В экспериментах наблюдалась независимость фокусирующей способности линзы от направления силовых линий магнитного поля, поэтому можно предположить, что $\mathbf{F} \sim \mathbf{l}^{-2}$, а, следовательно, $\mathbf{F} \sim \mathbf{v}^2$. Исследование зависимости величины тока линзы от массы фокусируемых ионов было выполнено на ряде элементов: C, Al, Fe, Cu, Mo, Ta, при этом учитывалась установленная зависимость $\mathbf{F}$ от $\mathbf{v}$. Ток линзы фиксировался при достижении максимума амплитуды сигнала коллектора, что означало фокусировку ионов с энергией, соответствующей основному максимуму энергетического распределения. Полученная в ходе измерений зависимость показала, что в пределах ошибок эксперимента (30 %) у переменной M в соотношении (2) показатель степени равен единице.

В результате можно утверждать, что соотношение (2) имеет место в случае фокусировки потока разлетающейся лазерной плазмы с помощью магнитной линзы в исследуемом диапазоне масс и энергии ионов.

Таким образом, в настоящей работе показано, что наряду с плазменными линзами магнитные линзы также являются эффективным средством фокусировки плазменных пучков, что, по-видимому, является следствием реализации режима коллективной фокусировки.

Список литературы

[1] *Габович М. Д., Плешивцев Н. В., Семашко Н. Н.* Пучки ионов и атомов для управляемого термоядерного синтеза и технологических целей. М.: Энергоатомиздат, 1986. 248 с.
[2] *Морозов А. И.* Физические основы космических электрореактивных двигателей. М.: Атомиздат, 1978. 326 с.
[3] *Pearlman J. S.* // Rev. Sci. Inst. 1977. V. 48. N 8. P. 1064—1067.
[4] *Robertson S.* // J. Appl. Phys. 1986. V. 59. N 5. P. 1765—1767.

Поступило в Редакцию
29 февраля 1988 г.

01; 10 *Журнал технической физики, т. 59, в. 11, 1989*

ОТКЛОНЕНИЕ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЧАСТИЦ СИСТЕМОЙ КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛАСТИН. КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Е. Г. Вяткин, В. А. Долгих

На возможности использования кристаллов в качестве систем управления и транспортировки пучков заряженных частиц впервые было указано в [1, 2]. Причем, если в [1] предполагалось отклонять пучки в режиме каналирования изогнутым монокристаллом, что и было показано в эксперименте с протонами 8.4 ГэВ [3], то система, предложенная в [2], использует эффект малоуглового отражения пучка от поверхности кристалла и представляет собой совокупность кристаллических пластин, ориентированных относительно друг друга под углами α_i. Для пучков частиц с положительным зарядом необходимо, чтобы $\alpha_i \leqslant \Psi_L$ (Ψ_L — угол Линдхарда). В этом случае после многократного отражения потери в интенсивности отклоняемого пучка минимальны. Так, в численном эксперименте [4] при отражении ионов Ne с энергией E=3—40 кэВ от системы из трех кристаллов Si потери в интенсивности пучка составили ~7—13 %. В [5] было проведено компьютерное моделирование отражения 10 МэВ протонов от системы из 10 кристаллов Ge. Потери в интенсивности пучка изменялись в пределах 5—20 % в зависимости от углов ориентации α_i и температуры кристаллов. При этом пучок отклонялся на 25 мрад, а угловая расходимость пучка изменялась в пределах $2\text{—}5\cdot10^{-4}$ рад.

Целью настоящей работы является проведение численного эксперимента по отклонению пучка электронов с энергией E=20 МэВ системой из 10 монокристаллов Ge. Геометрия эксперимента соответствует схеме, предложенной в [2]: α_i — угол ориентации между соседними кристаллами, $\alpha=\sum\limits_{i=1}^{N}\alpha_i$ — полный угол отклонения пучка, i — номер кристалла. Поверхности монокристаллов считаются бездефектными, а их структуры соответствуют (100) плоскостям. Расчеты коэффициента отражения и угловых характеристик пучка электронов (математическое ожидание и среднеквадратичное отклонение) выполнялись в модели бинарных столкновений [6] с атомным потенциалом взаимодействия Томаса—Ферми в мольеровском приближении

