поля H : A_0 — амплитуда импульса счетчика $H=0$; A_H — амплитуда импульса счетчика при различных H ; \circ , \times — измерения при 18 и -150°C соответственно.

6 кэв и, следовательно, энергия атомов H_1^0 была равна 64 кэв. Величина ПШПМ во всех случаях оставалась одинаковой, равной 10 кэв.

На рис. 3 представлена зависимость амплитуды импульса счетчика от величины напряженности магнитного поля, измеренная при температурах счетчика 18 и -150°C . Видно, что при этих температурах амплитуда импульса счетчика не зависит от величины магнитного поля, параллельного поверхности счетчика во всем измеренном диапазоне полей. Это обстоятельство позволяет более широко использовать счетчики данного типа при диагностике плазмы.

В заключение авторы выражают благодарность Г. Ф. Богданову за постоянное внимание к данной работе, Г. М. Новикову за изготовление счетчиков, Б. Г. Дьяконову за участие в измерениях, В. В. Струлеву за подготовку установки.

Поступило в Редакцию 10/VI 1968 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. С. С т и л ь б а н с. Физика полупроводников. М., «Советское радио», 1967.
2. G. Dearnaley, A. Whitehead. AERE-R, 3437, 35 (1960).
3. F. Walter et al. Rev. Sci. Instrum., 31, 756 (1960).

Поле пространственного заряда электронных сгустков с осесимметричным строением

Л. М. МОВСИЯН

УДК 621.384.01

При исследовании динамики заряженных частиц в ускорителях в случае, когда токи пучка значительны, необходимо учитывать продольные кулоновские силы пространственного заряда в уравнениях движения. Обычно рассматриваются поля электронного сгустка цилиндрической или эллипсоидальной формы с равномерным [1, 2] и линейным [3] распределениями плотности заряда вдоль сгустка.

В настоящей работе рассматриваются сгустки более сложной формы с линейным и квадратичным распределением плотности заряда вдоль сгустка.

Определим потенциал $u(z_1)$:

$$u(z_1) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int_V \frac{\rho dV}{R}, \quad (1)$$

где z_1 — координата точки наблюдения на оси z ; $\rho = \rho(z)$ — плотность пространственного заряда; R — расстояние от текущей точки интегрирования до точки на оси с координатой z_1 ,

$$R = \sqrt{r^2 + (z_1 - z)^2}.$$

Определим напряженность электрического поля на оси:

$$E(z_1) = -\text{grad } u(z_1) = -\frac{du}{dz_1}. \quad (2)$$

Для учета релятивистских эффектов необходимо перейти от системы координат, относительно которой сгусток покоится, к лабораторной системе, т. е. заменить длину сгустка l на $l/(1 - \beta^2)^{1/2}$. Будем пользоваться цилиндрической системой координат r, ϕ, z с осью z ,