$$U(r) = \sum_{i=1}^{3} a_i \frac{\exp[-b_i r]}{r}.$$

Здесь $a_i=\{0.1, 0.55, 0.35\}$, $b_i=\{6, 1.2, 0.3\}$. Для учета температуры кристалла используется простейшая модель, в которой тепловые колебания атомов считаются независимыми, а амплитуды смещений относительно узлов кристаллической решетки распределены по нормальному закону. Толщина поверхностного слоя, с которого происходит отражение электронов, ~ 0.3 мкм. Ввиду малости отражающего слоя неупругие процессы не учитываются. После отражения от поверхности i-й кристаллической пластины вычисляются распределения отраженных электронов по углам в плоскости падения $F_i(\Theta)$ и по азимутальным углам $F_i(\varphi)$, которые затем становятся начальными параметрами пучка для отражения от $(i+1)$-й пластины (φ — угол между осью $\langle 100 \rangle$ и плоскостью падения). Углы падения электронов Θ и φ разыгрываются из распределений $F_i(\Theta)$ и $F_i(\varphi)$, которые считаются независимыми.

Таблица 1

№ кристалла	$\alpha = \frac{1}{2}\sum_i \bar{\theta}_i \cdot 10^3$ рад	k_i	$\bar{\theta}_i$, 10^3 рад	$\bar{\theta}_i^2 \cdot 10^5$
1	$5 \cdot 10^{-1}$	0.677	4.513	3.64
2	2.256	0.547	5.441	5.250
3	4.512	0.502	6.122	5.854
4	6.768	0.46	7.430	6.220
5	9.024	0.41	7.670	6.123
6	11.280	0.37	7.21	5.401
7	13.536	0.32	6.817	4.351
8	15.792	0.29	6.171	3.920
9	18.058	0.27	5.810	3.709
10	20.314	0.24	5.321	4.112

В табл. 1 приведены значения коэффициентов отражения k_i, среднего и среднеквадратичного $\bar{\Theta}_i$, $\bar{\Theta}_i^2$ углов рассеяния 20 МэВ электронов, отраженных от системы из N кристаллов германия при температуре $T = 293$ К. Начальные параметры пучка такие: $\bar{\Theta}_0 = 5 \cdot 10^{-4}$ рад, $\varphi_0 = 6$ мрад, $\bar{\Theta}_0^2 = \bar{\varphi}_0^2 = 10^{-4}$ рад, $\bar{E}^2 = 0$. Углы ориентации между соседними кристаллическими пластинами одинаковы, $\alpha_i = 0.5 \cdot \bar{\Theta}_1$, где $\bar{\Theta}_i$ — математическое ожидание распределения $F_1(\Theta)$ после отражения от первого кристалла. Полный угол отклонения пучка электронов после отражения от N-й пластины $\alpha = 0.5 \cdot \bar{\Theta}_1 \cdot N$.

В [6] с помощью компьютерного моделирования было показано, что при отражении релятивистских электронов от поверхности кристаллов интенсивность и угловые характеристики отраженного пучка слабо зависят от угла падения при $\Theta_0 < (1—2)\,\Psi_L$ (Ψ_L — критический угол плоскостного каналирования). При этом средний угол отражения $\bar{\Theta}$ зависит только от характеристик мишени (атомный вес, тип отражающей кристаллической плоскости) и в 5—10 раз превышает угол падения. Существенное влияние оказывает азимутальная ориентация: при $\varphi_0 > \Psi_1$ (Ψ_1 — критический угол осевого каналирования) происходит отражение плоскостью, при $\varphi_0 < \Psi_1$ реализуется режим осевого отражения, при котором на 5—15 % возрастает коэффициент отражения по сравнению с плоскостным случаем. Для $\Theta_0 > 2—3\,\Psi_L$ коэффициент отражения быстро падает и одновременно ухудшаются угловые характеристики отраженного пучка. Поэтому для эффективного отклонения пучка системой кристаллов необходимо, чтобы $\alpha_i < 2—3\,\Psi_L$. Для плоскостей (100) германия $\Psi_L \simeq 1.4 \cdot 10^{-3}$ рад. Как видно из табл. 1, на каждой кристаллической пластине потери интенсивности составляют 15—20 % от падающего пучка.

В табл. 2 приведены значения тех же величин, что и в табл. 1, но взаимная ориентация кристаллических пластин осуществлялась следующим образом: $\alpha_i = 0.5 \cdot \bar{\Theta}_{i-1}$. В результате полный угол отклонения $\alpha = 0.5 \sum_i^N \cdot \bar{\Theta}_i$. При такой ориентации и фиксированном N полный

Таблица 2

№ кристалла	$\alpha = \frac{1}{2} \sum_i \Theta_i \cdot 10^3$ рад	k_i	$\Theta_i \cdot 10^3$ рад	$\Theta_i^2 \cdot 10^5$
1	$5 \cdot 10^{-1}$	0.677	4.513	3.64
2	2.256	0.547	5.441	5.25
3	4.977	0.421	7.126	6.454
4	8.539	0.315	8.03	6.466
5	12.554	0.251	8.008	6.038
6	16.444	0.199	7.781	5.309
7	19.977	0.159	7.066	4.679
8	23.403	0.130	6.852	4.379
9	26.737	0.105	6.669	3.898
10	30.021	0.088	6.566	4.659

угол отклонения больше, чем для случая $\alpha_i = 0.5 \cdot \bar{\Theta}_1$ ($I = 1, \ldots, N$). Однако, как видно из сравнения коэффициентов отражения, приведенных в табл. 1, 2, во втором случае потери в интенсивности отклоняемого пучка больше. Кроме этого, в обоих случаях наблюдаются осцилляции $\bar{\Theta}^2$, происхождение которых связано с геометрией системы [5], и, так же как и для протонов, данная система фокусирует пучок.

Таким образом, можно отклонять не только ионные пучки [4, 5], но и электронные. Причем для различных целей можно применять одну из рассмотренных ориентаций. Для получения возможно большего угла отклонения наименьшим числом кристаллов целесообразно иметь ориентацию кристаллов $\alpha_i \neq \alpha_{i\mp 1}$. Если же необходимо отклонение пучка с наименьшими потерями в интенсивности, то требуется, чтобы $\alpha_i = \alpha_{i+1}$.

Список литературы

[1] *Tsyganov E. N.* // Fermilab. TM-682. TM-684. P. 1—8.
[2] *Кумахов М. А.* // Письма в ЖТФ. 1980. Т. 5. Вып. 24. С. 1530—1531.
[3] *Водопьянов А. С., Головатчук В. М., Елешев А. Ф.* // Письма в ЖЭТФ. 1979. Т. 30. Вып. 7. С. 474—478.
[4] *Аккерман А. Ф., Чубисов М. А.* // ЖТФ. 1981. Т. 51. Вып. 10. С. 2151—2152.
[5] *Vyatkin E. G., Taratin A. M., Vorobiev S. A.* // Rad. Eff. 1984. Vol. 82. P. 97—101.
[6] *Vyatkin E. G., Dolgich V. A., Vorobiev S. A.* // Rad. Eff. 1986. Vol. 100. P. 38—50.

Научно-исследовательский институт ядерной физики при Томском политехническом институте им. С. М. Кирова

Поступило в Редакцию
11 ноября 1988 г.

01; 12 *Журнал технической физики, т. 59, в. 1, 1989*

РАДИАЛЬНАЯ НЕРАВНОМЕРНОСТЬ ПОГЛОЩЕНИЯ ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ В МОНОКРИСТАЛЛЕ КРЕМНИЯ ПРИ ЯДЕРНОМ ЛЕГИРОВАНИИ

А. Н. Ерыкалов

Обычно кремниевый слиток стараются облучать в равномерном нейтронном потоке. Однако даже при одинаковой удельной экспозиции поверхности слитка по глубине облучение не будет равномерным. Рассматривая эту проблему в диффузионном приближении, авторы работы [1] пришли к заключению о незначительной величине получающейся неравномерности облучения по радиусу цилиндрического слитка монокристалла кремния. Действительно, в этом приближении радиальное распределение плотности потока тепловых нейтронов $\bar{\Phi}_D(r)$ описывается нулевой функцией Бесселя. Его отношение к среднему потоку по сечению слитка $\bar{\Phi}_D$ будет